ΔΧΟΝΔΡΟΥ

ΜΑΘΗΜΑΤΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

2

ΕΚΔΟΤΙΚΟΝ ΒΙΒΛΙΟΠΩΛΕΙΟΝ
Δ. ΤΣΑΚΑ & Σ. ΑΘΑΝΑΣΙΑΔΗ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΜΑΘΗΜΑΤΑ

Φ Υ Σ Ι Κ Η Σ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Δ. ΧΟΝΔΡΟΥ

ΤΑΚΤΙΚΟΥ ΚΑΘΗΓΗΤΟΥ ΤΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΕΝ ΤΩΙ ΑΘΗΝΗΣΙΝ
ΕΘΝΙΚΩΙ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΩΙ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΩΙ

ΜΑΘΗΜΑΤΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΠΡΟΣ ΧΡΗΣΙΝ
ΤΩΝ ΠΡΩΤΟΕΤΩΝ ΦΟΙΤΗΤΩΝ ΤΩΝ ΦΥΣΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ ΚΑΙ ΤΗΣ ΙΑΤΡΙΚΗΣ

ΤΟΜΟΣ ΔΕΥΤΕΡΟΣ

ΟΠΤΙΚΗ — ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ — ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

ΕΝ ΑΘΗΝΑΙΣ
ΕΚΔΟΤΙΚΟΝ ΒΙΒΛΙΟΠΩΛΕΙΟΝ
Ν. ΤΖΑΚΑ & Σ. ΔΕΛΑΓΡΑΜΜΑΤΙΚΑ
ΟΔΟΣ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ 81
1925

19092

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΤΥΠΟΙΣ Π. Δ. ΣΑΚΕΛΛΑΡΙΟΥ ΕΝ ΑΘΗΝΑΙΣ—1703

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΠΡΟΛΟΓΟΣ Β΄ ΤΟΜΟΥ

Μὲ τὸν δεύτερον τοῦτον τόμον συμπληρώνονται τὰ Μαθήματα Φυσικῆς, εἰς τὰ ὁποῖα προσεπάθησα νὰ ἐκθέσω μὲ τὴν δυνατὴν συντομίαν ἀλλὰ χωρὶς θυσίαν τῆς σαφηνείας τοὺς θεμελιώδεις νόμους τῆς Φυσικῆς.

Εἰς τὸν πρόλογον τοῦ πρώτου τόμου ἀνέπτυξα ἐν ἐκτάσει τὸ πρόγραμμα, τὸ ὁποῖον ἐνόμισα ὅτι ἔπρεπε νὰ ἀκολουθήσω κατὰ τὴν συγγραφήν. Ἐκ τούτου ἔχει ἴσως τὸ βιβλίον κάποιαν πρωτοτυπίαν.

Ἄλλως θὰ εὕρῃ ὁ ἀναγνώστης εἰς τὸ βιβλίον μου ὅ,τι συνήθως εὑρίσκεται εἰς διδακτικὰ βιβλία. Διὰ τοῦτο καὶ δὲν ἀναγράφω τὰ βιβλία τὰ ὁποῖα συνεβουλεύθην. Θὰ ἔπρεπε νὰ ἀναφέρω ὅλα τὰ βιβλία, ὅσα κατὰ καιροὺς ἀνέγνωσα ἢ ἐμελέτησα.

Τὰ ἀριθμητικὰ δεδομένα τῶν προσηρτημένων πινάκων παρέλαβα κυρίως ἀπὸ τὴν Πρακτικὴν Φυσικὴν τοῦ Kohlrausch, ἀλλὰ καὶ ἄλλοθεν τὰ συνεπλήρωσα.

Εὐχαριστῶ τὸν ἐπιμελητὴν τοῦ Ἐργαστηρίου Φυσικῆς κ. Κ. Πετρόπουλον, ὁ ὁποῖος μὲ ἐβοήθησεν εἰς τὴν διόρθωσιν τῶν δοκιμίων καὶ εἰς τὸν ὁποῖον ὀφείλω ἀρκετὰς κριτικὰς παρατηρήσεις, καθὼς καὶ τὸν φοιτητὴν κ. Γ. Λευκαδίτην, εἰς τὸν ὁποῖον ὀφείλω τὰς φωτογραφίας τοῦ τόμου τούτου.

Ἀθῆναι — Αὔγουστος 1925.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΠΙΝΑΞ ΤΩΝ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΟΠΤΙΚΗ

Σελ.

Ὁρισμὸς 1
Ὀπτικὰ μέσα 1
Διαίρεσις τῆς ὀπτικῆς 2

ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

Ὁρισμὸς 3

ΝΟΜΟΣ ΤΗΣ ΕΥΘΥΓΡΑΜΜΟΥ ΔΙΑΔΟΣΕΩΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

Πηγαὶ φωτὸς - Φωτειναὶ ἀκτῖνες 3
Πρῶται ἔννοιαι 4
Ἀπλανητικὰ συστήματα - Συζυγῆ σημεῖα 6
Ἀντιστρεπτὸν τοῦ δρόμου τοῦ φωτὸς 6
Ἀστιγματισμὸς 7
Σκιὰ 8
Σκοτεινὸς θάλαμος 9

ΑΝΑΚΛΑΣΙΣ

Ὁρισμὸς 10
Νόμοι ἀνακλάσεως 10
Θεώρημα τοῦ Ἥρωνος 11
Διάχυτος ἀνάκλασις 12

Κάτοπτρα

Ὁρισμὸς 13
Επίπεδα κάτοπτρα 13
Σχηματισμὸς εἰκόνων 14
Συνδυασμοὶ ἐπιπέδων κατόπτρων 15
Σφαιρικὰ κάτοπτρα 17
Ὁρισμοὶ 17
Κοῖλα σφαιρικὰ κάτοπτρα 19
Κυρία ἑστία, δευτερεύουσαι ἑστίαι, ἑστιακὸν ἐπίπεδον 19
Συζυγῆ σημεῖα 21
Μετασχηματισμὸς τῆς ἐξισώσεως τῶν συζυγῶν σημείων. Γραφικὴ παράστασις 24

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

Ἀνακεφαλαίωσις 25
Σχηματισμὸς εἰκόνων 26
Σχέσις μεγέθους ἀντικειμένου καὶ εἰκόνος. Μεγέθυνσις 28
Σχέσις μεγέθους κατὰ μῆκος τοῦ ἄξονος 29
Κυρτὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα 30
Κυρία ἑστία, δευτερεύουσα ἑστία, ἑστιακὸν ἐπίπεδον 30
Συζυγῆ σημεῖα 31
Ἀνακεφαλαίωσις 32
Σχηματισμὸς εἰκόνων 33
Σχέσις μεγέθους ἀντικειμένου καὶ εἰδώλου. Μεγέθυνσις 35
Ἀριθμητικὰ παραδείγματα 36
Κάτοπτρα μεγάλου ἀνοίγματος. Καυστικαὶ ἐπιφάνειαι 37
Κάτοπτρα παραβολικὰ καὶ ἄλλων σχημάτων 38

ΔΙΑΘΛΑΣΙΣ

Ὁρισμὸς 39
Νόμοι τῆς διαθλάσεως. Νόμος τοῦ Snell 40
Πειραματικὴ δεῖξις τῶν νόμων τῆς διαθλάσεως 41
Μονόχρουν φῶς 42
Θεώρημα τοῦ Fermat 42
Σχετικὸς καὶ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως 43
Συμμετρικὴ μορφὴ τῆς ἐξισώσεως τῆς διαθλάσεως 45

Δίοπτρα

Ὁρισμὸς 46
Ἐπίπεδον δίοπτρον 46
Διερεύνησις τοῦ νόμου τοῦ Snell 46
Ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα 50
Γραφικὴ κατασκευὴ τῆς διαθλωμένης ἀκτῖνος 50
Συζυγῆ σημεῖα 51
Διάθλασις εἰς πλάκας μὲ παραλλήλους ἕδρας 52
Πρίσματα 53
Ὁρισμὸς 53
Τύποι τοῦ πρίσματος 53
Θέσις ἐλαχίστης ἐκτροπῆς 55
Ὅρος ἀναδύσεως 56
Τύποι δι' ὀξέα πρίσματα 57
Πειραματικὴ ἐπίδειξις τῶν ἰδιοτήτων τῶν πρισμάτων 57
Πρίσμα ἐντὸς θλαστικωτέρου περιβάλλοντος 58
Πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως 58
Πρίσματα ἀναστροφῆς 59
Πρίσματα σταθερᾶς ἐκτροπῆς 61

Σχέσις τοῦ δείκτου διαθλάσεως πρὸς τὸ χρῶμα τοῦ φωτὸς

Ἀνάλυσις καὶ σύνθεσις τοῦ φωτὸς 62
Ἀκριβέστερος ὁρισμὸς τοῦ χρώματος τοῦ φωτὸς 65
Διασκεδασμὸς 65

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.
Σύνθετα πρίσματα 67
Σφαιρικὰ δίοπτρα 69
Διάθλασις ἐπὶ σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν 69
Σφάλμα σφαιριτικότητος 72
Σφάλμα χρωματικὸν 73
Ὁμοαξονικὰ σφαιρικὰ συστήματα 73
Ὁρισμὸς 73
Φακοί 73
Ὁρισμὸς 73
Λεπτοὶ φακοί 75
Συγκλίνοντες φακοί 76
Κύριαι ἑστίαι, δευτερεύουται ἑστίαι, ἑστιακὰ ἐπίπεδα, συζυγῆ σημεῖα . 76
Ἀπόδειξις τῶν ἐξισώσεων 79
Σχηματισμὸς εἰκόνων 80
Μεγέθυνσις 81
Ἀποκλίνοντες φακοί 82
Κύριαι ἑστίαι, δευτερεύουσαι ἑστίαι, ἑστιακὰ ἐπίπεδα 82
Συζυγῆ σημεῖα 83
Ἀπόδειξις τῶν ἐξισώσεων 84
Σχηματισμὸς εἰκόνων 85
Μεγέθυνσις 86
Ἀνακεφαλαίωσις 86
Ἀριθμητικὰ παραδείγματα 87
Ἰσχὺς τοῦ φακοῦ 89
Λεπτὰ συστήματα ἐκ λεπτῶν φακῶν 89
Πειραματικὴ εὕρεσις τῆς ἑστιατικῆς ἀποστάσεως 91
Ὁμοαξονικὰ συστήματα ἐν γένει 92
Ἐπίδρασις τοῦ πάχους τοῦ φακοῦ ἐπὶ τῶν ἰδιοτήτων αὐτοῦ 92
Χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα, ἑστιακαὶ ἀποστάσεις 92
Δεσμικὰ σημεῖα 94
Γραφικὴ κατασκευὴ τῶν συζυγῶν σημείων 95
Φακοὶ πεπερασμένου πάχους, ὀπτικὸν κέντρον 96
Γεωμετρικὴ κατασκευὴ τῶν συζυγῶν σημείων 97
Σφάλματα τῶν φακῶν 98
Σφάλματα σφαιρικότητος 98
Σφάλμα χρωματικὸν 100
Ἀχρωστικοὶ φακοί 101
Ὑπολογισμὸς ἀχρωστικοῦ φακοῦ 101
Ἐξέλεγξις τῆς ποιότητος τῶν φακῶν (Foucault) 102
Μέθοδος τοῦ Töppler 103
Γενικαὶ παρατηρήσεις 103
Διαφράγματα 104

ΦΩΤΟΜΕΤΡΙΑ

Φωτομετρικὰ ποσὰ 104

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.
Θέμα τῆς φωτομετρίας 107
Μονάδες καὶ πρότυπα 108
Αὐτόφωτοι ἐπιφάνειαι, νόμος τοῦ Lambert 111

ΠΡΑΚΤΙΚΗ ΦΩΤΟΜΕΤΡΙΑ

Ὑποκειμενικαὶ μέθοδοι 111
Μέτρησις τῆς ἰσχύος φωτεινῆς πηγῆς 112
Φωτόμετρα Bouguer, Rumford, Bunsen 113
Φωτομετρικὸς κῦβος τῶν Lummer - Brodhun 114
Φωτομετρικὴ κεφαλὴ τῶν Lummer - Brodhun 115
Φωτομετρικὴ τράπεζα 116
Φωτόμετρα πρὸς εἰδικοὺς σκοπούς 116

ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

Μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως κατὰ τὴν ἐλευθέραν διάδοσιν τοῦ φωτὸς . . . 117
Ἀπορρόφησις τοῦ φωτός 117
Συντελεστὴς ἀπορροφήσεως 118
Σχέσεις ἐντάσεως κατὰ τὴν ἀνάκλασιν καὶ διάθλασιν 119

ΟΠΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ

Ὁρισμός 119

ΔΙΑΦΡΑΓΜΑΤΑ

Ὁρισμός 120
Ὀπτικὸν πεδίον κατόπτρων 121
Διαφράγματα ὀπτικῶν συστημάτων ἐν γένει 122
Χρησιμότης τῶν διαφραγμάτων 126

Ὀφθαλμός 126
Ἀνατομικὴ περιγραφὴ 126
Προσαρμογὴ 127
Διακριτικὴ ἱκανότης 128
Ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως 128
Φωτογραφικὸς θάλαμος 129

Προβολεῖς 131
Μικροσκόπια - Τηλεσκόπια 133

Μικροσκόπια 133
Ἁπλοῦν μικροσκόπιον 134
Μεγέθυνσις 134
Σύνθετον μικροσκόπιον 135
Μεγέθυνσις 137
Διαφράγματα τοῦ μικροσκοπίου 138
Διακριτικὴ ἱκανότης 139
Καταδυτικοὶ φακοί 141
Φωτισμὸς τοῦ ἀντικειμένου 142

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.
Παρατήρησις ἐπὶ σκοτεινοῦ πεδίου 142
Ὑπερμικροσκόπιον 143
Πειραματικὴ εὕρεσις τῆς μεγεθύνσεως 144
Τηλεσκόπια 144
Διόπτρα Γαλιλαίου ἢ Ὁλλανδική 146
Μεγέθυνσις 147
Διαφράγματα 147
Φωτεινότης 148
Ἀστρονομικὴ διόπτρα 149
Μεγέθυνσις 150
Πειραματικὸς προσδιορισμὸς τῆς μεγεθύνσεως 150
Διακριτικὴ ἱκανότης 151
Διαφράγματα 152
Φωτεινότης 152
Ἀνόρθωσις τῆς εἰκόνος, διόπτρα τῶν ἐπιγείων 154
Στήριξις τῆς διόπτρας 155
Κατοπτρικὰ τηλεσκόπια 156

ΜΕΤΡΗΣΙΣ ΤΟΥ ΔΕΙΚΤΟΥ ΔΙΑΘΛΑΣΕΩΣ

Γωνιόμετρον 157
Ρύθμισις διόπτρας καὶ συλλέκτου 159
Μέτρησις τοῦ δ. δ. διὰ τοῦ γωνιομέτρου 161
Μέτρησις τοῦ δ. δ. διὰ τοῦ μικροσκοπίου 162
Εὕρεσις τοῦ δ. δ. ἐκ τῆς ὁρικῆς γωνίας 162
Διαθλασίμετρον τοῦ Abbe 163
Γενικὴ παρατήρησις 165

ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑ

Θέμα τῆς φασματοσκοπίας 165
Φασματοσκόπια - Φασματόμετρα 165
Φασματοσκόπιον Kirchhoff - Bunsen 167
Φασματοσκόπια μὲ πολλὰ πρίσματα 169
Φασματοσκόπια σταθερᾶς ἐκτροπῆς 169
Ὄργανα πρὸς μονόχρουν φωτισμὸν 170
Φασματογράφοι 170
Ἔκτασις τοῦ φάσματος 171
Ὑπεριώδεις ἀκτῖνες 172
Ὑπερέρυθμοι ἀκτῖνες 174
Σχέσις τῆς μορφῆς τοῦ φάσματος πρὸς τὴν προέλευσιν τοῦ φωτός 176
Φάσματα ἐκπομπῆς στερεῶν, ὑγρῶν, ἀερίων 176
Παρατήρησις τῶν φασμάτων τῶν ἀερίων 177
Φάσματα ἀπορροφήσεως στερεῶν, ὑγρῶν 178
Φάσματα ἀπορροφήσεως ἀερίων 179
Ἀναστροφὴ τοῦ γραμμῶν τοῦ φάσματος 179
Νόμος τοῦ Kirchhoff 180
Φασματικὴ ἀνάλυσις 180

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

Θερμικὴ καὶ ἐκλεκτικὴ ἀκτινοβολία 181
Ἡλιακὸν φάσμα. 182
Ἀνώμαλος διασκεδασμός 184

ΦΩΣΦΟΡΙΣΜΟΣ - ΦΘΟΡΙΣΜΟΣ

Φωσφοροσκόπιον 186
Νόμος τοῦ Stokes 187
Ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τοῦ φωσφορισμοῦ 188
Ὑποκειμενικὴ παρατήρησις τοῦ ὑπεριώδους φάσματος. 189
Παρατήρησις τοῦ ὑπερερύθρου φάσματος 190

ΤΑΧΥΤΗΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

Μέθοδος τοῦ Römer 190
Ἀποπλάνησις τοῦ φωτὸς (Bradley) 191
Μέθοδος τοῦ Fizeau 193
Μέθοδος τοῦ Foucault 195
Μετρήσεις τοῦ Michelson 198
Ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς διάφορα μέσα. 198

ΦΥΣΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

Θέμα τῆς φυσικῆς ὀπτικῆς 199
Θεωρία ἐκπομπῆς - θεωρία κυμάνσεων 199
Αἰθὴρ 199
Ἔλεγχος τῶν δύο θεωριῶν 201

ΣΥΜΒΟΛΗ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

Ὁρισμὸς 202
Συμβολὴ 203
Σύμφωνοι καὶ ἀσύμφωνοι δέσμαι 204
Κάτοπτρα τοῦ Fresnel. 206
Ἐπίδρασις τοῦ χρώματος τοῦ φωτὸς. 207
Ἐξήγησις τοῦ σχηματισμοῦ τῶν κροσσῶν 208
Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτὸς 209
Ἡμιφακοὶ τοῦ Billet 211
Σχέσις τοῦ μήκους κύματος πρὸς τὸ χρῶμα τοῦ φωτὸς 212
Ἀναγωγὴ τοῦ μ. κ. εἰς τὸ κενὸν 212
Ἀριθμητικὰ δεδομένα 213
Μεταβολὴ τῆς φάσεως κατὰ τὴν ἀνάκλασιν. 214
Χρώματα λεπτῶν πλακιδίων ἐκ συμβολῆς 215
Κροσσοὶ καὶ χρώματα ἴσης κλίσεως 217
Συμβολὴ ἀκτίνων διερχομένων διὰ λεπτῶν πλακῶν 218
Δακτύλιοι τοῦ Νεύτωνος 219
Μέτρησις τοῦ μ. κ. 220
Συμβολόμετρον 223
Μέτρησις δείκτου διαθλάσεως διὰ τοῦ συμβολομέτρου. 224

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

Μέτρησις τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς ἐντὸς κινουμένης ὕλης 226
Συμβολόμετρον τοῦ Michelson 226
Ἀναγωγὴ τοῦ μέτρου εἰς μῆκη κύματος 227
Συμφωνία φωτεινῆς πηγῆς πρὸς ἑαυτήν 228
Στάσιμα κύματα. Ἔγχρωμος φωτογραφία τοῦ Lippmann 229
Ὀπτικὴ ἀπεικόνισις 230

ΠΕΡΙΘΛΑΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

Θεμελιώδη φαινόμενα 231
Ζῶναι τοῦ Fresnel 233
Ὑπολογισμὸς τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως τοῦ διαγράμματος τῶν δακτυλίων τοῦ Νεύτωνος 236
Σημασία τῆς περιθλάσεως διὰ τὰς ἰδιότητας τῶν ὀπτικῶν ὀργάνων . . . 237

ΕΦΑΡΜΟΓΑΙ ΤΗΣ ΣΥΜΒΟΛΗΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΘΛΑΣΕΩΣ ΕΙΣ ΤΗΝ ΦΑΣΜΑΤΟΜΕΤΡΙΑΝ

Φασματομετρικαὶ μέθοδοι 237
Φράγματα περιθλάσεως 238
Φράγματα διαφανῆ 238
Μέτρησις τοῦ μ. κ. διὰ διαφανοῦς φράγματος 241
Ἀριθμητικὰ παραδείγματα 242
Φράγματα κατοπτρικά 243
Μέτρησις τοῦ μ. κ. διὰ κατοπτρικοῦ φράγματος 244
Κοῖλα φράγματα 245
Διακριτικὴ ἱκανότης 245
Κλιμακωτὰ φράγματα 247
Ἐξέτασις τῆς ὑφῆς τῶν φασματικῶν γραμμῶν διὰ τοῦ συμβολομέτρου . 248
Συμβολόμετρον τῶν Fabry καὶ Perot 249
Πλὰξ τῶν Lummer-Gehrcke 250

ΑΡΧΗ DOPPLER-FIZEAU

Ἐπίδρασις τῆς κινήσεως ἐπὶ τοῦ φαινομένου μήκους κύματος 250
Σχέσις τοῦ δ. δ. πρὸς τὸ μ. κ. τοῦ φωτὸς 252

ΤΑΞΙΝΟΜΗΣΙΣ ΤΩΝ ΓΡΑΜΜΩΝ ΤΩΝ ΦΑΣΜΑΤΩΝ ΕΚΠΟΜΠΗΣ

Τύπος τοῦ Balmer 252
Θεωρία τοῦ Bohr 254

ΠΟΛΩΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

Ὁρισμοί 254
Μερικὴ καὶ ὁλικὴ πόλωσις. Γωνία ὁλικῆς πολώσεως 255
Πολωτής, ἀναλύτης, χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα, ἐπίπεδον πολώσεως . . 256
Κανὼν τοῦ Brewster 257
Πόλωσις ἐκ διαθλάσεως 257

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΕΚ ΤΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΤΗΣ ΠΟΛΩΣΕΩΣ

Ποσὰ μονόμετρα καὶ ἀνυσματικὰ 258
Μορφὴ τῶν φωτεινῶν κυμάτων 259
Ἐξήγησις τῆς δι' ἀνακλάσεως πολώσεως 262
Λειτουργία πολωτῶν καὶ ἀναλυτῶν 263
Χρώματα ἐκ πολώσεως. 264

ΔΙΠΛΗ ΔΙΑΘΛΑΣΙΣ

Μέσα ἰσότροπα καὶ ἀνισότροπα. 264
Κρυσταλλικὰ συστήματα 265
Κρύσταλλοι μονάξονες καὶ διάξονες. 266
Διπλῆ διάθλασις 256
Ὀπτικὸς ἄξων μοναξόνων κρυστάλλων. 267
Κυρία τομὴ 267
Τακτικὴ καὶ ἔκτακτος ἀκτὶς 267
Πόλωσις τῆς τακτικῆς καὶ ἐκτάκτου ἀκτῖνος 268
Σφαῖρα καὶ ἐλλειψοειδὲς ταχύτητος 278
Δεῖκται διαθλάσεως 270
Γραφικὴ κατασκευὴ τῶν διαθλωμένων ἀκτίνων 270
Μηχανικὴ ἐξήγησις. 272
Πολωταὶ διὰ διπλῆς διαθλάσεως. Πρίσμα τοῦ Nicol 273
Ρομβόεδρα ἰσλανδικῆς κρυστάλλου 275
Ἀναγνώρισις ὀπτικῆς ἀνισοτροπίας διὰ τοῦ πολωμένου φωτὸς 277
Συμβολὴ τοῦ πολωμένου φωτὸς 278
Φαινόμενα συμβολῆς εἰς παράλληλον φῶς 278
Παρατήρησις 280
Χρώματα ἐκ συμβολῆς τοῦ πολωμένου φωτὸς. 281
Φαινόμενα εἰς συγκλίνον φῶς. 282
Διάξονες κρύσταλλοι 284
Ἐλλειψοειδὲς ἐλαστικότητος διαξόνων κρυστάλλων 184
Διασκεδασμὸς τῶν ὀπτικῶν ἀξόνων 284
Φαινόμενα παρατηρούμενα κατὰ τὴν διάβασιν πολωμένου φωτὸς διὰ διαξόνων κρυστάλλων 284
Κωνικὴ διάθλασις. 285
Ἀτάκτως ἀνισότροπα μέσα 285
Πλεοχροϊσμὸς 285
Πλακίδια τουρμαλίνου ὡς πολωταί. 285

ΕΛΛΕΙΠΤΙΚΗ ΚΑΙ ΚΥΚΛΙΚΗ ΠΟΛΩΣΙΣ

Πόλωσις εὐθύγραμμος, ἐλλειπτική, κυκλικὴ 286
Ἐλλειπτικὴ καὶ κυκλικὴ πόλωσις ἐξ ἀνακλάσεως 287
Φυσικὸν φῶς 287
Στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως. 288

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.
Οὐσίαι ὀπτικῶς ἐνεργοί 288
Στροφικαὶ ἰδιότητες τοῦ χαλαζίου. Στροφικὴ ἱκανότης 289
Στροφικὴ ἱκανότης ὑγρῶν καὶ ἀερίων 291
Σχέσεις τῆς στροφικῆς ἱκανότητος πρὸς τὸ μ. κ. 292
Στροφικὴ ἱκανότης καὶ μοριακὴ σύνθεσις 292
Ἐξήγησις τῆς στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως 292
Πολωσίμετρα-Σακχαρόμετρα 293

ΦΥΣΙΟΛΟΓΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

Ορισμὸς 293
Τὸ αἰσθητήριον 292
Λειτουργία τῶν ραβδίων καὶ κώνων 296
Τυφλὸν σημεῖον 297

ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ ΧΡΩΜΑΤΩΝ

Ἔννοια τοῦ χρώματος 298
Ἀντικειμενικὰ στοιχεῖα ἀντιστοιχοῦντα εἰς τὸ χρῶμα 298
Πρόσθεσις καὶ ἀφαίρεσις χρωμάτων 298
Ταξινόμησις τῶν ὑποκειμενικῶν χρωμάτων 300
Θεωρία τῆς αἰσθήσεως τῶν χρωμάτων κατὰ Young καὶ Helmholtz 302

ΠΟΣΟΤΙΚΑΙ ΣΧΕΣΙΣ ΕΡΕΘΙΣΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΑΙΣΘΗΜΑΤΟΣ

Ψυχοφυσικὸς νόμος τῶν Fechner-Weber 303
Φαινόμενον τοῦ Purkinje 304

ΔΙΟΠΤΡΙΚΑ ΕΛΑΤΤΩΜΑΤΑ ΤΟΥ ΟΦΘΑΛΜΟΥ

Ἐμμετρωπία 305
Πρεσβυωπία 305
Ὑπερμετρωπία 305
Μυωπία 306
Ἀστιγματισμὸς 306

ΕΚΤΙΜΗΣΙΣ ΜΕΓΕΘΩΝ ΚΑΙ ΑΠΟΣΤΑΣΕΩΝ. ΔΙΟΦΘΑΛΜΟΣ ΟΡΑΣΙΣ

Ἐκτίμησις μεγέθους 306
Ἐκτίμησις ἀποστάσεως 306
Βάθος τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου. Στερεοσκοπικὴ ὅρασις 307
Στερεοσκόπιον 308

ΟΠΤΙΚΑΙ ΑΠΑΤΑΙ

Ὁρισμὸς 310
Μετεικάσματα 311
Ἀντίθεσις 312
Ὀπτικαὶ ἀπάται γεωμετρικῆς φύσεως 313
Σφαλερὰ ἐκτίμησις μεγεθῶν καὶ ἀποστάσεων 315
Ἐπέκτασις τῶν φωτεινῶν εἰδώλων 315

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

ΘΕΩΡΙΑ ΤΗΣ ΣΧΕΤΙΚΟΤΗΤΟΣ

Συντελεστὴς συναρπαγῆς 316
Πείραμα τῶν Michelson καὶ Morley 317
Εἰδικὴ θεωρία τῆς σχετικότητος 318
Γενικὴ θεωρία τῆς σχετικότητος 331

ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Πρῶται ἔννοιαι 323
Διαφορὰ τῶν μαγνητικῶν πόλων. Μαγνητικαὶ ἕλξεις καὶ ἀπώσεις . . . 323
Μαγνητικὰ ρευστὰ 324
Νόμος τοῦ Coulomb 325
Μαγνήτισις ἐξ ἐπιδράσεως 326
Στοιχειώδεις μαγνῆτσι 328
Ἐπίδρασις μαγνήτου ἐπὶ πόλου 328
Μαγνητικὴ ροπὴ 330
Ἀκριβέστερος ὁρισμὸς τῆς μαγνητίσεως 331
Μαγνητικὸν νῆμα. Μαγνητικὸν φύλλον 332
Ἐξήγησις τῆς μαγνητίσεως 332
Μαγνητικὸν πεδίον. Δυναμικαὶ γραμμαὶ 333
Μαγνητικὰ φάσματα 335
Δυναμικὸν 336
Ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι 338
Μερικαὶ περιπτώσεις 339
Παράστασις τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου διὰ τῶν δυναμικῶν γραμμῶν . . 340
Δυναμικὴ ροὴ 341
Αἱ μαγνητικαὶ μᾶζαι ὡς πηγαὶ δυναμικῶν γραμμῶν 342
Ἐξήγησις τῆς δι' ἐπιδράσεως μαγνητίσεως καὶ τοῦ ἀχωρίστου τῶν πόλων 342
Μαγνητικὸς θώραξ 343
Μαγνητικὰ ποσά. Ὁρισμοὶ 344
Οὐσίαι παραμαγνητικαί, διαμαγνητικαί, σιδηρομαγνητικαὶ 346
Παραμένων μαγνητισμός. Συνεκτικὴ δύναμις 348
Μαγνητικὴ ὑστέρησις 349
Μαγνήτισις διὰ μηχανικῶν παραμορφώσεων 351
Ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τῆς μαγνητίσεως 351
Μαγνητόνια 352

ΓΗΙΝΟΣ ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Στοιχεῖα τοῦ γηίνου πεδίου 353
Μαγνητικὴ ἀπόκλισις 354
Μαγνητικὴ ἔγκλισις 355
Ὁριζοντία συνιστῶσα 357
Στοιχεῖα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου Ἀθηνῶν. 358

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ

ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

ΣΤΑΤΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

Πρῶται ἔννοιαι 359
Καλοὶ καὶ κακοὶ ἀγωγοί 359
Ἠλεκτρικαὶ ἕλξεις καὶ ἀπώσεις. Θετικὸς καὶ ἀρνητικὸς ἠλεκτρισμός . . 360
Ἠλεκτροσκόπια 361
Διάφοροι τρόποι ἠλεκτρίσεως 362
Ἀναγνώρισις τοῦ ἠλεκτρισμοῦ διὰ τοῦ ἠλεκτροσκοπίου 363
Καταν μὴ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐπὶ τῶν σωμάτων 365
Νόμος τοῦ Coulomb 366
Ἠλεκτρικὸν ἐκκρεμὲς 367
Ἠλεκτροστατικὸν πεδίον 368
Δυναμικὸν 371
Ἠλεκτρικαὶ ἐκκενώσεις 374
Χωρητικότης 375
Ἀεροστατικὴ καὶ ὑδροστατικὴ εἰκὼν τῆς φορτίσεως 376
Θερμικὴ εἰκὼν τῆς φορτίσεως 379
Παρατήρησις 379
Διαστάσεις μαγνητικῶν καὶ ἠλεκτρικῶν ποσῶν 380
Ἠλεκτρικαὶ μονάδες 381
Πυκνωταὶ 382
Μορφαὶ πυκνωτῶν 383
Πυκνωτὴς τοῦ Thomson. Μέτρησις δυναμικοῦ 384
Λουγδουνικὴ λάγηνος 385
Ἐνέργεια φορτισμένου πυκνωτοῦ 386
Σύνδεσις πυκνωτῶν 387

ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΑ

Σταθερὰ διηλεκτρικότητος 388
Ἀληθῆ καὶ ἐλεύθερα φορτία 390
Πόλωσις τοῦ διηλεκτρικοῦ 391
Σχέσις τοῦ συντελεστοῦ πολώσεως πρὸς τὴν σταθερὰν διηλεκτρικότητος 393
Ἠλεκτρικὸν πεδίον. Ἠλεκτροστατικὴ ἐπαγωγὴ 394
Σχέσις τῶν φορτίων πρὸς τὰ πεδία 396
Γενίκευσις τοῦ νόμου τοῦ Coulomb 397
Ἐφαρμογὴ εἰς τὸ ἠλεκτρόμετρον τοῦ Thomson 399
Λυόμενος πυκνωτὴς 400
Ἐνέργεια τοῦ πεδίου 401

ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΑΙ ΜΗΧΑΝΑΙ

Ἠλεκτρικαὶ μηχαναὶ 402
Μηχανὴ Ramsden 402
Ἠλεκτροφόρον τοῦ Volta 403

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

Διέγερσις κατὰ γεωμετρικὴν πρόοδον 404
Ἐπαγωγικὴ μηχανὴ δι' ὕδατος 405
Μηχανὴ τοῦ Wimshurst 406

ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΑΙ ΜΕΤΡΙΣΕΙΣ

Μέτρησις διαφορᾶς δυναμικοῦ. Ἠλεκτρόμετρον μὲ τεταρτοκύκλια . . 409
Μέτρησις χωρητικότητος 411
Μέτρησις ἠλεκτρικῶν φορτίων 413
Μέτρησις τῆς σταθερᾶς διηλεκτρικότητος 414
Γενικαὶ παρατηρήσεις 414

ΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΡΕΥΜΑ

Πρῶται ἔννοιαι 415
Κατανομὴ τοῦ δυναμικοῦ 415
Ὑδροδυναμικὸν καὶ θερμικὸν ἀνάλογον 417
Φορὰ καὶ ἔντασις τοῦ ρεύματος 417
Ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα 420
Ἀγωγοὶ πρώτου καὶ δευτέρου εἴδους. Νόμος τοῦ Volta 420
Ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις 422
Μαγνητικὸν πεδίον τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος 424
Πεδίον εὐθυγράμμου ρεύματος 424
Νόμος τῶν Biot-Savart. Ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος 427
Μαγνητικὸν πεδίον κυκλικοῦ ἀγωγοῦ. Πυξὶς ἐφαπτομένων 429

ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΙΣ

Νόμος τοῦ Ohm 432
Εἰδικὴ ἀντίστασις. Εἰδικὴ ἀγωγιμότης. 435
Ἀντίστασις συστήματος ἀγωγῶν 435
Ἐπέκτασις τοῦ νόμου τοῦ Ohm εἰς κλειστὰ κυκλώματα 437
Σύνδεσις στοιχείων εἰς στήλας 438
Διακλάδωσις τοῦ ρεύματος. Ἐφαρμογὴ εἰς τὰ γαλβανόμετρα 439
Κανόνες τοῦ Kirchhoff 440
Ἐφαρμογὴ τοῦ νόμου τοῦ Ohm εἰς τὴν μέτρησιν δ. δυναμικοῦ 442
Ρύθμισις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Μεταβληταὶ ἀντιστάσεις 443
Κιβώτια ἀντιστάσεων. Πρότυποι ἀντιστάσεις 444
Θερμικὸς συντελεστὴς ἀντιστάσεως. Ἀγωγοὶ πρώτου καὶ δευτέρου εἴδους 445
Ἀντίστασις τοῦ Σεληνίου 446
Ὑπεραγωγιμότης 446

ΗΛΕΚΤΡΟΛΥΣΙΣ

Ἠλεκτρολύται. Ἰόντα 447
Ἠλεκτρολυτικὴ διάσπασις. Θεωρία τοῦ Arrhenius. 449
Νόμος τοῦ Faraday. 45

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

Ἠλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον 450
Ἀτομικὴ φύσις τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, ... 451
Εὐκινησία τῶν ἰόντων Σχέσις πρὸς τὴν ἀγωγιμότητα 452
Ἀριθμοὶ μεταφορᾶς 455
Ἀνακεφαλαίωσις. 456
Πόλωσις τῶν ἠλεκτροδίων 457
Ἄρσις τῆς πολώσεως. Ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα. 458
Ξηρὰ στοιχεῖα. Στήλη τοῦ Zamboni 460
Πρότυπα στοιχεῖα 461
Δευτερογενῆ στοιχεῖα Συσσωρευταί 461
Κυκλώματα ἐκ μόνων ἠλεκτρολυτῶν 463

ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

Νόμος τοῦ Joule 463
Ἠλεκτρικὴ κατανάλωσις. ἰσχύς. Ἠλεκτρικὸν ἔργον 465
Πρακτικαὶ ἐφαρμογαὶ 466
Ἠλεκτρομαγνητικαὶ μονάδες 467

ΘΕΡΜΟΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ

Θερμοηλεκτρικὰ ρεύματα. Θερμοηλεκτρικὰ στοιχεῖα 468
Μέτρησις θερμοκρασίας διὰ θερμοηλεκτρικοῦ στοιχείου 470
Θερμοηλεκτρικαὶ στῆλαι 471
Φαινόμενον τοῦ Peltier 472

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Μαγνητικὸν πεδίον ἠλεκτρικῶν ρευμάτων 473
Σωληνοειδὲς. 475
Μαγνητικὴ ροπὴ σωληνοειδοῦς 476
Μαγνητικὴ ροπὴ κλειστοῦ ρεύματος 477
Μαγνητικὴ θεωρία τοῦ Ampère. 478
Μαγνήτισις δι' ἠλεκτρικοῦ ρεύματος 478
Ἠλεκτρομαγνῆται 479

ΜΗΧΑΝΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

Ἐπίδρασις ρεύματος ἐπὶ μαγνήτου 480
Συνεχὴς περιστροφὴ μαγνήτου 480
Κίνησις ἀγωγοῦ διαρρεομένου ὑπὸ ρεύματος ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου. . 482
Δυνάμεις μεταξὺ δύο ρευμάτων 485
Ἠλεκτρικοὶ κινητῆρες 486
Φαινόμενον τοῦ Hall 488
Μεταβολὴ τῆς ἀντιστάσεως ἀγωγῶν ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου 489

ΕΠΑΓΩΓΗ

Θεμελιώδη πειράματα 490
Τρόποι παραγωγῆς ἐπαγωγικῶν ρευμάτων 492
Νόμος τοῦ Lenz 492
Αὐτεπαγωγὴ. 493

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

Σχέσις τῆς ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ πρὸς τὴν μεταβολὴν τῆς μαγνητικῆς ροῆς 394
Συντελεσταὶ ἐπαγωγῆς 495
Συντελεστὴς ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς 496
Συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς 497
Μονάδες καὶ διαστάσεις συντελεστῶν ἐπαγωγῆς 498
Ὑπολογισμὸς συντελεστῶν ἐπαγωγῆς 498
Σημασία τῶν συντελεστῶν ἐπαγωγῆς 500
Μηχανικὸν ἀνάλογον 502
Ρεύματα τοῦ Foucault 502
Πηνίον τοῦ Ruhmkorff 503

ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΑ ΡΕΥΜΑΤΑ

Ρεύματα ἐναλλασσόμενα. Ρεύματα ἁρμονικὰ ἢ ἡμιτονοειδῆ 507
Σύνθεσις ἁρμονικῶν ρευμάτων 511
Συγκροτήσεις 512
Ἀνάλυσις ἐναλλασσομένου ρεύματος εἰς ἁρμονικὰ 512
Γραφικὴ παράστασις καὶ σύνθεσις ἁρμονικῶν ρευμάτων 512
Ρεύματα μονοφασικὰ - πολυφασικὰ 513
Ἐναλλασσόμενα μαγνητικὰ πεδία 515
Ἐπαγωγικὴ ἀντίστασις. Σχέσις φάσεως ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως καὶ ἐντάσεως τοῦ ρεύματος 516
Ἐπίδρασις τῆς χωρητικότητος ἐπὶ τῆς ἀντιστάσεως 519
Ἐναλλασσόμενον ρεῦμα εἰς κύκλωμα μὲ αὐτεπαγωγὴν καὶ χωρητικότητα 521
Ἐνεργὸς ἔντασις καὶ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις. Ἐνέργεια 524

ΜΗΧΑΝΑΙ ΠΡΟΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΝ ΚΑΙ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΣΙΝ ΕΠΑΓΩΓΙΚΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ

Μαγνητοηλεκτρικαὶ καὶ δυναμοηλεκτρικαὶ μηχαναὶ 527
Δυναμομηχαναὶ συνεχοῦς ρεύματος 528
Ἐναλλακτῆρες. 529
Πολυφασικοὶ ἐναλλακτῆρες 532
Κινητῆρες δι' ἐναλλασσομένων ρευμάτων σύγχρονοι καὶ ἀσύγχρονοι . . 533
Πολυφασικοὶ κινητῆρες 532
Γενικὴ παρατήρησις 535

ΜΕΤΑΜΟΡΦΩΤΑΙ

Μεταμορφωταὶ μὲ ἀνοικτὸν καὶ κλειστὸν πυρῆνα 537
Ἀπώσεις ἐκ τῆς διαφορᾶς φάσεως πρωτεύοντος καὶ δευτερεύοντος ρεύματος 538
Στατικοὶ καὶ δυναμικοὶ μεταμορφωταὶ 539
Μεταβίβασις τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας 539

ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑ

Ἠλεκτρικὸς κώδων 441
Ἠλεκτρικὸς τηλέγραφος 542
Τηλεφωνία 545

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

ΗΛΕΚΤΡΙΚΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ

Γαλβανόμετρα 548
Μέτρησις τῆς ἐντάσεως ρεύματος 554
Μέτρησις διαφορᾶς δυναμικοῦ καὶ ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως 556
Μέτρησις ἀντιστάσεως 558
Βολόμετρον 561
Μέτρησις εἰδικῆς ἀντιστάσεως ἠλεκτρολυτικῶν διαλυμάτων 561
Μέτρησις ἰσχύος ἢ καταναλώσεως 564
Μέτρησις ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας 565
Μέτρησις ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ 566
Μέτρησις χωρητικότητος 567
Μέτρησις αὐτεπαγωγῆς 568
Σχέσεις μεταξὺ τῶν ἠλεκτροστατικῶν καὶ ἠλεκτρομαγνητικῶν μονάδων 569

ΗΛΕΚΤΡΙΚΑΙ ΕΚΚΕΝΩΣΕΙΣ

Ἠλεκτρικὸς σπινθὴρ 571
Ἐκκένωσις δι' ἀραιῶν ἀερίων 574
Καθοδικαὶ ἀκτῖνες 577
Φύσις τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων 579
Μέτρησις τῆς ταχύτητος τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων καὶ τοῦ λόγου e/m . . 581
Ὑπολογισμὸς τοῦ λόγου e/m καὶ τῆς ταχύτητος 584
Ἄλλαι ἰδιότητες τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων. Ἀκτῖνες Lenard 587
Ἀνάκλασις τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων. Δευτερογενεῖς καθοδικαὶ ἀκτῖνες . 587
Σχέσις τῆς μάζης τῶν ἠλεκτρονίων πρὸς τὴν ταχύτητα 588
Διαυλικαὶ ἀκτῖνες (Kanalstrahlen) 588
Παρατήρησις τοῦ Stark 590
Προσδιορισμὸς τῆς μάζης τῶν χημικῶν ἀτόμων. Ἰσότοπα 590
Ἀνοδικαὶ ἀκτῖνες 592
Ἀγωγιμότης τῶν ἀερίων 593
Εὐκινησία τῶν ἀερίων ἰόντων. Γένεσις αὐτῶν 599
Συμπύκνωσις ἀτμῶν περὶ τὰ ἀέρια ἰόντα 601
Μέτρησις τοῦ στοιχειώδους ἠλεκτρικοῦ φορτίου e 604
Ἀνακεφαλαίωσις 606
Αὐτοτελὴς ἀγωγιμότης 707
Ἐξήγησις τῶν φαινομένων, τὰ ὁποῖα παρατηροῦνται εἰς ἀεροκένους σωλῆνας 608
Ἠλεκτρικὸν τόξον 511
Γραφικὴ λύσις τοῦ προβλήματος τοῦ τόξου 616

ΑΚΤΙΝΕΣ ROENTGEN

Πρῶται παρατηρήσεις 618
Ἀπορρόφησις τῶν ἀκτίνων Röntgen 620
Τύποι σωλήνων Röntgen 621
Φύσις τῶν ἀκτίνων Röntgen. Πειράματα τοῦ Laue 626

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

Ἀνάκλασις τῶν ἀκτίνων Röntgen. Μέτρησις τοῦ μ. κ. κατὰ τὴν μέθοδον τῶν Bragg 629
Διάταξις τῶν ἀτόμων εἰς τοὺς κρυστάλλους KCl καὶ NaCl 634
Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος 636
Ἄλλαι μέθοδοι μετρήσεως τοῦ μήκους κύματος 637
Κρυσταλλομετρία 637
Ἀνομογενὴς καὶ ὁμογενὴς ἀκτινοβολία. Ἀκτῖνες K, L, M 638
Φάσματα Röntgen 639
Νόμος τοῦ Moseley 641

ΑΚΤΙΝΕΡΓΙΑ

Ἀκτῖνες τοῦ Becquerel. Ἀκτῖνες α, β, γ 643
Ἀπομόνωσις ἀκτινεργῶν στοιχείων. Ἀνακάλυψις τοῦ Ραδίου 646
Νόμοι τῆς ἀκτινεργίας. Θεωρία τῆς μεταβολῆς 646
Περιοδικὸν σύστημα τῶν στοιχείων 652
Νόμοι τῶν ἀκτινεργῶν μεταβολῶν 655

ΑΤΟΜΙΚΑΙ ΘΕΩΡΙΑΙ. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ

Ἀτομικαὶ θεωρίαι 657
Φωτοηλεκτρικὸς νόμος τοῦ Einstein 662
Ἐξίσωσις τοῦ Bohr 663
Ἀτομικὴ θεωρία τοῦ Bohr 664
Μηχανισμὸς τῆς ἐκπομπῆς ἀκτίνων Röntgen 666
Ἀνακεφαλαίωσις. 668
Μέγεθος τῶν ἠλεκτρονίων 671

ΦΥΣΙΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

Εἴδη ἠλεκτρικοῦ ρεύματος 673
Ρεῦμα ἀγωγιμότητος. Νόμος τῶν Wiedemann-Franz 674
Ρεῦμα μεταφορᾶς 674
Ρεῦμα πολώσεως 675
Ρεῦμα μετατοπίσεως 675

ΗΛΕΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

Ἐναλλασσόμεναι ἐκκενώσεις 677
Ἠλεκτρικὴ συνήχησις 679
Ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα 680
Πειράματα τοῦ Hertz 683
Εἴδη ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων 686
Τρόποι διεγέρσεως ἠλεκτρομαγνητικῶν δονήσεων 687
Διέγερσις δι' ἐπαγωγῆς. 694
Κλειστὰ καὶ ἀνοικτὰ κυκλώματα 696
Ρεύματα ὑψίπυκνα (Tesla) 699
Φῶραται 703
Μέτρησις μήκους κύματος Κυματόμετρα 707
Μέτρησις χωρητικότητος, αὐτεπαγωγῆς, σταθερᾶς διηλεκτρικότητος 708

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Σελ.

ΑΣΥΡΜΑΤΟΣ ΤΗΛΕΠΙΚΙΟΝΩΝΙΑ

Πρόδρομοι 709
Τηλέγραφος τοῦ Marconi 710
Συντονισμένη τηλεγραφία 711
Τηλεγραφία δι' ἀμειώτων κυμάτων 714
Μορφὴ τῶν κεραιῶν 716
Ἀσύρματος τηλεφωνία 717

ΣΧΕΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ ΠΡΟΣ ΤΟΝ ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΝ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΝ

Μαγνητοπτικὰ φαινόμενα 718
Ἠλεκτροπτικὰ φαινόμενα 721
Ἠλεκτρομαγνητικὴ θεωρία τοῦ φωτὸς 722
Πίεσις τοῦ φωτὸς 724
Μηχανισμὸς τῆς ἀκτινοβολίας 726
Φύσις τοῦ λευκοῦ φωτὸς 728

ΟΠΤΙΚΑ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΑΣ

ΜΕΤΕΩΡΟΛΟΓΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ 730

ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

Γήϊνον ἠλεκτροστατικὸν πεδίον 732
Αἴτια τοῦ γηΐνου ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου 734
Ἠλεκτρικαὶ ἐκκενώσεις τῆς ἀτμοσφαίρας 735
Ἀλεξικέρρυνα 735
Πολικὸν σέλας 737

ΕΠΙΛΟΓΟΣ

ΠΙΝΑΚΕΣ

XII Εἰδικὴ ἀντίστασις μετάλλων
XIII Σταθερὰ διηλεκτρικότητος
XIV Εἰδικὴ ἀγωγιμότης διαλυμάτων
XV Διαστάσεις καὶ μονάδες μαγνητικῶν καὶ ἠλεκτρικῶν ποσῶ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΟΠΤΙΚΗ

§ 516. **Ὀπτικὴ** ὀνομάζεται τὸ μέρος τῆς Φυσικῆς, τὸ ὁποῖον πραγματεύεται τὰ φαινόμενα τὰ σχετικὰ πρὸς τὸ φῶς. *Φῶς* δὲ ὀνομάζομεν τὸ αἴτιον, τὸ ὁποῖον ἐρεθίζον φυσιολογικῶς τὸ αἰσθητήριον τῆς ὁράσεως προκαλεῖ τὸ ἀντίστοιχον αἴσθημα.

§ 517. **Ὀπτικὰ μέσα**. Τὸ φῶς διαδίδεται περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον ἀκωλύτως ἐντὸς διαφόρων *ὀπτικῶν μέσων*, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν *διαφανῆ*, ἀλλὰ διὰ τὴν διάδοσιν αὐτοῦ δὲν εἶναι ἀναγκαία ἡ ὕπαρξις ὑλικοῦ φορέως. Εἰς τὸν ἐλεύθερον ὕλης χῶρον, *τὸ κενόν*, διαδίδεται τὸ φῶς ἀκωλύτως καὶ ἑπομένως καὶ ὁ κενὸς χῶρος εἶναι *ὀπτικὸν μέσον*. Ἀπόδειξις τούτου εἶναι ὅτι βλέπομεν τὰ οὐράνια σώματα, τῶν ὁποίων ἡ ἀπόστασις ἀπὸ ἡμᾶς εἶναι μεγίστη καὶ μεταξὺ τῶν ὁποίων καὶ ἡμῶν δὲν μεσολαβεῖ ὕλη.

Τὰ ὑλικὰ σώματα δὲν εἶναι ποτὲ ἐντελῶς διαφανῆ. Τὸ φῶς κατὰ τὴν διάδοσιν ἐντὸς αὐτῶν ὑφίσταται ἀπωλείας ἐξ ἀπορροφήσεως ἄλλας εἰς ἄλλα μέσα (πρβλ. § 633). Αἱ ἀπώλειαι αὗται εἶναι δυνατὸν νὰ εἶναι τόσον μεγάλαι, ὥστε μέσον τι καὶ ὑπὸ ἐλάχιστον ἀκόμη πάχος νὰ ἀποτελῇ ἀνυπέρβλητον κώλυμα εἰς τὴν διάδοσιν τοῦ φωτός. Τὰ τοιαῦτα μέσα ὀνομάζομεν *σκιερὰ ἢ ἀδιαφανῆ*.

Ἐννοεῖται ὅτι αἱ ἔννοιαι τοῦ διαφανοῦς καὶ ἀδιαφανοῦς εἶναι σχετικαί. Διάφορα μέσα παρουσιάζουν διάφορον διαφάνειαν ἢ σκιερότητα εἶναι δὲ δυνατὸν μέσον τι, διαφανὲς ὑπὸ μικρὸν πάχος, νὰ εἶναι τελείως σκιερὸν ὅταν τὸ πάχος εἶναι ἀρκετόν.

Ὀνομάζονται πολλάκις *διαφώτιστα* τὰ μέσα, τὰ ὁποῖα ἀφίνουν μὲν ἔν τινι μέτρῳ νὰ διέλθῃ δι' αὐτῶν τὸ φῶς, ἀλλὰ δὲν ἐπιτρέπουν, καὶ ὅταν ἀκόμη περιορίζωνται ὑπὸ λείων καὶ κανονικῶν ἐπιφανειῶν, νὰ διακρίνωμεν καθαρῶς τὴν μορφὴν τῶν ὄπισθεν αὐτῶν ἀντικειμένων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὀνομάζομεν *ὁμογενῆ* τὰ μέσα, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν αὐτὴν χημικὴν σύστασιν καὶ πυκνότητα εἰς ὅλα τὰ μέρη αὐτῶν. Διὰ νὰ θεωρηθῇ μέσον τι ὡς *ὀπτικῶς ὁμογενὲς* πρέπει καὶ ἡ θερμοκρασία εἰς ὅλα τὰ σημεῖα αὐτοῦ νὰ εἶναι ἡ αὐτή, διότι ἡ μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας, καὶ ἂν ἀκόμη δὲν ἐπιφέρῃ μεταβολὴν τῆς πυκνότητος, εἶναι δυνατὸν νὰ ἐπάγεται μεταβολὴν τῶν ὀπτικῶν ἰδιοτήτων τοῦ μέσου. Κατὰ ταῦτα ὕδωρ (H_2O) θερμοκρασίας 2^0 Κελσίου καὶ ὕδωρ θερμοκρασίας 6^0, μολονότι ἔχουν τὴν αὐτὴν χημικὴν σύστασιν καὶ τὴν αὐτὴν πυκνότητα, 0,99997 (πρβλ. Τόμ. Ι, Πίν. V) δὲν πρέπει νὰ θεωρηθοῦν ὡς ὀπτικῶς ἰσότιμα μέσα.

Ὁ κενὸς χῶρος, τοὐλάχιστον μακρὰν τῆς περιοχῆς τῶν πεδίων τῆς βαρύτητος, εἶναι ὀπτικῶς ὁμογενὲς μέσον.

Ἰσότροπα ὀνομάζομεν τὰ μέσα, τῶν ὁποίων αἱ ἰδιότητες εἶναι αἱ αὐταὶ καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις, *ἀνισότροπα* δὲ ἐκεῖνα, τῶν ὁποίων αἱ ἰδιότητες εἶναι διάφοροι κατὰ διαφόρους διευθύνσεις.

Ἡ ἰσοτροπία εἶναι ἐντελῶς ἀνεξάρτητος τῆς ὁμογενείας. Οὕτω ἡ ἀτμόσφαιρα εἶναι ἀνομογενής, διότι ἡ πυκνότης της ἐλαττοῦται ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω, ἀλλ' ἰσότροπος. Ὁ χαλαζίας ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν εἶναι ὁμογενὴς ἀλλ' ἀνισότροπος.

Ὁ κενὸς χῶρος εἶναι ἰσότροπον ὀπτικὸν μέσον.

§ 518. ***Διαίρεσις τῆς ὀπτικῆς.*** Ἡ ἔρευνα τῶν φωτεινῶν φαινομένων ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ κατὰ δύο τρόπους: εἴτε δηλ. ἐξετάζομεν τοὺς νόμους τῆς διαδόσεως τοῦ φωτός, ὅπως οὗτοι παρουσιάζονται εἰς τὴν κάπως ἐπιπολαίαν παρατήρησιν (πρβλ. § 519) χωρὶς νὰ ἀσχολούμεθα μὲ τὴν φύσιν αὐτοῦ, εἴτε ζητοῦμεν ἐκ σειρᾶς φαινομένων νὰ εἰσδύσωμεν εἰς τὸν μηχανισμὸν τῆς διαδόσεως τοῦ φωτός, νὰ γνωρίσωμεν τὴν φύσιν αὐτοῦ.

Οὕτω ἡ ὀπτικὴ διαιρεῖται εἰς δύο μεγάλα μέρη: τὴν *Γεωμετρικὴν ὀπτικὴν* καὶ τὴν *Φυσικὴν ἢ ἀνωτέραν ὀπτικήν*.

Ἡ διαίρεσις αὕτη ἐν τούτοις εἶναι τεχνητή, διότι, καθὼς ἐκ τῆς περαιτέρω ἐκθέσεως θὰ φανῇ, καὶ τῶν στοιχειωδεστάτων φαινομένων τῆς γεωμετρικῆς ὀπτικῆς ἡ πλήρης κατανόησις εἶναι δυνατὴ μόνον μὲ τὴν βοήθειαν τῶν πορισμάτων τῆς φυσικῆς ὀπτικῆς, ὅπως πάλιν ἡ φυσικὴ ὀπτικὴ εἰς πᾶν βῆμα χρησιμοποιεῖ ἐννοίας, αἱ ὁποῖαι ἐτέθησαν εἰς τὴν γεωμετρικὴν ὀπτικήν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

§ 519. Ἡ γεωμετρικὴ ὀπτική, καθὼς καὶ εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον εἴπομεν, ἐξετάζει τοὺς νόμους τῆς διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὰ ἰσότροπα μέσα ὑπό τινας περιορισμοὺς καὶ ὅπως οὗτοι παρουσιάζονται εἰς κάπως ἐπιπολαίαν παρατήρησιν.

Οἱ ἀκριβεῖς νόμοι τῆς διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἶναι ἐξόχως πολύπλοκοι καὶ θὰ γνωρίσωμεν αὐτοὺς εἰς τὸ δεύτερον μέρος τῆς ὀπτικῆς, τὴν φυσικὴν ὀπτικήν. Εὐτυχῶς ἡ στοιχειώδης περιγραφὴ τῶν συνηθεστάτων ὀπτικῶν φαινομένων καὶ τῶν κοινοτάτων ὀπτικῶν ὀργάνων εἶναι δυνατὸν νὰ γίνῃ μὲ ἀρκετὴν ἁπλότητα μὲ τὴν βοήθειαν τῶν ἑξῆς νόμων:

Α΄. Νόμος τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτὸς ἐντὸς ὁμογενῶν μέσων δι' ἀνεξαρτήτων ἀπ' ἀλλήλων ἀκτίνων καὶ τοῦ ἀντιστρεπτικοῦ τῶν ὀπτικῶν δρόμων.

Β΄. Νόμος τῆς κανονικῆς ἀνακλάσεως.

Γ΄. Νόμος τῆς κανονικῆς διαθλάσεως.

ΝΟΜΟΣ ΤΗΣ ΕΥΘΥΓΡΑΜΜΟΥ ΔΙΑΔΟΣΕΩΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

ΠΡΩΤΑΙ ΕΝΝΟΙΑΙ

§ 520 ***Πηγαὶ φωτός — Φωτειναὶ ἀκτῖνες.*** Πηγαὶ φωτὸς εἶναι εἴτε σώματα ἐξ ἑαυτῶν ἐκπέμποντα αὐτὸ — *αὐτόφωτα* — εἴτε ἀποδίδοντα φῶς, τὸ ὁποῖον ἐξ ἄλλης πηγῆς προσπίπτει ἐπ' αὐτῶν — *ἑτερόφωτα*.

Ἡ στοιχειώδης παρατήρησις μᾶς δεικνύει ὅτι ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν τὸ φῶς ὡς ἀποτελούμενον ἀπὸ ἀκτῖνας εὐθυγράμμους (ἢ ἀποτελουμένας ἀπὸ εὐθύγραμμα στοιχεῖα) αἱ ὁποῖαι ἐκπορεύονται ἀπὸ τὴν πηγὴν καὶ ἑκάστη τῶν ὁποίων ἔχει ἰδίαν ὑπόστασιν ἀνεξαρτήτως τῶν ἄλλων.

Ἀπόδειξιν τῆς εὐθυγράμμου ταύτης διαδόσεως ἔχομεν εἰς τὰ φαινόμενα τῆς σκιᾶς τὰ ὁποῖα κατωτέρω θὰ περιγράψωμεν. Τονίζομεν ὅμως ἀπὸ τοῦδε ὅτι διακεκριμέναι φωτειναὶ ἀκτῖνες δὲν ὑφίστανται πραγματικῶς. Οἱ νόμοι τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως ἰσχύουν κατὰ προσέγγισιν ὅταν θεωροῦμεν ὁμάδας ἀκτίνων — *δέσμας* —

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σχετικῶς μεγάλης τομῆς. Ἂν θελήσωμεν ἐλαττώνοντες ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον τὴν τομὴν τῆς δέσμης νὰ ἀπομονώσωμεν τρόπον τινὰ μίαν ἀκτῖνα, παρατηροῦμεν ὅτι παύει πλέον ἡ εὐθύγραμμος διάδοσις καὶ ἐμφανίζονται πολύπλοκα φαινόμενα, τὰ φαινόμενα τῆς *περιθλάσεως*, τὰ ὁποῖα θὰ γνωρίσωμεν εἰς τὴν *φυσικὴν ὀπτικήν*.

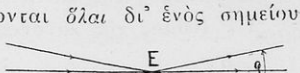
Ὅσάκις λοιπὸν ὁμιλοῦμεν περὶ ἀκτίνων εὐθυγράμμως διαδιδομένων, πρέπει νὰ προϋποθέτωμεν ὅτι αὗται ἀποτελοῦν μέρος δέσμης ἀρκετὰ μεγάλης τομῆς.

§ 521. ***Πρῶται ἔννοιαι.*** *Δέσμη φωτεινὴ* ὀνομάζεται κατὰ τὰ ἀνωτέρω ὁμὰς ἀκτίνων αἱ ὁποῖαι προέρχονται ἐκ τῆς αὐτῆς πηγῆς.

Ἡ δέσμη εἶναι *παράλληλος*, *συγλίνουσα* ἢ *ἀποκλίνουσα* καθ' ὅσον αἱ ἀκτῖνες ἀπὸ τὰς ὁποίας ἀποτελεῖται εἶναι παράλληλοι, συγκλίνουν ἢ ἀποκλίνουν (σχ. 363 I, II, III).

Σχ. 363.

Ἂν αἱ ἀκτῖνες δέσμης τινὸς διέρχωνται *ὅλαι* δι' ἑνὸς σημείου (σχ. 364), τὸ σημεῖον τοῦτο καλεῖται *ἑστία* τῆς δέσμης, ἡ δὲ δέσμη ὀνομάζεται τότε *στιγματικὴ* ἢ *κωνική*.



Σχ. 364.

Ἡ παράλληλος δέσμη ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς στιγματική, τῆς ὁποίας ἡ ἑστία εὑρίσκεται *εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν*.

Ὀνομάζομεν *γωνίαν ἀνοίγματος* ἢ ἁπλῶς *ἄνοιγμα* στιγματικῆς δέσμης τὴν γωνίαν φ τῶν ἄκρων ἀκτίνων αὐτῆς (σχ. 364) ἄξονα δὲ τῆς δέσμης τὴν κατὰ τὸν γεωμετρικὸν αὐτῆς ἄξονα διευθυνομένην ἀκτῖνα, ἢ ἂν ἡ δέσμη δὲν εἶναι ἀξονικῶς συμμετρική, μίαν τῶν μέσων αὐτῆς ἀκτίνων.

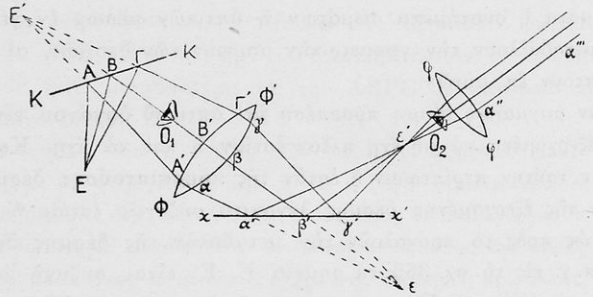
Εἰς τὴν θεωρίαν τῶν ὀπτικῶν ὀργάνων θεμελιώδη σημασίαν ἔχει τὸ *ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα* τῆς δέσμης. Τὸν ὁρισμὸν τοῦ ποσοῦ τούτου θὰ δώσωμεν εἰς τὴν § 565.

Ἡ ἑστία λέγεται *πραγματικὴ* ὅταν πράγματι αἱ ἀκτῖνες συνέρχωνται εἰς αὐτήν, *φανταστικὴ* δὲ ὅταν δὲν συγκεντρώνεται εἰς αὐτὴν πράγματι τὸ φῶς τῆς δέσμης ἀλλὰ μόνον αἱ γεωμετρικαὶ προεκτά-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σεις τῶν ἀκτίνων αὐτῆς εἴτε πρὸς τὰ ἐμπρὸς εἴτε πρὸς τὰ ὀπίσω*).

Οὕτω π. χ. ἡ δέσμη Ε Α Β Γ τοῦ σχ. 365 ἔχει τὴν *πραγματικὴν* ἑστίαν Ξ. Ἡ δέσμη αὕτη προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ ὀπτικοῦ ὀργάνου ΚΚ΄ μεταβάλλεται εἰς τὴν ΑΑ΄ΒΒ΄ΓΓ΄, ἡ ὁποία ἔχει τὴν φανταστικὴν ἑστίαν Ε΄. Ἡ νέα αὕτη δέσμη προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ ὀπτικοῦ ὀργάνου ΦΦ΄ μεταβάλλεται εἰς τὴν αα΄ ββ΄ γγ΄, ἡ ὁποία θὰ



Σχ. 365.

εἶχε τὴν ἑστίαν ε, ἂν δὲν ὑπῆρχε τὸ κώλυμα κκ΄. Ἕνεκα τοῦ κωλύματος τούτου φῶς δὲν ὑπάρχει εἰς τὸ σημεῖον ε καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἑστία εἶναι πραγματικὴ μὲν ὡς πρὸς τὸ ὄργανον ΦΦ΄, ἀλλὰ *φανταστικὴ* ὡς πρὸς τὸ κκ΄. Ἡ δέσμη προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ ὀργάνου κκ΄ μεταβάλλεται εἰς τὴν α΄β΄γ΄ε΄ μὲ τὴν *πραγματικὴν* ἑστίαν ἑ πέραν τῆς ὁποίας διαδίδεται ὡς ἀποκλίνουσα, προσπίπτουσα δὲ ἐπὶ τοῦ ὀργάνου φφ΄ μεταβάλλεται εἰς παράλληλον.

Ὅταν ὁ ὀφθαλμὸς δεχθῇ *ἀποκλινούσας ἢ παραλλήλους* δέσμας ἡ συνείδησις *τοποθετεῖ* τὸ φωτεινὸν σημεῖον εἰς τὴν ἑστίαν αὐτῶν εἰς περασμένην ἢ ἄπειρον ἀπόστασιν. Οὕτω ἂν ὁ ὀφθαλμὸς δεχθῇ ἀπ' εὐθείας τὴν ἐκ τοῦ Ε (σχ. 365) προερχομένην δέσμην θὰ ἀντιληφθῶμεν ὅτι τὸ φῶς προέρχεται ἐκ τοῦ Ε ὅπως καὶ πραγματικῶς συμβαίνει. Ἂν ὅμως ὁ ὀφθαλμός, εὑρισκόμενος εἰς τὴν θέσιν O_1,

*) Ἀντὶ τῶν ὅρων *πραγματική, φανταστικὴ ἑστία* μεταχειρίζονταί τινες τοὺς ὅρους *καθ' ὑπόστασιν—κατ' ἔμφασιν*.

Ἐπροτίμησα τοὺς ὅρους πραγματικὴ—φανταστικὴ διότι νομίζω ὅτι ἀμεσώτερον ἐκφράζουν τὸ πρᾶγμα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δεχθῇ τὴν δέσμην ΑΒΓ Α′Β′Γ′, θὰ νομίσωμεν ὅτι τὸ φῶς προέρχεται ἐκ τοῦ Ε′, θὰ *τοποθετήσωμεν* δηλ. τὸ φωτεινὸν σημεῖον εἰς τὴν φανταστικὴν ἑστίαν τῆς δέσμης. Ὁμοίως ἂν ὁ ὀφθαλμὸς εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν O_2, θὰ νομίσωμεν ὅτι τὸ φῶς προέρχεται ἐκ τῆς πραγματικῆς ἑστίας ε′.

§ 522 *Ἀπλανητικὰ συστήματα—Συζυγῆ σημεῖα.* Ἐκ τοῦ ἀνωτέρω παραδείγματος βλέπομεν ὅτι τὰ *στοιχειώδη ὀπτικὰ ὄργανα* εἶναι σώματα ἢ συστήματα σωμάτων ἢ ὀπτικῶν μέσων ἐν γένει, τὰ ὁποῖα μεταβάλλουν τὴν γεωμετρικὴν μορφὴν τῶν δεσμῶν, αἱ ὁποῖαι προσπίπτουν ἐπ᾽ αὐτῶν.

Ἐὰν *στιγματικὴ* δέσμη προσπέσῃ ἐπὶ ὀπτικοῦ ὀργάνου, εἶναι δυνατὸν ἐξερχομένη νὰ μὴ ἔχῃ πλέον ἑστίαν ἢ καὶ νὰ ἔχῃ. Κατὰ τὴν δευτέραν ταύτην περίπτωσιν ἡ ἑστία τῆς προσπιπτούσης δέσμης καὶ ἡ ἑστία τῆς ἐξερχομένης δέσμης λέγονται *συζυγεῖς ἑστίαι* ἢ *συζυγῆ σημεῖα* ὡς πρὸς τὸ προκαλοῦν τὴν μεταβολὴν τῆς δέσμης ὄργανον. Οὕτω π. χ. εἰς τὸ σχ. 365 τὰ σημεῖα Ε, Ε′ εἶναι συζυγῆ ὡς πρὸς τὸ ὄργανον ΚΚ′, τὰ Ε′, ε εἶναι συζυγῆ ὡς πρὸς τὸ ΦΦ′, τὰ ε, ε′ ὡς πρὸς τὸ κκ′, τοῦ δὲ ε′ τὸ συζυγὲς ὡς πρὸς τὸ ὄργανον φφ′ εὑρίσκεται κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς παραλλήλου δέσμης εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν.

Εὐνόητον ὅτι αἱ συζυγεῖς ἑστίαι ἢ τὰ συζυγῆ σημεῖα εἶναι δυνατὸν νὰ εἶναι εἴτε ἀμφότερα πραγματικά, εἴτε ἀμφότερα φανταστικά, εἴτε τὸ ἓν πραγματικὸν καὶ τὸ ἄλλο φανταστικόν.

Τὰ ὀπτικὰ συστήματα, διὰ τῶν ὁποίων τροποποιούμεναι αἱ ὀπτικαὶ δέσμαι παραμένουν στιγματικαί, ὀνομάζονται *ἀπλανητικά*, καθὼς δὲ κατωτέρω θὰ ἴδωμεν, συστημά τι εἶναι δυνατὸν νὰ εἶναι εἴτε ἐν γένει ἀπλανητικόν, εἴτε καὶ μόνον δι᾽ ὡρισμένα ζεύγη συζυγῶν σημείων, τὰ ὁποῖα τότε ὀνομάζονται *ἀπλανητικὰ σημεῖα* τοῦ συστήματος.

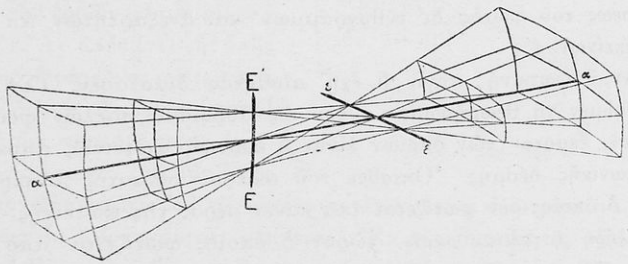
§ 523. *Ἀντιστρεπτὸν τοῦ δρόμου τοῦ φωτός.* Ἡ παρατήρησις δεικνύει ὅτι οἱ δρόμοι τοῦ φωτὸς εἶναι ἀντιστρεπτοί. Τὸ γεωμετρικὸν δηλ. σχῆμα φωτεινῆς ἀκτῖνος ὁπωσδήποτε διαδιδομένης ἐντὸς οἱωνδήποτε μέσων δὲν μεταβάλλεται ἂν ἀλλάξῃ ἡ *φορὰ* τῆς διαδόσεως τοῦ φωτός. Οὕτω π. χ. εἰς τὸ σχ. 365 ἡ ἀκτὶς ΕΑ ἕνεκα τῆς παρεμβολῆς τῶν ὀπτικῶν ὀργάνων ΚΚ′, ΦΦ′ κ. λ. ἀκολουθεῖ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸν δρόμον ΕΑΑ′α α′ε′α′′α′′′. Ὁ αὐτὸς δρόμος εἶναι δυνατὸς διὰ τὸ φῶς καὶ κατὰ τὴν ἀντίθετον φοράν. Ἀκτὶς δηλ. ἐρχομένη κατὰ τὴν διεύθυνσιν α′′′ α′′ θὰ ἀκολουθήσῃ τὸν δρόμον α′′′α′′ε′α′αΑ′ΑΕ. Ἐκ τοῦ νόμου τούτου ἔπεται ὅτι ἡ σχέσις προσπιπτούσης καὶ ἐξερχομένης δέσμης εἶναι ἐπίσης ἀντιστρεπτή. Οὕτω ἂν (σχ. 365) ἡ ἀποκλίνουσα δέσμη ΕΑΒΓ μὲ τὴν πραγματικὴν ἑστίαν Ε προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ ὀπτικοῦ ὀργάνου ΚΚ′ μεταβάλλεται εἰς τὴν ΑΑ′ ΒΒ′ΓΓ′ μὲ τὴν φανταστικὴν ἑστίαν Ε′, ταὐτόπαλιν συγκλίνουσα δέσμη Α′Α, Β′Β, Γ′Γ μὲ τὴν φανταστικὴν ἑστίαν Ε′ προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ ΚΚ′ μεταβάλλεται εἰς τὴν ΑΒΓΕ συγκλίνουσαν εἰς τὴν πραγματικὴν ἑστίαν Ε.

Κατὰ ταῦτα καὶ ἡ σχέσις τῶν συζυγῶν σημείων εἶναι ἀντιστρεπτὴ καὶ αἱ συζυγεῖς ἑστίαι ἢ τὰ συζυγῆ σημεῖα τελείως ἰσότιμα. Δύο σημεῖα δηλ. εἶναι συζυγῆ ὡς πρὸς ὀπτικὸν ὄργανον ὅταν, *ἂν ἓν οἱονδήποτε ἐξ αὐτῶν εἶναι ἑστία προσπιπτούσης ἐπὶ τοῦ ὀργάνου δέσμης, τὸ ἄλλο εἶναι ἑστία τῆς ἐξερχομένης δέσμης* ἢ καὶ ἄλλως, ὅταν πᾶσα ἀκτὶς προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ ὀργάνου καὶ τῆς ὁποίας ἡ διεύθυνσις διέρχεται διὰ τοῦ ἑνὸς ἐξ αὐτῶν λαμβάνῃ ἐξερχομένη διεύθυνσιν διερχομένην διὰ τοῦ δευτέρου.

§ 524. ***Ἀστιγματισμός***. Ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὰς *στιγματικὰς* δέσμας ὀνομάζομεν *ἀστιγματικὰς* τὰς δέσμας, τῶν ὁποίων αἱ ἀκτῖνες



Σχ. 366.

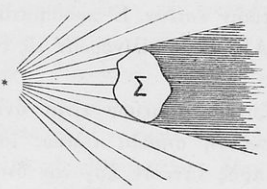
δὲν συνέρχονται εἰς ἓν σημεῖον (στίγμα) πραγματικὸν ἢ φανταστικόν. Εἰς τὰς ἀστιγματικὰς δέσμας, ὅταν εἶναι ἀρκετὰ στεναί, ὅπως π. χ. ἡ δέσμη τοῦ σχ. 366, ἀντὶ ἑστίας ἔχομεν δύο ἑστιακὰς γραμ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μὰς εε′ καὶ ΕΕ′, αἱ ὁποῖαι δὲν εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου καὶ εἶνε *περίπου* κάθετοι ἐπ᾽ ἀλλήλας καὶ ἐπὶ τὴν μέσην ἀκτῖνα αα τῆς δέσμης. Εὐνόητον ὅτι αἱ ἑστιακαὶ γραμμαὶ ἠμποροῦν νὰ εἶναι εἴτε πραγματικαὶ εἴτε φανταστικαί.

§ 525. ***Σκιά***. Διὰ τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτὸς ἐξηγεῖται τὸ γνωστὸν φαινόμενον τῆς σκιᾶς.

Ἔστω κατὰ πρῶτον ἡ φωτεινὴ πηγὴ σημεῖον Φ χωρὶς αἰσθητὰς διαστάσεις (σχ. 367). Αἱ ἐκ τῆς πηγῆς ταύτης ἐκπεμπόμεναι ἀκτῖνες ἀποτελοῦν κωνικὴν δέσμην ἀποκλίνουσαν πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις. Ἂν αἱ ἀκτῖνες συναντήσουν εἰς τὸν δρόμον των σκιερὸν σῶμα, ἐμποδίζεται ἡ περαιτέρω αὐτῶν διάδοσις καὶ οὕτω ἔχομεν ὄπισθεν τοῦ σκιεροῦ σώματος *τὴν σκιάν*, χῶρον δηλ. ἄνευ φωτός, ὁ ὁποῖος περιορίζεται ἀπὸ κωνικὴν ἐπιφάνειαν ἔχουσαν ὡς κορυφὴν τὴν φωτεινὴν πηγὴν καὶ περιβάλλουσαν τὸ σκιερὸν σῶμα.



Σχ. 367.

Ἡ μετάβασις ἀπὸ τοῦ φωτὸς εἰς τὴν σκιὰν εἶναι ἄμεσος. Τοῦτο πραγματικῶς δεικνύει καὶ ἡ *ἐπιπολαία* παρατήρησις καί, καθὼς εἰς τὴν § 520 ἐξεθέσαμεν, ἐκ τούτου ἀγόμεθα εἰς τὴν παραδοχὴν τῆς διαδόσεως τοῦ φωτὸς δι᾽ εὐθυγράμμων καὶ ἀνεξαρτήτων ἀπ᾽ ἀλλήλων ἀκτίνων. (*)

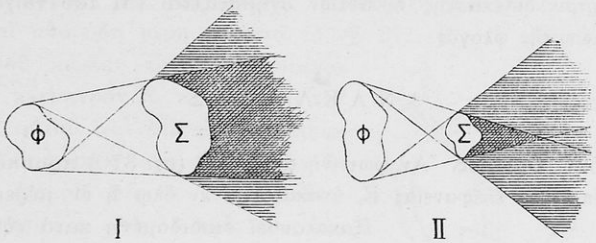
Ἂν ἡ φωτεινὴ πηγὴ Φ ἔχῃ αἰσθητὰς διαστάσεις (Σχ. 368), ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν αὐτὴν ὡς ἄθροισμα πολλῶν φωτεινῶν σημείων, ἕκαστον τῶν ὁποίων εἶναι ἡ κορυφὴ φωτεινῆς ἀποκλινούσης κωνικῆς δέσμης. Ὄπισθεν τοῦ σκιεροῦ σώματος διακρίνομεν χῶρον ὁ ὁποῖος δὲν φωτίζεται ἀπὸ κανὲν μέρος τῆς φωτεινῆς πηγῆς, τὴν *πλήρη ἢ τελείαν σκιάν*, χῶρον ὁ ὁποῖος φωτίζεται ἀπὸ μέρος μόνον τῆς φωτεινῆς πηγῆς, τὴν *παρασκιὰν* καὶ τέλος τὸν χῶρον ὁ ὁποῖος φωτίζεται ἀπὸ ὁλόκληρον τὴν φωτεινὴν πηγήν.

(*) Ἂν δεχθῶμεν ἁπλῶς τὴν διάδοσιν τοῦ φωτὸς δι᾽ ἀνεξαρτήτων ἀπ᾽ ἀλλήλων ἀκτίνων, ἡ *εὐθύγραμμος* διάδοσις ἐντὸς ὁμογενοῦς καὶ ἰσοτρόπου μέσου ἠμπορεῖ νὰ ἐξαχθῇ ὡς πόρισμα τοῦ ἀξιώματος τοῦ ἀποχρῶντος λόγου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ μετάβασις ἀπὸ τοῦ φωτὸς εἰς τὴν σκιὰν εἶναι βαθμιαία, διότι τὰ σημεῖα τῆς παρασκιᾶς φωτίζονται ὑπὸ τόσον ὀλιγωτέρου μέρους τῆς φωτεινῆς πηγῆς ὅσον πλησιέστερον εὑρίσκονται πρὸς τὴν πλήρη σκιάν.

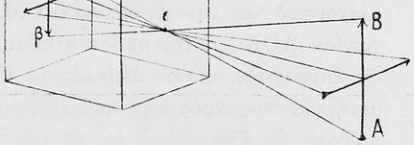
Ἡ πλήρης σκιά, ἀναλόγως τοῦ σχετικοῦ μεγέθους πηγῆς καὶ



Σχ. 368.

σκιεροῦ σώματος, ἠμπορεῖ εἴτε νὰ ἐκτείνεται ἐπ' ἄπειρον (σχ. 368 I) εἴτε νὰ εἶναι πεπερασμένη (Σχ. 368 II).

§ 526 ***Σκοτεινὸς θάλαμος***. Ἐπὶ τοῦ εὐθυγράμμου τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων στηρίζεται ἡ κατασκευὴ ἑνὸς τῶν ἁπλουστάτων ὀπτικῶν ὀργάνων, τοῦ *σκοτεινοῦ θαλάμου*. Κιβώτιον φωτοστεγὲς (σχ. 369) φέρει ἐπὶ τῆς μιᾶς τῶν ἑδρῶν αὐτοῦ μικρὰν ὀπὴν ε. Ἂν ἀπέναντι τῆς ὀπῆς ταύτης ὑπάρχουν φωτεινὰ ἢ φωτιζόμενα ἀντικείμενα, αἱ ἐξ αὐτῶν προερχόμεναι ἀκτῖνες διερχόμεναι διὰ τῆς ὀπῆς ἀπεικονίζουν αὐτὰ ἐπὶ τῆς ἀπέναντι ἐπιφανείας *ἀνεστραμμένα*, καθὼς ἀμέσως ἐκ τοῦ σχήματος φαίνεται. Ἐκ τῆς ὁμοιότητος τῶν τριγώνων ΑΒε καὶ αβε εὑρίσκομεν ὅτι ὁ λόγος τῶν μεγεθῶν εἰκόνος καὶ ἀντικειμένου εἶναι ἴσος πρὸς τὸν λόγον τῶν ἀποστάσεων αὐτῶν ἀπὸ τῆς ὀπῆς.



Σχ. 369.

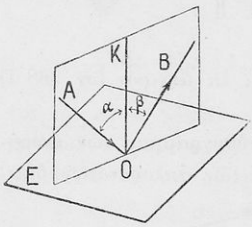
Σημειωτέον ὅτι, ἐφ' ὅσον ἡ ὀπὴ εἶναι μικρὰ ἐν σχέσει πρὸς τὸ ἀπεικονιζόμενον ἀντικείμενον καὶ τὰς ἀπ' αὐτῆς ἀποστάσεις ἀντικειμένου καὶ εἰκόνος, τὸ σχῆμα της δὲν ἔχει καμμίαν σημασίαν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἁπλούστατα δεικνύομεν τὴν ἀπεικόνισιν ταύτην ὡς ἑξῆς. Ἐντὸς σκοτεινοῦ δωματίου ἀνάπτομεν κηρίον καὶ παρενθέτομεν μεταξὺ αὐτοῦ καὶ τοῦ τοίχου φύλλον χάρτου, εἰς τὸ ὁποῖον ἠνοίξαμεν διὰ βελόνης μικρὰν ὀπήν· ἡ εἰκὼν τῆς φλογὸς τοῦ κηρίου σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ τοίχου ἀνεστραμμένη καὶ ἂν ἀνοίξωμεν περισσοτέρας ὀπὰς ἐπὶ τοῦ χάρτου, δι' ἑκάστης ἐξ αὐτῶν σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ τοίχου καὶ μία εἰκὼν τῆς φλογός.

ΑΝΑΚΛΑΣΙΣ

§ 527 ***Ὁρισμός***. Ἂν φωτεινὴ ἀκτὶς ΑΟ (σχ. 370) προσπέσῃ ἐπὶ λείας ἐπιπέδου ἐπιφανείας Ε, ἀνακάμπτει ἐν ὅλῳ ἢ ἐν μέρει [1]) καὶ ἐξακολουθεῖ διαδιδομένη κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΟΒ ἐντὸς τοῦ αὐτοῦ καὶ πρότερον μέσου.



Σχ. 370.

Ἡ μεταβολὴ αὕτη τῆς διευθύνσεως ὀνομάζεται *ἀνάκλασις*, ἡ δὲ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια *κάτοπτρον*.

§ 528. ***Νόμοι ἀνακλάσεως***. Ἂν ὀνομάσωμεν *ἐπίπεδον ἀνακλάσεως* τὸ ἐπίπεδον ΑΟΒ τὸ ὁριζόμενον ἀπὸ τὴν προσπίπτουσαν καὶ τὴν ἀνακλωμένην ἀκτῖνα, *γωνίαν προσπτώσεως* τὴν γωνίαν ΑΟΚ=α τῆς προσπιπτούσης ἀκτῖνος πρὸς τὴν κάθετον ΟΚ τῆς ἐπιφανείας, *γωνίαν ἀνακλάσεως* τὴν γωνίαν ΚΟΒ=β τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος πρὸς τὴν κάθετον, οἱ νόμοι τῆς ἀνακλάσεως διατυποῦνται ὡς ἑξῆς:

α΄) Τὸ ἐπίπεδον ἀνακλάσεως εἶναι κάθετον ἐπὶ τὴν ἀνακλῶσαν ἐπιφάνειαν.

β΄) Ἡ γωνία ἀνακλάσεως εἶναι ἴση πρὸς τὴν γωνίαν προσπτώσεως.

Εἰς τὴν εἰδικὴν περίπτωσιν τῆς καθέτου προσπτώσεως ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι μηδέν, ἑπομένως καὶ ἡ γωνία ἀνακλάσεως εἶναι

---

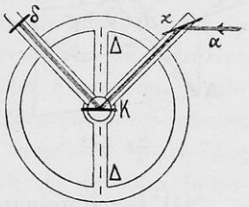
[1]) Εἰς τὴν Φυσικὴν Ὀπτικὴν θὰ γνωρίσωμεν περιπτώσεις, κατὰ τὰς ὁποίας ἡ ἀνάκαμψις εἶναι ἀδύνατος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μηδέν, ἤτοι ἡ καθέτως προσπίπτουσα ἀκτὶς ἀνακλᾶται κατὰ τὴν ἰδίαν της διεύθυνσιν.

Οἱ νόμοι οὗτοι ἰσχύουν καὶ ὅταν ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια εἶναι καμπύλη, διότι μικρὰ μέρη καμπύλων ἐπιφανειῶν ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς συμπίπτοντα πρὸς τὸ ἐφαπτόμενον ἐπίπεδον.

Τοὺς νόμους τῆς ἀνακλάσεως δεικνύομεν διὰ συσκευῆς, τῆς ὁποίας τὰ οὐσιώδη μέρη παριστᾷ τὸ σχ. 371. Εἰς τὸ κέντρον γωνιομετρικοῦ κύκλου εἶναι στερεωμένον ἐπίπεδον κάτοπτρον Κ, κάθετον ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου αὐτοῦ καὶ ἐπὶ τὴν διάμετρον ΔΔ. Δύο βραχίονες κινητοὶ περὶ τὸν ἄξονα τοῦ δίσκου φέρουν ὁ μὲν ἐπίπεδον κάτοπτρον κ, κινητὸν πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις, ὁ δὲ διάφραγμα δ ἀπὸ χάρτην ἢ ἡμιδιαφανῆ ὕαλον.



Σχ. 371.

Διὰ τοῦ κατόπτρου κ κατευθύνομεν προσπίπτουσαν στενὴν φωτεινὴν δέσμην εἰς τὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον Κ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος, μετακινοῦμεν δὲ τὸν φέροντα τὸ διάφραγμα δ βραχίονα μέχρις ὅτου δεχθῶμεν τὴν ἀνακλωμένην δέσμην εἰς τὸ κέντρον τοῦ διαφράγματος. Διὰ τῆς συσκευῆς ταύτης εὑρίσκομεν ὅτι ἡ γωνία κΚΔ εἶναι ἴση πρὸς τὴν ΔΚδ καὶ ὅτι τὸ ἐπίπεδον κΚδ εἶναι κάθετον ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ κατόπτρου Κ.

Τονίζομεν ὅτι διὰ τῆς συσκευῆς ταύτης δὲν *ἀποδεικνύεται* ὁ νόμος τῆς ἀνακλάσεως. Ἡ ἀληθὴς ἀπόδειξις τοῦ νόμου προκύπτει ἐκ τῆς συμφωνίας ὅλων τῶν πορισμάτων, εἰς τὰ ὁποῖα ἀγόμεθα δεχόμενοι τὴν ὀρθότητα αὐτοῦ, πρὸς τὴν παρατήρησιν (πρβλ. § 51).

529. ***Θεώρημα τοῦ Ἥρωνος.*** Ἀξιοσημείωτον εἶναι ὅτι ὁ νόμος τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως καὶ ὁ νόμος τῆς ἀνακλάσεως ἠμποροῦν νὰ περιληφθοῦν εἰς μίαν καὶ μόνην διατύπωσιν, τὴν ἑξῆς [1]):

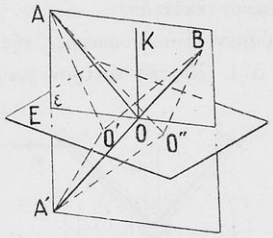
Ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς μεταβαίνει ἀπό τινος σημείου Α εἰς ἄλλο Β, εἴτε ἀπ' εὐθείας εἴτε ἀνακλωμένη, διὰ τοῦ συντομωτάτου δρόμου.

---

[1]). Ἡ διατύπωσις αὕτη ὀφείλεται πιθανότατα εἰς τὸν Ἥρωνα τὸν Ἀλεξανδρέα — πρβλ. Poggendorff, Gesch. d. Physik. Leipzig 1879.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Καὶ ὅτι μὲν ἡ ἀπὸ τοῦ Α εἰς τὸ Β εὐθεῖα εἶναι ὁ συντομώτατος δρόμος δὲν ἔχει ἀνάγκην ἀποδείξεως. Τὸ δὲ δεύτερον μέρος τῆς διατυπώσεως ἀποδεικνύεται ὡς ἑξῆς: Ἔστω (σχ. 372) Ε τὸ ἀνακλῶν ἐπίπεδον καὶ τὸ σημεῖον Α′ συμμετρικὸν τοῦ Α ὡς πρὸς τὸ ἐπίπεδον Ε, τοιοῦτον δηλ. ὥστε ἡ εὐθεῖα ΑΑ νὰ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον Ε καὶ νὰ διχοτομῆται ὑπ' αὐτοῦ εἰς τὸ σημεῖον ε. Φανερὸν ὅτι ὁ μεταξὺ τοῦ Α′ καὶ τοῦ Β συντομώτατος δρόμος εἶναι ἡ εὐθεῖα Α′ΟΒ, ἡ ὁποία εἶναι συντομωτέρα π. χ. τῶν τεθλασμένων Α′Ο′Β, Α′Ο″Β κ.λ.



Σχ. 372.

Ἀλλ' ἐκ τοῦ σχήματος βλέπομεν ὅτι εἶναι Α′Ο=ΑΟ, Α′Ο′=ΑΟ′, Α′Ο″=ΑΟ″· ἑπομένως ὁ δρόμος ΑΟΒ εἶναι μικρότερος τῶν ΑΟ′Β, ΑΟ″Β κ.λ. Ἐξ ἄλλου βλέπομεν ὅτι ἡ ΟΚ, κάθετος ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου Ε εἰς τὸ σημεῖον Ο, ὡς παράλληλος πρὸς τὴν ΑΑ′ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ΑΑ′Ο, ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου δηλ. τῶν εὐθειῶν ΑΟ καὶ ΟΒ, αἱ δὲ γωνίαι ΑΟΚ καὶ ΚΟΒ εἶναι ἴσαι. Διότι εἶναι ΑΟΚ=εΑΟ, ΚΟΒ=εΑ′Ο, εΑΟ=εΑ′Ο· ὅθεν ΑΟΚ=ΚΟΒ. Οὕτω ἐδείχθη ὅτι ἐξ ὅλων τῶν ἀπὸ τοῦ Α εἰς τὸ Β τεθλασμένων δρόμων, οἱ ὁποῖοι ἐγγίζουν τὸ ἐπίπεδον Ε, ὁ συντομώτατος εἶναι ὁ δρόμος τῆς κανονικῆς ἀνακλάσεως.

§ 530. ***Διάχυτος ἀνάκλασις.*** Ἂν ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια εἶναι τραχεῖα, ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς δὲν ἀνακλᾶται κατὰ μίαν καὶ μόνην σαφῶς καθωρισμένην διεύθυνσιν, ἀλλ' ἐκ τοῦ σημείου τῆς προσπτώσεως ἐκπέμπεται φῶς καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις, ἐντατικώτερον κάπως κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς κανονικῆς ἀνακλάσεως. Ἡ τοιαύτη ἀνάκλασις ὀνομάζεται *διάχυτος*.

Ἀναλόγως πρὸς τὴν τραχύτητα τῆς ἀνακλώσης ἐπιφανείας καὶ τὸ μέγεθος τῆς γωνίας προσπτώσεως εἶναι δυνατὸν νὰ ἔχωμεν ὅλας τὰς διαμέσους περιπτώσεις ἀπὸ τῆς κανονικῆς ἀνακλάσεως μέχρι τῆς τελείως διαχύτου, κατὰ τὴν ὁποίαν δὲν παρατηρεῖται διαφορὰ ἐντάσεως τοῦ ἀνακλωμένου φωτὸς κατὰ διαφόρους διευθύνσεις. Ὅσον

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τραχυτέρα ἡ ἐπιφάνεια καὶ μικροτέρα ἡ γωνία προσπτώσεως τόσον περισσότερον διάχυτος εἶναι ἡ ἀνάκλασις.

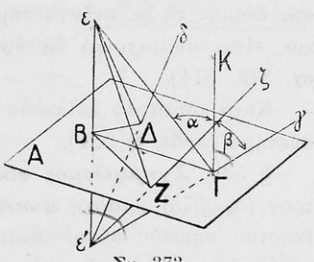
ΚΑΤΟΠΤΡΑ

§ 531. Ὀνομάζομεν *κάτοπτρα* λείας ἐπιφανείας ἐπὶ τῶν ὁποίων τὸ φῶς ἀνακλᾶται κανονικῶς. Εἰς τὴν ὀπτικὴν χρησιμοποιοῦνται κατοπτρικαὶ ἐπιφάνειαι ἔχουσαι ἁπλοῦν γεωμετρικὸν σχῆμα. Τοιαῦται ἐπιφάνειαι εἶναι τὸ ἐπίπεδον, ἡ σφαῖρα, τὸ παραβολοειδὲς ἐκ περιστροφῆς κ. λ. Τὰ κάτοπτρα κατασκευάζονται εἴτε ἀπὸ μέταλλον ἢ μεταλλικὸν κρᾶμα, εἴτε ἀπὸ ὕαλον, τῆς ὁποίας ἡ κατοπτρικὴ (προσθία) ἐπιφάνεια ἐπαργυροῦται. Εἰς ὑάλινα κάτοπτρα κοινῆς χρήσεως ἐπαργυροῦται διὰ τὴν στερεότητα ἡ ὀπισθία ἐπιφάνεια· ἔχομεν ὅμως εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην μίαν ἀνάκλασιν εἰς τὴν προσθίαν ἐπιφάνειαν, μίαν, τὴν κυρίαν ἀνάκλασιν, εἰς τὴν ὀπισθίαν ἐπαργυρωμένην ἐπιφάνειαν καὶ πλῆθος ἐπανειλημμένων ἀνακλάσεων μεταξὺ τῶν δύο τούτων ἐπιφανειῶν. Διὰ τοῦτο τὰ ὑάλινα κάτοπτρα ἀκριβείας πάντοτε εἶναι ἐπαργυρωμένα ἐπὶ τῆς προσθίας ἐπιφανείας, ἡ ὁποία καὶ μόνη εἶναι ἀκριβῶς κατειργασμένη.

Τελειότατον ὁριζόντιον ἐπίπεδον κάτοπτρον ἀποτελεῖ ἡ ἐλευθέρα ἐπιφάνεια ἠρεμούντων ὑγρῶν. Ἡ ἐπιφάνεια π. χ. ἠρεμοῦντος ὑδραργύρου ἀποτελεῖ τὸ ὑπὸ τὸ ὄνομα τοῦ *τεχνητοῦ ὁρίζοντος* χρησιμοποιούμενον εἰς ἀστρονομικὰς παρατηρήσεις κάτοπτρον.

ΕΠΙΠΕΔΑ ΚΑΤΟΠΤΡΑ

§ 532. Ἔστω (σχ. 373) ἐπίπεδον κάτοπτρον Α καὶ δέσμη κωνικὴ ἐπ' αὐτοῦ προσπίπτουσα ἡ εΓΔΖ μὲ τὴν πραγματικὴν ἑστίαν ε. Θεωροῦμεν μίαν οἱανδήποτε τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης ἔστω τὴν εΓ, ἡ ὁποία συναντᾷ τὸ κάτοπτρον εἰς τὸ σημεῖον Γ. Τὴν εἰς αὐτὴν ἀντιστοιχοῦσαν ἀνακλωμένην ἀκτῖνα εὑρίσκομεν ὡς ἑξῆς. Ἐκ τοῦ σημείου ε′ συμμετρικοῦ τοῦ ε ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον, τοιούτου δηλ. ὥστε ἡ εὐθεῖα εε′ νὰ εἶναι κάθε-



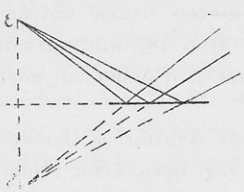
Σχ. 373.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ κατόπτρου καὶ νὰ διχοτομῆται ὑπ' αὐτοῦ (εἰς τὸ σημεῖον Β), φέρομεν τὴν εὐθεῖαν ε΄Γ καὶ προεκτείνομεν αὐτήν· λέγω ὅτι ἡ προέκτασις αὐτῆς Γγ εἶνε ἡ ζητουμένη ἀνακλωμένη ἀκτίς.

Καὶ πράγματι τὸ ἐπίπεδον εΓγ ὡς περιέχον τὴν κάθετον εε΄ τοῦ ἐπιπέδου Α εἶνε κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦτο καὶ ἐπ' αὐτοῦ κεῖται καὶ ἡ ΓΚ, κάθετος ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου Α εἰς τὸ σημεῖον Γ. Ἡ γωνία ΚΓγ εἶνε ἴση πρὸς τὴν εΓΚ διότι εἶνε εΓΚ = Βεˊ Γ ὡς ἐντὸς ἐναλλὰξ τῶν παραλλήλων ΚΓ καὶ εΒ τεμνομένων ὑπὸ τῆς εΓ, ΚΓγ = Βε΄Γ ὡς ἐντὸς ἐκτὸς καὶ ἐπὶ τὰ αὐτὰ μέρη τῶν παραλλήλων ΚΓ καὶ εε΄ τεμνομένων ὑπὸ τῆς ε΄γ, ΒεΓ = Βε΄Γ διὰ τὴν ἰσότητα τῶν τριγώνων ΒεΓ καὶ Βε΄Γ.

Ὅλαι λοιπὸν αἱ ἀνακλώμεναι ἀκτῖνες εὑρίσκονται ἐπὶ εὐθειῶν διερχομένων διὰ τοῦ σημείου ε΄, ἤτοι τὸ ε΄ εἶναι ἡ ἑστία — ἑστία φανταστικὴ — τῆς ἀνακλωμένης δέσμης. Ἂν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου προσπίπτῃ ἡ συγκλίνουσα κωνικὴ δέσμη δζγε΄ μὲ ἑστίαν φανταστικὴν (ἕνεκα τῆς παρουσίας τοῦ κατόπτρου) τὴν ε΄, ἀνακλωμένη θὰ συνέλθῃ εἰς τὸ σημεῖον ε τὸ ὁποῖον θὰ εἶναι ἡ πραγματικὴ ἑστία τῆς ἀνακλωμένης δέσμης.



Σχ. 374.

Οὕτω εὑρίσκομεν τὸν ἑξῆς νόμον τῶν ὀπτικῶν ἰδιοτήτων τῶν ἐπιπέδων κατόπτρων: Τὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον διατηρεῖ πάντοτε τὸν στιγματικὸν χαρακτῆρα τῆς προσπιπτούσης δέσμης τὰ δὲ συζυγῆ σημεῖα, ἓν πραγματικὸν καὶ ἓν φανταστικόν, εἶναι συμμετρικὰ ὡς πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ κατόπτρου (πρβλ. σχ. 373, 374).

Κατὰ ταῦτα τὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον εἶναι *ἁπλανητικὸν* ὀπτικὸν σύστημα (πρβλ. § 522).

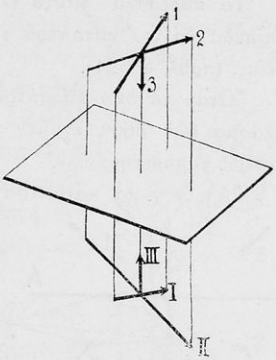
§ 533. ***Σχηματισμὸς εἰκόνων.*** Ἂν ἀπέναντι ἐπιπέδου κατόπτρου (σχ. 375) ὑπάρχῃ φωτεινὸν ἢ φωτιζόμενον ἀντικείμενον, αἱ ἐξ ἑκάστου σημείου αὐτοῦ ἐκπεμπόμεναι δέσμαι ἀνακλῶνται ἐπὶ τοῦ κατόπτρου κατὰ τὰ ἐκτεθέντα καὶ εἰς ἕκαστον τῶν σημείων τοῦ ἀντικειμένου ἀντιστοιχεῖ συζυγὲς φανταστικὸν σημεῖον, συμμετρικὸν ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον. Οὕτω εἰς ὁλόκληρον τὸ ἀντικείμενον ἀντιστοιχεῖ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

συζυγὴς φανταστικὴ εἰκών, συμμετρικὴ ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον, τὴν ὁποίαν βλέπομεν ὅταν δεχθῶμεν τὰς ἀνακλωμένας ἀκτῖνας.

Ἡ εἰκὼν ἢ τὸ εἴδωλον εἰς τὰ ἐπίπεδα κάτοπτρα ἔχει τὸ αὐτὸ μέγεθος μὲ τὸ ἀντικείμενον ἀλλὰ δὲν ἐφαρμόζεται ἐπ' αὐτοῦ.

Ἡ δεξιὰ χεὶρ ἀπεικονίζεται ὡς ἀριστερά. Τὸ δεξιὸν σύστημα ἀξόνων 1,2,3 (σχ. 375), ἀντιστοιχοῦν π. χ. εἰς τὸν ἀντίχειρα, δείκτην καὶ μέσον τῆς *δεξιᾶς* χειρός, ἀπεικονίζεται εἰς τὸ ἀριστερὸν σύστημα I, II, III, ἀντιστοιχοῦν εἰς τοὺς αὐτοὺς δακτύλους τῆς *ἀριστερᾶς* χειρός.

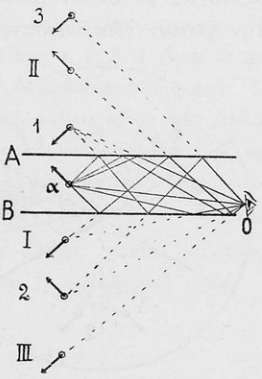


Σχ. 375.

Διὰ τῶν ἐπιπέδων κατόπτρων εἶναι δυνατὸν νὰ ἔχωμεν *πραγματικὴν* εἰκόνα ὅταν τὸ ἀντικείμενον εἶναι *εἰκών*, ἡ ὁποία θὰ ἐσχηματίζετο ὑπὸ συγκλινουσῶν δεσμῶν εἰς τὸν ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου χῶρον, ἂν δὲν ὑπῆρχε τὸ κάτοπτρον.

§ 534. ***Συνδυασμοὶ ἐπιπέδων κατόπτρων.*** Συνδυάζοντες δύο ἢ περισσότερα ἐπίπεδα κάτοπτρα λαμβάνομεν ὀπτικὰ συστήματα, διὰ τῶν ὁποίων ἐπιτυγχάνομεν πολλαπλᾶ εἴδωλα τῶν ἀντικειμένων, διότι αἱ ἐκ τοῦ ἀντικειμένου ἀναχωροῦσαι ἀκτῖνες ἀνακλῶνται πολλαπλῶς ἐπὶ τῶν κατόπτρων.

Οὕτω ἂν ἔχωμεν δύο παράλληλα κάτοπτρα A, B (σχ. 376) καὶ ἀντικείμενον α μεταξὺ αὐτῶν, θὰ ἔχωμεν ἄπειρα εἴδωλα ἑκατέρωθεν τῶν κατόπτρων.



Σχ. 376.

Τὸ εἴδωλον 1 σχηματίζεται ἐκ μιᾶς ἀνακλάσεως ἐπὶ τοῦ κατόπτρου A, τὸ I ἐκ μιᾶς ἀνακλάσεως ἐπὶ τοῦ B, τὸ 2 εἶναι τὸ εἴδωλον τῆς εἰκόνος 1 ἐν σχέσει πρὸς τὸ κάτοπτρον B, τὸ II εἶναι τὸ εἴδωλον τῆς εἰκόνος I ἐν σχέσει πρὸς τὸ κάτοπτρον A καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

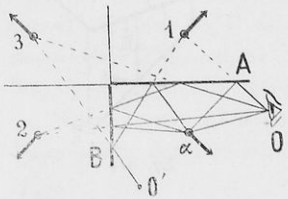
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὰ διαδοχικὰ εἴδωλα σχηματίζονται ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον ἀπώτερον καὶ ὀλιγώτερον φωτεινά.

Τὰ πολλαπλᾶ ταῦτα εἴδωλα παρατηροῦμεν καὶ εἰς τὰ συνήθη ἐπίπεδα ὑάλινα κάτοπτρα μὲ ἐπαργύρωσιν ἐπὶ τῆς ὀπισθίας ἐπιφανείας. (πρβλ. § 524).

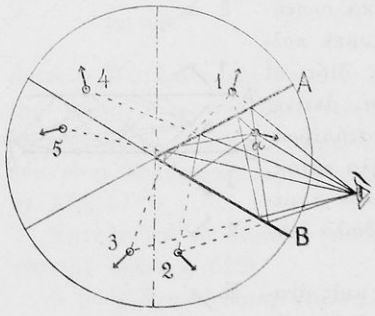
Ὅταν τὰ δύο κάτοπτρα σχηματίζουν γωνίαν ἴσην πρὸς ἁπλοῦν κλάσμα τῶν 360°, ἔχομεν πεπερασμένον ἀριθμὸν εἰδώλων συμμετρικῶς τοποθετημένων.

Ἂν π. χ. τὰ κάτοπτρα A, B (σχ. 377) σχηματίζουν γωνίαν 90°, ἔχομεν τὴν εἰκόνα 1 τοῦ ἀντικειμένου α ἐξ ἀνακλάσεως ἐπὶ τοῦ A, τὴν εἰκόνα 2 ἐξ ἀνακλάσεως ἐπὶ τοῦ B. Ἡ εἰκὼν 3 εἰμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ εἴτε ὡς εἴδωλον τῆς εἰκόνος 2 ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον A (θέσις τοῦ ὀφθαλμοῦ εἰς τὸ O) εἴτε ὡς εἴδωλον τῆς εἰκόνος 1 ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον B (θέσις τοῦ ὀφθαλμοῦ εἰς τὸ O′). Πράγματι λοιπὸν ἔχομεν εἰς τὸ 3 δύο εἴδωλα συμπίπτοντα, τὰ ὁποῖα βλέπομεν διακρινόμενα ἂν μεταβάλωμεν ὀλίγον τὴν γωνίαν τῶν κατόπτρων.



Σχ. 377.

Ἂν τὰ κάτοπτρα A, B σχηματίζουν γωνίαν 60° (σχ. 378) ἔχομεν τὰς ἑξῆς εἰκόνας τοῦ ἀντικειμένου α. Εἰκὼν 1 ἐξ ἀνακλάσεως ἐπὶ τοῦ A. Εἰκὼν 2 ἐξ ἀνακλάσεως ἐπὶ τοῦ B. Εἰκὼν 3, εἴδωλον τῆς εἰκόνος 1 ὡς πρὸς τὸ B. Εἰκὼν 4, εἴδωλον τῆς εἰκόνος 2 ὡς πρὸς τὸ A. Εἰκὼν 5, εἴδωλον τῆς εἰκόνος 3 ὡς πρὸς τὸ A ἢ τῆς εἰκόνος 4 ὡς πρὸς τὸ B.



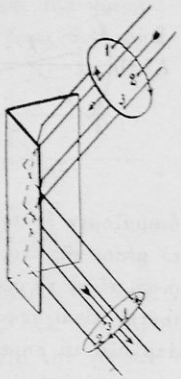
Σχ. 378.

Οὕτω ὁ μεταξὺ τῶν κατόπτρων A καὶ B σφηνοειδὴς χῶρος (τομεὺς) ἀπεικονίζεται πεντάκις καὶ ἔχομεν εἰκόνα ἀποτελουμένην ἐν ὅλῳ ἀπὸ ἓξ τομεῖς συμπεριλαμβανομένου καὶ τοῦ περιέχοντος τὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀντικείμενα τομέως, ἡ ὁποία παρουσιάζει ὡραίαν συμμετρίαν ὁσονδήποτε ἀτάκτως καὶ ἂν εἶναι τοποθετημένα τὰ κατοπτριζόμενα ἀντικείμενα (καλειδοσκόπιον).

Κατοπτρικὴ στέγη. Ἀξιοσημείωτον εἶναι τὸ ἐκ δύο ἐπιπέδων κατόπτρων ὑπὸ ὀρθὴν γωνίαν σύστημα διὰ τὴν ἑξῆς ἰδιότητα. Ἂν δέσμη ἀκτίνων 1, 2, 3, 4 (σχ. 379) προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ συστήματος, οὕτως ὥστε αἱ ἀκτῖνες αὐτῆς νὰ ἀνακλασθοῦν διαδοχικῶς ἐπὶ τῶν δύο κατόπτρων, ἡ ἐξερχομένη δέσμη εἶναι συνέχεια τῆς προσπιπτούσης, ἀδιάφορον ἂν μέρος τῶν ἀκτίνων ὑπέστη τὴν πρώτην ἀνάκλασιν ἐπὶ τοῦ ἑνὸς κατόπτρου καὶ μέρος ἐπὶ τοῦ ἄλλου.



Σχ. 379.

Οὕτω π. χ. εἰς τὸ σχῆμα 379 ἐκ τῶν ἀκτίνων τῆς προσπιπτούσης παραλλήλου δέσμης αἱ μὲν 1 καὶ 2 ἀνακλῶνται πρῶτον ἐπὶ τοῦ ὀπισθίου κατόπτρου καὶ ἔπειτα ἐπὶ τοῦ ἐμπροσθίου, αἱ δὲ 3 καὶ 4 πρῶτον ἐπὶ τοῦ ἐμπροσθίου καὶ ἔπειτα ἐπὶ τοῦ ὀπισθίου. Ἐν τούτοις καὶ αἱ τέσσαρες ἀκτῖνες μετὰ τὴν ἐκ τοῦ συστήματος ἔξοδον εἶναι πάλιν παράλληλοι καί, ὅπως εἰς τὴν προσπίπτουσαν δέσμην, οὕτω καὶ εἰς τὴν ἐξερχομένην αἱ ἀκτῖνες 1, 2, 3, 4 εἶναι διατεταγμέναι δεξιοστρόφως περὶ τὴν διεύθυνσιν διαδόσεως τοῦ φωτός. Τὰ εἴδωλα λοιπὸν ἐν σχέσει πρὸς τὸ σύστημα τοῦτο εἶναι *ἴσα* ἁπλῶς πρὸς τὰ ἀντικείμενα καὶ ἡ δεξιὰ χεὶρ π. χ. παρατηρουμένη διὰ τοῦ συστήματος θὰ μᾶς φανῇ ὡς *δεξιὰ* καὶ ὄχι ὡς ἀριστερὰ ὅπως ὅταν τὴν βλέπομεν δι' ἀνακλάσεως ἐπὶ ἑνὸς μόνου ἐπιπέδου κατόπτρου.

Τὸ ἐκ δύο ἐπιπέδων κατόπτρων ὑπὸ ὀρθὴν γωνίαν σύστημα ὀνομάζεται πολλάκις *στεγόμορφον κάτοπτρον* ἢ *κατοπτρικὴ στέγη.*

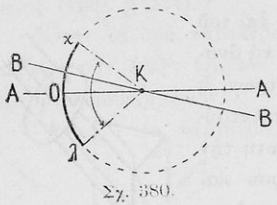
ΣΦΑΙΡΙΚΑ ΚΑΤΟΠΤΡΑ

§ 535. ***Ὁρισμοί.*** Ὀνομάζομεν *σφαιρικὰ κάτοπτρα* τὰ κάτοπτρα, τῶν ὁποίων ἡ ἐπιφάνεια εἶναι μέρος σφαίρας. Ἡ περίμετρος τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων εἶνε συνήθως περιφέρεια κύκλου, τοῦτο ὅμως δὲν εἶναι ἀναγκαῖον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα εἶναι *κοῖλα* ἢ *κυρτὰ* καθ' ὅσον ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια εἶναι κοίλη ἢ κυρτή.

Ἄνοιγμα τοῦ κατόπτρου (σχ. 380) ὀνομάζομεν τὴν γωνίαν κΚλ τῶν ἐκ τοῦ κέντρου Κ τῆς σφαίρας ἀγομένων ἀκτίνων εἰς τὰ δύο τὸ μέγιστον ἀπ' ἀλλήλων ἀπέχοντα σημεῖα τῆς περιμέτρου τοῦ κατόπτρου. Ἂν ἡ περίμετρος εἶναι κυκλική, τὸ ἄνοιγμα εἶναι ἡ γωνία τῶν ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι ἄγονται ἐκ τοῦ κέντρου Κ εἰς δύο ἐκ διαμέτρου ἀντίθετα σημεῖα τῆς περιμέτρου.



Σχ. 380.

Κορυφὴν ἢ *μέσον* τοῦ κατόπτρου ὀνομάζομεν ἓν σημεῖον αὐτοῦ Ο, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται περίπου εἰς τὸ μέσον τῆς ἐπιφανείας του. Ἂν ἡ περίμετρος εἶναι κυκλική, ἡ κορυφὴ εἶναι τὸ μέσον τῆς ἐπιφανείας, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι σαφῶς ὡρισμένον, τὸ σημεῖον δηλ. τὸ ἀπέχον ἐξ ἴσου ἀπὸ ὅλα τὰ σημεῖα τῆς περιμέτρου.

Κύριος ἄξων τοῦ κατόπτρου ὀνομάζεται ἡ εὐθεῖα ΚΑ ἡ διερχομένη διὰ τοῦ κέντρου Κ τῆς σφαίρας, εἰς τὴν ὁποίαν ἀνήκει τὸ κάτοπτρον, καὶ τῆς κορυφῆς Ο τοῦ κατόπτρου.

Δευτερεύων ἢ πλάγιος ἄξων ὀνομάζεται πᾶσα εὐθεῖα ΚΒ διερχομένη διὰ τοῦ κέντρου Κ τῆς σφαίρας καὶ συναντῶσα τὸ κάτοπτρον εἰς σημεῖον διάφορον τῆς κορυφῆς.

Ἀξονικὰς ἀκτῖνας ὀνομάζομεν τὰς ἀκτῖνας, αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν μικρὰν γωνίαν μὲ τὸν κύριον ἄξονα.

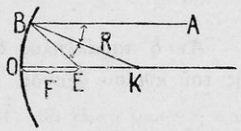
Περιορισμός. Τὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα δὲν διατηροῦν ἐν γένει τὸν στιγματικὸν χαρακτῆρα τῶν προσπιπτουσῶν δεσμῶν. Στιγματικὴ δέσμη μετὰ τὴν ἀνάκλασιν ἐπὶ σφαιρικοῦ κατόπτρου μεταβάλλεται εἰς ἀστιγματικήν. Ὁ στιγματικὸς χαρακτὴρ διατηρεῖται *κατὰ προσέγγισιν* μόνον ὅταν τὸ κάτοπτρον ἔχῃ μικρὸν ἄνοιγμα καὶ ἡ προσπίπτουσα δέσμη ἀποτελῆται ἀπὸ ἀκτῖνας ἀξονικάς. Διὰ τοῦτο εἰς τὰ ἑξῆς θὰ περιορισθῶμεν εἰς τὴν ἐξέτασιν κατόπτρων μικροῦ ἀνοίγματος, ἐπὶ τῶν ὁποίων προσπίπτουν δέσμαι ἀξονικαί.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΚΟΙΛΑ ΣΦΑΙΡΙΚΑ ΚΑΤΟΠΤΡΑ

§ 536. ***Κυρία έστία, δευτερεύουσαι έστίαι, έστιακὸν ἐπίπεδον.*** Ἔστω (σχ. 381) κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον *μικροῦ ἀνοίγματος* [1]), Κ τὸ κέντρον, R τὸ μῆκος τῆς ἀκτῖνος, Ο ἡ κορυφὴ καὶ ΟΚ ὁ ἄξων αὐτοῦ.

Θεωροῦμεν δέσμην παράλληλον προσπίπτουσαν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος καὶ ἔστω ΑΒ μία τῶν ἀκτίνων αὐτῆς, ἡ ὁποία ὡς παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονα ΟΚ εὑρίσκεται εἰς ἓν ἐπίπεδον μετ' αὐτοῦ, ἔστω τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος. Ἡ ΑΒ προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ κατόπτρου εἰς τὸ Β ἀνακλᾶται, τὴν δὲ διεύθυνσιν τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος εὑρίσκομεν ὡς ἑξῆς. Ἡ κάθετος ἐπὶ τοῦ κατόπτρου εἰς τὸ Β εἶναι ἡ ἀκτὶς ΚΒ, ἑπομένως ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς εἶναι ἡ ΒΕ, εὑρισκομένη ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ΑΒΚ, δηλ. ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος, καὶ σχηματίζουσα μὲ τὴν ΒΚ τὴν γωνίαν ΕΒΚ = ΚΒΑ. Ἡ ΒΕ ὡς τέμνουσα τὴν ΑΒ τέμνει καὶ τὴν παράλληλον αὐτῆς ΟΚ, τὴν δὲ θέσιν τοῦ σημείου τῆς τομῆς Ε εὑρίσκομεν ὡς ἑξῆς. Τὸ τρίγωνον ΒΕΚ εἶναι ἰσοσκελὲς διότι ἔχει τὰς γωνίας ΕΒΚ καὶ ΕΚΒ ἴσας. (ΕΚΒ = ΑΒΚ ὡς ἐντὸς ἐναλλὰξ τῶν παραλλήλων ΑΒ, ΚΟ τεμνομένων ὑπὸ τῆς ΒΚ, ΕΒΚ = ΑΒΚ ἐκ τοῦ νόμου τῆς ἀνακλάσεως). Εἶναι λοιπὸν ΕΒ = ΕΚ. Ἀλλ' *ἐπειδὴ τὸ ἄνοιγμα τοῦ κατόπτρου εἶναι μικρόν*, εἶναι κατὰ μεγάλην προσέγγισιν ΕΒ = ΕΟ καὶ ἑπομένως ΕΚ = ΕΟ ἤτοι: Ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς τέμνει τὸν ἄξονα, τὸ δὲ σημεῖον τῆς τομῆς Ε εὑρίσκεται εἰς τὸ μέσον τῆς ἀκτῖνος ΟΚ.



Σχ. 381.

Ἐπειδὴ ὁ αὐτὸς συλλογισμὸς ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ δι' οἱανδήποτε ἄλλην ἀκτῖνα τῆς παραλλήλου δέσμης, ἕπεται ὅτι ὅλαι αἱ ἀκτῖνες τῆς δέσμης μετὰ τὴν ἀνάκλασιν διέρχονται πραγματικῶς διὰ τοῦ Ε. Εἶναι λοιπὸν τὸ Ε *ἑστία* τῆς ἀνακλωμένης δέσμης, *ἑστία πραγματική*.

Τὴν ἑστίαν τῆς ἀνακλωμένης δέσμης τῆς ἀντιστοιχούσης εἰς πα-

[1]) Εἰς τὸ σχ. 381, καθὼς καὶ τὰ εἰς ἑπόμενα, τὸ ἄνοιγμα τοῦ κατόπτρου ἐλήφθη διὰ τὴν εὐκρίνειαν πολὺ μεγαλύτερον τοῦ ἐπιτρεπομένου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ράλληλον δέσμην προσπίπτουσαν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος ὀνομάζομεν *κυρίαν ἑστίαν* τοῦ κατόπτρου. Κατὰ τὰ ἀνωτέρω ἡ κυρία ἑστία τοῦ κοίλου σφαιρικοῦ κατόπτρου εἶναι πραγματικὴ καὶ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τῆς κορυφῆς ἴσην πρὸς τὸ ἥμισυ τῆς ἀκτῖνος R. Τὴν ἀπόστασιν ταύτην παριστῶμεν διὰ τοῦ συμβόλου F (ἀρχικοῦ γράμματος τῆς λέξεως Focus) καὶ ὀνομάζομεν *ἑστιακὴν ἀπόστασιν* τοῦ κατόπτρου. Εἶναι λοιπὸν

$$F = \frac{1}{2} R. \qquad (1)$$

Ἂν ἡ παράλληλος δέσμη προσπίπτῃ κατὰ διεύθυνσιν διάφορον τῆς τοῦ κυρίου ἄξονος, π. χ. τὴν α K (σχ. 382) εὑρίσκομεν δι' ἐντελῶς ὁμοίου συλλογισμοῦ ὅτι ἡ ἀνακλωμένη ἔχει πραγματικὴν ἑστίαν ε εὑρισκομένην ἐπὶ τοῦ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης πλαγίου ἄξονος τοῦ κατόπτρου καὶ εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ κατόπτρου ἴσην πρὸς τὸ ἥμισυ τῆς ἀκτῖνος. Τὸ σημεῖον ε ὀνομάζομεν *δευτερεύουσαν ἑστίαν* ἐπὶ τοῦ δευτερεύοντος ἢ πλαγίου ἄξονος αK.

Σχ. 382.

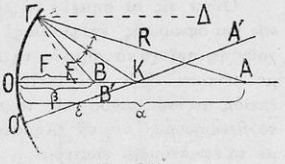
Ἐκ τοῦ ἀντιστρεπτοῦ τῶν δρόμων τοῦ φωτὸς ἕπεται ὅτι ἂν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου προσπέσῃ ἀποκλίνουσα δέσμη προερχομένη ἐκ τῆς κυρίας ἢ δευτερευούσης τινὸς ἑστίας, ἀνακλωμένη γίνεται παράλληλος καὶ ἔχει τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἀντιστοίχου ἄξονος, κυρίου ἢ δευτερεύοντος.

Κατὰ τὰ ἀνωτέρω ἡ κυρία ἑστία E καὶ αἱ δευτερεύουσαι ἑστίαι εὑρίσκονται ἐπὶ σφαιρικῆς ἐπιφανείας μὲ ἀκτῖνα ἴσην πρὸς τὸ ἥμισυ τῆς ἀκτῖνος τοῦ κατόπτρου. Τὴν ἐπιφάνειαν ταύτην ὀνομάζομεν *ἑστιακὴν σφαῖραν* τοῦ κατόπτρου. Σημειωτέον ὅτι, ἐφ' ὅσον περιοριζόμεθα εἰς ἀξονικὰς δέσμας, αἱ δευτερεύουσαι ἑστίαι εὑρίσκονται πολὺ πλησίον τῆς κυρίας, περιέχονται λοιπὸν εἰς πολὺ μικρὸν τμῆμα τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας περὶ τὴν κυρίαν ἑστίαν E, τὸ ὁποῖον τμῆμα ἠμποροῦμεν νὰ θεωρηθῇ κατὰ προσέγγισιν ὡς συμπίπτον πρὸς τὸ ἐφαπτόμενον *ἐπίπεδον* τῆς σφαίρας εἰς τὸ E, κάθετον, ὡς γνωστόν, ἐπὶ τῆς ἀκτῖνος KE. Ἠμποροῦμεν λοιπὸν νὰ θεω-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρήσωμεν τὰς δευτερεύουσας ἑστίας τοῦ κατόπτρου ὡς εὑρισκομένας ἐπὶ ἐπιπέδου διερχομένου διὰ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ καθέτου ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα. Τὸ ἐπίπεδον τοῦτο ὀνομάζομεν *ἑστιακὸν ἐπίπεδον*.

§ 537. ***Συζυγῆ σημεῖα.*** Ἔστω ἤδη (σχ. 383) κωνικὴ δέσμη προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ κατόπτρου μὲ *πραγματικὴν* ἑστίαν Α εὑρισκομένην ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος καὶ πέραν τοῦ κέντρου Κ. Παρακολουθοῦμεν τὴν ἀκτῖνα ΑΓ. Φέρομεν εἰς τὸ Γ τὴν ἀκτῖνα τοῦ κατόπτρου ΚΓ καὶ εὑρίσκομεν ὅτι ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ΑΓΚ, τοῦ ἐπιπέδου δηλ. τοῦ σχήματος, καὶ σχηματίζει μὲ τὴν ΚΓ γωνίαν ΚΓΒ = ΑΓΚ. Παρατηροῦμεν ὅτι, ἀφοῦ ἡ ΑΓ εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς ΔΓ, παραλλήλου πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, καὶ τῆς ΓΚ, ἡ ἀνακλωμένη θὰ εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς ΓΕ καὶ τῆς ΚΓ, θὰ τέμνῃ λοιπὸν ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς ΓΒ τὸν ἄξονα εἰς σημεῖον Β κείμενον μεταξὺ τοῦ κέντρου Κ καὶ τῆς κυρίας ἑστίας Ε. τὴν δὲ θέσιν τοῦ σημείου τούτου εὑρίσκομεν ὡς ἑξῆς:



Σχ. 383.

Εἰς τὸ τρίγωνον ΑΓΒ ἡ ΚΓ διχοτομεῖ τὴν γωνίαν ΑΓΒ καὶ ἑπομένως κατὰ γνωστὸν θεώρημα τῆς γεωμετρίας διαιρεῖ τὴν ἀπέναντι πλευρὰν ΒΑ εἰς μέρη ἀνάλογα πρὸς τὰς προσκειμένας πλευράς, ἤτοι εἶναι

$$\text{ΒΚ} : \text{ΚΑ} = \text{ΒΓ} : \text{ΑΓ}.$$

Ἂν ὀνομάσωμεν F τὴν ἑστιατικὴν ἀπόστασιν τοῦ κατόπτρου, α καὶ β τὰς ἀποστάσεις τῶν σημείων Α καὶ Β ἀπὸ τῆς κορυφῆς, ἔχομεν

$$\text{ΒΚ} = \text{ΟΚ} - \text{ΟΒ} = 2\text{F} - \beta \qquad \text{ΚΑ} = \text{ΟΑ} - \text{ΟΚ} = \alpha - 2\text{F}$$

καὶ κατὰ προσέγγισιν

$$\text{ΒΓ} = \text{ΒΟ} = \beta, \qquad \text{ΑΓ} = \text{ΑΟ} = \alpha$$

ὅθεν ἡ ἀναλογία γίνεται

$$(2\text{F} - \beta) : (\alpha - 2\text{F}) = \beta : \alpha, \qquad (2\text{F} - \beta)\alpha = (\alpha - 2\text{F})\beta, \qquad \text{F}\alpha + \text{F}\beta = \alpha\beta$$

καὶ ἂν διαιρέσωμεν διὰ αβF

$$2) \qquad \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{\text{F}}$$

Ἡ ἐξίσωσις αὕτη μᾶς δεικνύει ὅτι ἡ θέσις τοῦ σημείου Β εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς κλίσεως τῆς ΑΓ πρὸς τὸν ἄξονα καὶ ὅτι ἑπομένως ὅλαι αἱ ἀκτῖνες τῆς ἐκ τοῦ Α δέσμης ἀνακλώμεναι θὰ διέλθουν *πραγματικῶς* διὰ τοῦ σημείου Β.

Ἡ δέσμη λοιπὸν διατηρεῖ μετὰ τὴν ἀνάκλασιν τὸν στιγματικὸν αὐτῆς χαρακτῆρα καὶ ἡ ἑστία αὐτῆς, *ἑστία πραγματική*, εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ τοῦ κέντρου τοῦ κατόπτρου εἰς θέσιν ὁριζομένην ὑπὸ τῆς ἐξισώσεως (2).

Τὰ σημεῖα Α καὶ Β εἶναι συζυγῆ ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον.

Δι' ὁμοίου συλλογισμοῦ εὑρίσκομεν ὅτι ἂν σημεῖον τι Λ′ εὑρίσκεται ἐπὶ πλαγίου ἄξονος καὶ πέραν τοῦ κέντρου Κ, τὸ συζυγὲς αὐτοῦ σημεῖον Β′ εἶναι πραγματικὸν καὶ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἄξονος, μεταξὺ τῆς δευτερευούσης ἑστίας καὶ τοῦ κέντρου, αἱ δὲ ἀποστάσεις αὐτῶν ἀπὸ τοῦ σημείου Ο′, εἰς τὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

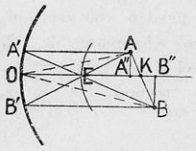
ὁποῖον ὁ δευτερεύων ἄξων συναντᾷ τὸ κάτοπτρον, συνδέονται ὑπὸ τῆς ἐξισώσεως (2).

Ἕνεκα τοῦ περιορισμοῦ τῶν ἀξονικῶν ἀκτίνων ἡ σχέσις (2) ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς συνδέουσα τὰς ἀποστάσεις τῶν συζυγῶν σημείων ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου, διότι εἶναι κατὰ προσέγγισιν

$$O'A'=OA' \qquad O'B'=OB'.$$

Οὕτω εἰς τὰ σημεῖα τὰ εὑρισκόμενα περὶ τὸ σημεῖον Α τοῦ κυρίου ἄξονος ἐπὶ σφαιρικῆς ἐπιφανείας μὲ κέντρον τὸ Κ καὶ ἀκτῖνα τὴν ΚΑ ἀντιστοιχοῦν ὡς συζυγῆ τὰ σημεῖα τὰ εὑρισκόμενα περὶ τὸ Β ἐπὶ σφαιρικῆς ἐπιφανείας μὲ κέντρον τὸ Κ καὶ ἀκτῖνα τὴν ΚΒ. Αἱ δύο ἐπιφάνειαι εἶναι συζυγεῖς καὶ ἐπειδὴ περιοριζόμεθα εἰς τὰ πλησίον τοῦ κυρίου ἄξονος σημεῖα, ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν ὅτι τὰ τμήματα τῶν σφαιρικῶν τούτων ἐπιφανειῶν συμπίπτουν μὲ τὰ ἐφαπτόμενα ἐπίπεδα.

Ἰδιαιτέρως πρέπει νὰ ἐξετασθοῦν αἱ σχέσεις συζυγίας τῶν σημείων, τὰ ὁποῖα εὑρίσκονται περὶ τὸ κέντρον Κ ἀλλ' ἐπὶ διαμέτρων αἱ ὁποῖαι δὲν συναντοῦν τὸ κάτοπτρον. Ἔστω τοιοῦτον σημεῖον τὸ Α (σχ. 384). Ἡ ἀκτὶς ΑΑ′, παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, ἀνακλωμένη λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν Α′Ε διὰ τῆς κυρίας ἑστίας, ἡ δὲ ΑΒ′, ἐκ τοῦ Α διὰ τῆς κυρίας ἑστίας, ἀνακλωμένη λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν Β′Β, παράλληλον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Ἡ τομή των Β, διὰ τῆς ὁποίας κατὰ προσέγγισιν διέρχονται καὶ αἱ ἄλλαι ἀκτῖνες τῆς ἀνακλωμένης δέσμης, εἶναι τὸ συζυγὲς σημεῖον τοῦ Α.



Σχ. 384.

Ἐκ τῶν ὁμοίων τριγώνων ΑΑ′Ε καὶ ΒΒ′Ε εὑρίσκομεν

$$\frac{AA'}{BB'}=\frac{AE}{B'E}$$

καὶ ἐπειδὴ εἶναι κατὰ προσέγγισιν

$$AA'=AO=\alpha, \qquad BB'=BO=\beta, \qquad AE=AB'-B'E=\alpha-F, \qquad B'E=F$$

ἔχομεν

$$\frac{\alpha}{\beta}=\frac{\alpha-F}{F}$$

ὅθεν

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{F} \qquad (3)$$

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν θέσιν τοῦ σημείου Κ, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ εὐθεῖα ΑΒ τέμνει τὸν κύριον ἄξονα, φέρομεν τὰς ἐπὶ τὸν ἄξονα καθέτους ΑΑ″, ΒΒ″. Ἐκ τῶν ὁμοίων τριγώνων ΑΟΑ″ καὶ ΒΟΒ″ ἔχομεν

$$AA'' : BB'' = AO : BO = \alpha : \beta$$

ἐκ δὲ τῶν ἐπίσης ὁμοίων τριγώνων ΑΑ″Κ καὶ ΒΒ″Κ

$$AA'' : BB'' = A''K : B''K = (OK-\alpha) : (\beta-OK)$$

Ἐκ τῶν δύο τούτων σχέσεων λαμβάνομεν

$$\alpha : \beta = (OK-\alpha) : (\beta-OK)$$

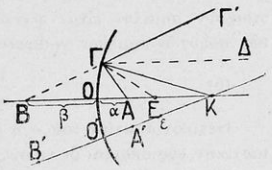
ἢ

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{2}{OK}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Συγκρίνοντες τὴν ἐξίσωσιν ταύτην μὲ τὴν (3) εὑρίσκομεν ΟΚ=2F ἤτοι ἡ ΟΚ εἶναι ἴση πρὸς τὴν ἀκτῖνα τοῦ κατόπτρου, τὸ Κ τὸ κέντρον αὐτοῦ καὶ ἑπομένως τὰ συζυγῆ σημεῖα Α,Β κεῖνται ἐπὶ διαμέτρου τοῦ κατόπτρου καὶ αἱ ἀποστάσεις οὐτῶν ἀπὸ τῆς κορυφῆς συνδέονται διὰ τῆς σχέσεως (3), ἡ ὁποία εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν (2).

Ἔστω τώρα ἡ ἑστία τῆς προσπιπτούσης κωνικῆς δέσμης εἰς τὸ Α (Σχ. 385) ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ τῆς κορυφῆς. Ἡ ἀκτὶς τῆς δέσμης ΑΓ ἀνακλωμένη λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν ΓΓ′ ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τῆς ΑΓ καὶ τῆς ἀκτῖνος τσῦ κατόπτρου ΚΓ, δηλ. ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος, καὶ σχηματίζει μὲ τὴν ΚΓ τὴν γωνίαν ΚΓΓ′ ἴσην πρὸς τὴν ΑΓΚ. Ἀφοῦ ἡ ΑΓ κεῖται ἐκτὸς τῆς γωνίας ΕΓΚ, ἡ ΓΓ′ θὰ κεῖται ἐκτὸς τῆς γωνίας ΚΓΔ τῆς ἀκτῖνος ΚΓ καὶ τῆς ΓΔ, παραλλήλου προς τὸν κύριον ἄξονα, καὶ ἑπομένως ἡ πρὸς τὰ ὀπίσω προέκτασις τῆς ΓΓ′ θὰ τέμνῃ τὸν κύριον ἄξονα εἰς τὸ σημεῖον Β, τοῦ ὁποίου εὑρίσκομεν τὴν θέσιν ὡς ἑξῆς.



Σχ. 385.

Ἡ ΓΚ διχοτομεῖ τὴν ἐξωτερικὴν γωνίαν ΑΓΓ′ τοῦ τριγώνου ΒΓΑ καὶ ἑπομένως κατὰ γνωστὸν θεώρημα τῆς γεωμετρίας εἶναι

$$\text{ΑΚ}: \text{ΒΚ} = \text{ΑΓ}: \text{ΒΓ}$$

Ἀλλ' ἂν ὀνομάσωμεν α, β' τὰς ἀποστάσεις ΟΑ καὶ ΟΒ, θετικῶς λαμβανομένας, εἶναι

$$\text{ΑΚ}=\text{ΟΚ}-\text{ΟΑ}=2\text{F}-\alpha, \quad \text{ΒΚ}=\text{ΟΚ}+\text{ΟΒ}=2\text{F}+\beta', \quad \text{ΑΓ}=\text{ΑΟ}=\alpha, \quad \text{ΒΓ}=\text{ΒΟ}=\beta'$$

ἑπομένως ἡ ἐξίσωσις γίνεται

$$(2\text{F}-\alpha):(2\text{F}+\beta')=\alpha:\beta'$$

ὅθεν

$$\frac{1}{\alpha}-\frac{1}{\beta'}=\frac{1}{\text{F}} \tag{4}$$

Ἡ σχέσις αὕτη εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς κλίσεως τῆς ἀκτῖνος ΑΓ πρὸς τὸν ἄξονα, καὶ ἑπομένως ὅλαι αἱ ἀκτῖνες τῆς ἀνακλωμένης δέσμης λαμβάνουν τοιαύτας διευθύνσεις, ὥστε αἱ προεκτάσεις αὐτῶν νὰ διέρχωνται διὰ τοῦ Β. Ἡ ἀνακλωμένη δέσμη διατηρεῖ λοιπὸν τὸν στιγματικὸν χαρακτῆρα ἡ δὲ ἑστία αὐτῆς εἶναι *φανταστική* καὶ κεῖται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου ὁριζομένην ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (4).

Τὰ σημεῖα Α καὶ Β εἶναι συζυγῆ ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον, πραγματικὸν τὸ Α, φανταστικὸν τὸ Β.

Ἂν ἡ ἑστία τῆς προσπιπτούσης κωνικῆς δέσμης εὑρίσκεται εἰς τὸ Α′, ἐκτὸς τοῦ κυρίου ἄξονος, εὑρίσκομεν διὰ τοῦ αὐτοῦ συλλογισμοῦ ὅτι τὸ συζυγὲς σημεῖον εἶναι φανταστικὸν καὶ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ πλαγίου ἄξονος εἰς τὸ Β′, εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ Ο′, ὅπου ὁ πλάγιος ἄξων συναντᾷ τὸ κάτοπτρον, ἢ καὶ ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου, ὁριζομένην ἀπὸ τὴν σχέσιν (4).

Ὅσα ἐλέχθησαν προηγουμένως περὶ συζυγῶν σφαιρῶν καὶ ἐπιπέδων ἰσχύουν καὶ ἐνταῦθα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§. 538. *Γενίκευσις τῆς ἐξισώσεως τῶν συζυγῶν σημείων.* Ἡ ἐξίσωσις (4) διαφέρει τῆς (2) μόνον κατὰ τὸ σημεῖον τοῦ ὅρου $\frac{1}{\beta'}$.

Ἂν τὴν γράψωμεν ὑπὸ τὴν μορφὴν

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{-\beta'}=\frac{1}{F}$$

ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν τὸ πρὸ τοῦ β′ ἀρνητικὸν σημεῖον ὡς σημαῖνον ὅτι ἡ ἀπόστασις β′ εἶναι πρὸς τὰ ἀριστερὰ τῆς κορυφῆς, ὅτι δηλ. τὸ εἰς τὸ β′ ἀντιστοιχοῦν σημεῖον εἶναι φανταστικόν· θέτομεν λοιπὸν $-\beta'=\beta$ καὶ ἡ ἐξίσωσις τῶν συζυγῶν σημείων γράφεται γενικῶς ὑπὸ τὴν μορφὴν

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{F}=\frac{2}{R}. \tag{5}$$

Θετικὸν σημεῖον τοῦ α ἢ β σημαίνει πραγματικὴν ἑστίαν, ἀρνητικὸν δὲ φανταστικήν, εὑρίσκονται δὲ τὰ συζυγῆ σημεῖα ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἄξονος κυρίου ἢ πλαγίου.

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (5) περιλαμβάνεται καὶ ἡ περίπτωσις τῆς παραλλήλου δέσμης, διότι, ἂν εἶναι π. χ. $\alpha=F$, ἔχομεν

$$\frac{1}{F}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{F},\qquad \frac{1}{\beta}=0,\qquad \beta=\infty$$

Ὅταν δηλ. ἡ ἑστία τῆς προσπιπτούσης δέσμης εὑρίσκεται εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν τοῦ κατόπτρου, ἡ ἀνακλωμένη δέσμη ἔχει τὴν ἑστίαν της εἰς τὸ ἄπειρον, εἶναι δηλ. παράλληλος καὶ τἀνάπαλιν.

Ἐπειδὴ τὸ δεύτερον μέλος τῆς ἐξισώσεως (5) εἶναι θετικόν, ἕπεται ὅτι καὶ τὸ πρῶτον μέλος εἶναι πάντοτε θετικὸν εἶναι δηλ. ἢ τὸ α καὶ β ἀμφότερα θετικὰ ἢ τὸ ἓν θετικὸν καὶ τὸ ἄλλο ἀρνητικόν. Ἐκ τῶν συζυγῶν σημείων δηλ. εἶναι τὸ ἓν τοὐλάχιστον πραγματικόν, εἶναι δὲ δυνατὸν νὰ εἶναι καὶ ἀμφότερα πραγματικά.

§. 539. *Μετασχηματισμὸς τῆς ἐξισώσεως τῶν συζυγῶν σημείων. Γραφικὴ παράστασις:* Ἡ ἐξίσωσις (5) ἐκφράζει τὴν σχέσιν τῶν ἀποστάσεων τῶν σημείων ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου, αἱ ὁποῖαι θεωροῦνται θετικαὶ μὲν ὅταν τὰ σημεῖα εὑρίσκωνται πρὸς τὰ δεξιὰ (πρβλ. τὰ σχήματα) ἔμπροσθεν δηλ. τοῦ κατόπτρου, ἀρνητικαὶ δὲ ὅταν εὑρίσκωνται ὄπισθεν αὐτοῦ.

Ἡ ἐξίσωσις λαμβάνει ἁπλουστέραν μορφὴν ἂν μετροῦμεν τὰς ἐπὶ τοῦ ἀντιστοίχου ἄξονος ἀποστάσεις ἀπὸ τῆς κυρίας ἢ δευτερευούσης ἑστίας, θετικὰς μὲν κατὰ τὴν διεύθυνσιν ἐκ τῆς ἑστίας πρὸς τὸ κέντρον καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου, ἀρνητικὰς δὲ κατὰ τὴν ἀντίθετον. Ἂν ὀνομάσωμεν x καὶ y τὰς οὕτω μετρουμένας ἀποστάσεις τῶν συζυγῶν σημείων A καὶ B ἀπὸ τῆς ἑστίας, α καὶ β τὰς ἀποστάσεις ἀπὸ τοῦ σημείου, εἰς τὸ ὁποῖον ὁ ἄξων συναντᾷ τὸ κάτοπτρον, θὰ εἶναι,

$$\alpha=x+F\qquad \beta=y+F$$

καὶ ἡ ἐξίσωσις (5) γίνεται

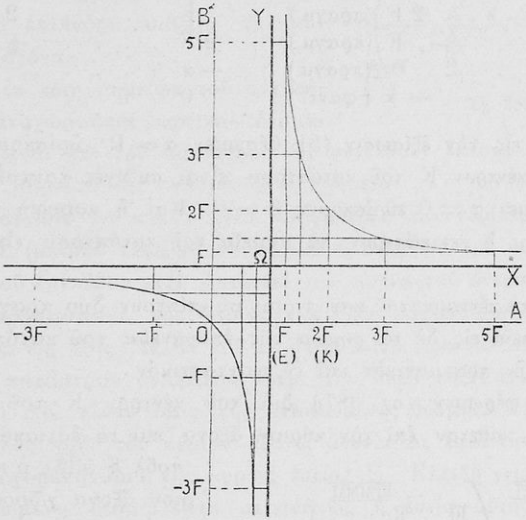
$$\frac{1}{x+F}+\frac{1}{y+F}=\frac{1}{F}$$

καὶ ἂν ἐκτελέσωμεν τὰς πράξεις

$$xy=F^2 \tag{6}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν λάβωμεν ἐπὶ ὀρθογωνίων ἀξόνων ΩΧ, ΩΥ (Σχ. 386) τὰς ἀποστάσεις x καὶ y, ἡ ἐξίσωσις (6) παριστᾷ ὑπερβολὴν μὲ ἀσυμπτώτους αὐτοὺς τούτους τοὺς ἄξονας ΩΧ καὶ ΩΥ. Ἡ ἐξίσωσις (5) παριστᾷ τὴν αὐτὴν ὑπερβολὴν ἀλλ' ἀναγομένην εἰς τοὺς ἄξονας ΟΑ καὶ ΟΒ.



Σχ. 386.

§ 540. ***Ἀνακεφαλαίωσις.*** Τὰ κοῖλα σφαιρικὰ κάτοπτρα διατηροῦν κατὰ προσέγγισιν τὸν στιγματικὸν χαρακτῆρα τῶν προσπιπτουσῶν ἀξονικῶν δεσμῶν. Τὰ συζυγῆ σημεῖα εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἄξονος, κυρίου ἢ πλαγίου, αἱ δὲ ἀποστάσεις αὐτῶν α, β ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου παρέχονται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{F}=\frac{2}{R} \qquad (5)$$

ὅπου F ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις καὶ R ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου.

Αἱ ἀποστάσεις λογίζονται θετικαὶ μὲν πρὸς τὰ ἐμπρὸς τοῦ κατόπτρου ἀρνητικαὶ δὲ πρὸς τὰ ὀπίσω. Ἑπομένως εἰς θετικὴν τιμὴν τῆς ἀποστάσεως ἀντιστοιχεῖ πραγματικὸν σημεῖον εἰς ἀρνητικὴν δὲ φανταστικόν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

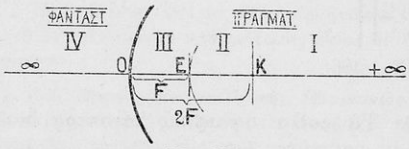
Ἡ διερεύνησις τῆς ἐξισώσεως (5) μᾶς δεικνύει τὴν ἑξῆς ἀντιστοιχίαν τιμῶν τῶν α καὶ β.

α		β	
$+\infty$	2 F (πραγμ.)	F	2 F (πραγμ.)
2 F	F (πραγμ.)	2 F	$+\infty$ (πραγμ.)
F	0 (πραγμ.)	$-\infty$	0 (φαντ.)
0	$-\infty$ (φαντ.)	0	F (πραγμ.)

Ἂν εἰς τὴν ἐξίσωσιν (5) θέσωμεν $\alpha = R$ εὑρίσκομεν $\beta = R$, ἤτοι τὸ κέντρον Κ τοῦ κατόπτρου εἶναι συζυγὲς ἑαυτοῦ. Ἐπίσης ἂν θέσωμεν $\alpha = 0$ εὑρίσκομεν $\beta = 0$. Καὶ ἡ κορυφὴ λοιπὸν τοῦ κατόπτρου ἢ γενικώτερον τὰ σημεῖα τοῦ κατόπτρου εἶναι συζυγῆ ἑαυτῶν.

Εἰς τὸ κέντρον τοῦ κατόπτρου συμπίπτουν δύο πραγματικὰ συζυγῆ σημεῖα εἰς δὲ τὰ σημεῖα τῆς ἐπιφανείας τοῦ κατόπτρου συμπίπτουν ἓν πραγματικὸν καὶ ἓν φανταστικόν.

Ἂν φέρωμεν (σχ. 387) διὰ τοῦ κέντρου Κ τοῦ κατόπτρου ἐπίπεδον κάθετον ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα καὶ τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον (πρβλ. § 536), ὁ περὶ τὸν κύριον ἄξονα χῶρος χωρίζεται διὰ τῶν δύο τούτων ἐπιφανειῶν καὶ τοῦ κατόπτρου εἰς τέσσαρα μέρη, I, II, III, IV, τῶν ὁποίων τὰ μὲν τρία πρῶτα περιλαμβάνουν σημεῖα *πραγματικά*, τὸ δὲ IV *φανταστικά*. Τῶν σημείων τοῦ μέρους I τὰ συζυγῆ εὑρίσκονται εἰς τὸ II, τῶν δὲ τοῦ III εὑρίσκονται εἰς τὸ IV.



Σχ. 387.

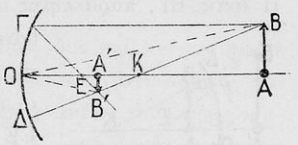
Ἀναγράφομεν ἀκόμη τὰς ἑξῆς προτάσεις :

Τὰ συζυγῆ σημεῖα τῶν σημείων τῶν εὑρισκομένων ἐπὶ ἐπιπέδου εὑρίσκονται ἐπίσης ἐπὶ ἐπιπέδου. Δύο τοιαῦτα ἐπίπεδα, τῶν ὁποίων τὰ σημεῖα εἶναι ἀντιστοίχως συζυγῆ, ὀνομάζονται ἐπίσης *συζυγῆ*. Ὅταν τὸ ἓν τῶν συζυγῶν ἐπιπέδων εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα τοῦ κατόπτρου, τότε καὶ τὸ ἄλλο εἶναι ἐπίσης κάθετον.

§ 541. ***Σχηματισμὸς εἰκόνων.*** Ἔστω (σχ. 388) ἀντικείμενον φωτεινὸν ἢ φωτιζόμενον εἰς τὸ μέρος I τοῦ περὶ τὸν κύριον ἄξονα

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

χώρου (μεταξὺ κέντρου καμπυλότητος καὶ ἀπείρου). Τὸ ἀντικείμενον λαμβάνομεν διὰ τὴν ἁπλότητα ὑπὸ μορφὴν βέλους ΑΒ ἀρχομένου ἀπὸ τοῦ κυρίου ἄξονος καὶ καθέτου ἐπ' αὐτόν, εὑρισκομένου ἑπομένως ἐπὶ ἐπιπέδου καθέτου ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα.



Σχ. 388.

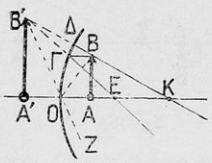
Αἱ ἐκ τῶν σημείων τοῦ ἀντικειμένου ἀναχωροῦσαι κωνικαὶ δέσμαι ἀνακλώμεναι ἐπὶ τοῦ κατόπτρου θὰ συνέλθουν ἑκάστη εἰς τὸ συζυγὲς τοῦ σημείου τῆς ἐκπομπῆς της σημεῖον. Τὸ σύνολον τῶν σημείων τούτων, τὰ ὁποῖα εἶναι πραγματικὰ καὶ εὑρίσκονται εἰς τὸ μέρος ΙΙ (μεταξὺ κέντρου καὶ κυρίας ἑστίας) ἐπὶ τοῦ συζυγοῦς ἐπιπέδου τοῦ ἐπιπέδου ΑΒ, ἀποτελεῖ τὴν *εἰκόνα* τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ, εἰκόνα *πραγματικήν*, τῆς ὁποίας τὴν θέσιν εὑρίσκομεν ἁπλούστερον *γραφικῶς* ὡς ἑξῆς. Ἡ ἐκ τοῦ Β ἀκτὶς ΒΚΑ προσπίπτουσα καθέτως ἐπὶ τοῦ κατόπτρου ἀνακλᾶται κατὰ τὴν ἰδίαν της διεύθυνσιν, ἑπομένως ἡ ΔΚ εἶναι ἀκτὶς τῆς ἀνακλωμένης δέσμης. Ἡ ἀκτὶς ΒΓ, παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, ἀνακλᾶται κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΓΕ, διερχομένην διὰ τῆς κυρίας ἑστίας Ε. Ἐπειδὴ γνωρίζομεν ὅτι ἡ ἀνακλωμένη δέσμη εἶναι στιγματική, ἡ ἑστία αὐτῆς εὑρίσκεται εἰς τὴν τομὴν τῶν ἀκτίνων ΔΚ καὶ ΓΕ, ἤτοι εἰς τὸ Β΄. Ἡ εἰκὼν τοῦ βέλους ΑΒ θὰ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ διὰ τοῦ Β΄ διερχομένου καθέτου ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα ἐπιπέδου, τοῦ συζυγοῦς ἐπιπέδου τοῦ ΑΒ, καί, ἐπειδὴ τὸ συζυγὲς σημεῖον τοῦ Α εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος, ἡ εἰκὼν τοῦ ΑΒ θὰ εἶναι ἡ Α΄Β΄, *πραγματικὴ καὶ ἀνεστραμμένη*.

Ἐκ τοῦ ἀντιστρεπτοῦ τῶν σχέσεων συζυγίας ἕπεται ὅτι ἂν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὸ μέρος ΙΙ, ἡ εἰκὼν αὐτοῦ θὰ σχηματισθῇ εἰς τὸ μέρος Ι πραγματικὴ καὶ ἀνεστραμμένη.

§ 542. Ἔστω τώρα (σχ. 389) ἀντικείμενον εἰς τὸν χῶρον ΙΙΙ (μεταξὺ κυρίας ἑστίας καὶ κατόπτρου) τὸ βέλος ΑΒ, κάθετον ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα. Τὸ συζυγὲς σημεῖον τῆς αἰχμῆς Β, τὸ ὁποῖον κατὰ τὰ εἰς τὴν § 540 ἐκτεθέντα θὰ εἶναι φανταστικὸν καὶ θὰ εὑρίσκεται εἰς τὸν χῶρον ΙV, εὑρίσκομεν ὡς ἑξῆς: Ἡ ἐκ τοῦ Β κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος τοῦ κατόπτρου ἐκπεμπομένη φωτεινὴ ἀκτὶς ΒΔ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

συναντῶσα τὸ κάτοπτρον καθέτως ἀνακλᾶται κατὰ τὴν ἰδίαν της διεύθυνσιν, ἑπομένως ἡ ΔΚ εἶναι ἀκτὶς τῆς ἀνακλωμένης δέσμης. Ἡ ἀκτὶς ΒΓ, παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, ἀνακλωμένη λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν ΓΕ καὶ διέρχεται διὰ τῆς κυρίας ἑστίας Ε. Ἡ τομὴ Β΄ τῶν πρὸς τὰ ὀπίσω προεκτάσεων τῶν ἀκτίνων ΔΚ καὶ ΓΕ εἶναι τὸ φανταστικὸν συζυγὲς σημεῖον τοῦ Β. Ἡ εἰκὼν τοῦ βέλους ΑΒ θὰ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ συζυγοῦς ἐπιπέδου τοῦ ἐπιπέδου τοῦ ΑΒ καὶ ἐπειδὴ τὸ συζυγὲς σημεῖον τοῦ Α εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος, ἡ εἰκὼν τοῦ ΑΒ θὰ εἶναι ἡ Α΄Β΄, φανταστικὴ καὶ ὀρθία εἰς τὸν χῶρον IV, ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου.



Σχ. 389.

Διὰ νὰ ἔχωμεν *πραγματικὴν εἰκόνα* ΑΒ εἰς τὸν χῶρον III, μεταξὺ κυρίας ἑστίας καὶ κατόπτρου θὰ ἔπρεπε νὰ εἶναι *τὸ ἀντικείμενον φανταστικόν*, τὸ Α΄Β΄ εἰς τὸν χῶρον IV, θὰ ἔπρεπε δηλ. νὰ ἐσχηματίζετο τὸ βέλος Α΄Β΄ ὡς πραγματικὴ εἰκὼν ὑπὸ συγκλινουσῶν δεσμῶν ἂν δὲν ἐμεσολάβει τὸ κάτοπτρον. Ἐκ τῆς μεσολαβήσεως τοῦ κατόπτρου παύει ὑφισταμένη πραγματικῶς ἡ εἰκὼν Α΄Β΄ αἱ δὲ ἀνακλώμεναι δέσμαι σχηματίζουν ἀντ' αὐτῆς τὴν πραγματικὴν εἰκόνα ΑΒ ἀντιστοιχοῦσαν εἰς τὸ φανταστικὸν ἀντικείμενον Α΄Β΄.

§ 543. ***Σχέσις μεγέθους ἀντικειμένου καὶ εἰκόνος. Μεγέθυνσις.*** Εἰς τὸ σχῆμα 388 φέρομεν ἐκ τοῦ Β τὴν ἀκτῖνα ΒΟ πρὸς τὴν κορυφὴν τοῦ κατόπτρου. Ἡ εἰς αὐτὴν ἀντιστοιχοῦσα ἀνακλωμένη ἀκτὶς διέρχεται διὰ τοῦ συζυγοῦς τοῦ Β σημείου Β΄, εἶναι λοιπὸν ἡ ΟΒ΄. Ἐκ τούτου ἔπεται ὅτι αἱ γωνίαι ΒΟΑ καὶ Β΄Ο Α΄ εἶναι ἴσαι καὶ τὰ ὀρθογώνια τρίγωνα ΑΟΒ καὶ Α΄ΟΒ΄ εἶναι ὅμοια· ἑπομένως εἶναι

$$AB : A'B' = OA : OA'.$$

Ἐπίσης εἰς τὸ σχῆμα 389 φέρομεν ἐκ τοῦ Β τὴν ΒΟ. Ἡ εἰς αὐτὴν ἀντιστοιχοῦσα ἀνακλωμένη ἀκτὶς ΟΖ προεκτεινομένη πρὸς τὰ ὀπίσω διέρχεται διὰ τοῦ συζυγοῦς τοῦ Β σημείου Β΄. Ἡ γωνία ΒΟΑ εἶναι ἴση πρὸς τὴν ΑΟΖ κατὰ τὸν νόμον τῆς ἀνακλάσεως, ἡ ΑΟΖ ἴση πρὸς τὴν Β΄ΟΑ΄ ὡς κατὰ κορυφήν, ἑπομένως αἱ γωνίαι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΒΟΑ καὶ Β΄ΟΑ΄ εἶναι ἴσαι καὶ τὰ ὀρθογώνια τρίγωνα ΒΟΑ καὶ Β΄Ο΄Α ὅμοια. Ἐκ τούτου ἕπεται πάλιν

$$AB : A'B' = OA : OA'.$$

Ἐν γένει λοιπὸν κατὰ τὴν ἀπεικόνισιν διὰ κοίλων σφαιρικῶν κατόπτρων αἱ κάθετοι ἐπὶ τὸν ἄξονα διαστάσεις ἀντικειμένου καὶ εἰδώλου εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰς ἀποστάσεις αὐτῶν ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου. Τὸν λόγον $A'B' : AB$ ὀνομάζομεν *ἐγκαρσίαν μεγέθυνσιν* ἢ ἁπλῶς *μεγέθυνσιν*.

§ 544 ***Σχέσεις μεγέθους κατὰ μῆκος τοῦ ἄξονος.*** Εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον ἐξητάσαμεν τὰς σχέσεις μεγέθους ἀντικειμένου καὶ εἰκόνος ὡς πρὸς τὰς γραμμικὰς διαστάσεις καθέτως πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ κατόπτρου. Διάφοροι εἶναι αἱ σχέσεις μεγέθους ὡς πρὸς τὰς διαστάσεις κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος.

Ἂν σημεῖον τι Α τοῦ ἄξονος εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν α ἀπὸ τοῦ κατόπτρου, τὸ συζυγὲς αὐτοῦ Β εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν β ὁριζομένην ἀπὸ τὴν σχέσιν

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{F}$$

Θεωροῦμεν τώρα σημεῖον Α΄ τοῦ ἄξονος ἀπέχον τοῦ Α κατὰ τὴν μικρὰν ἀπόστασιν x καὶ ὀνομάζομεν y τὴν ἀπόστασιν τοῦ συζυγοῦς αὐτοῦ Β΄ ἀπὸ τοῦ Β. Θὰ ἔχωμεν τὴν σχέσιν:

$$\frac{1}{\alpha + x} + \frac{1}{\beta + y} = \frac{1}{F}$$

Ἀφαιροῦντες κατὰ μέλη τὰς δύο ἐξισώσεις εὑρίσκομεν

$$\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\alpha + x} + \frac{1}{\beta} - \frac{1}{\beta + y} = 0$$

$$\frac{x}{\alpha(\alpha + x)} + \frac{y}{\beta(\beta + y)} = 0$$

Ἐπειδὴ τὰ x καὶ y εἶναι μικρὰ ὡς πρὸς τὰ α καὶ β ἀτικαθιστῶμεν κατὰ προσέγγισιν τοὺς παρανομαστὰς διὰ τῶν α^2 καὶ β^2 καὶ λαμβάνομεν

$$\frac{x}{\alpha^2} = \frac{-y}{\beta^2}$$

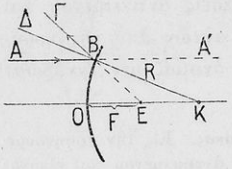
Ἡ ἐξίσωσις αὕτη μᾶς δεικνύει ὅτι τὸ y ἔχει πάντοτε σημεῖον ἀντίθετον πρὸς τὸ τοῦ x, ἐπειδὴ οἱ παρανομασταὶ εἶναι θετικοὶ ὡς τετράγωνα· ἑπομένως τὰ τμήματα ΑΑ΄ καὶ ΒΒ΄ ἔχουν ἀντίθετον διεύθυνσιν, αἱ δὲ ἀπόλυτοι τιμαὶ τῶν x καὶ y, αἱ κατὰ μῆκος τοῦ ἄξονος δηλ. διαστάσεις ἀντικειμένου καὶ εἰδώλου, εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰ τετράγωνα τῶν ἀπὸ τοῦ κατόπτρου ἀποστάσεων ἤτοι: ἡ κατὰ μῆκος τοῦ ἄξονος μεγέθυνσις ἰσοῦται πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐγκαρσίας.

Αἱ σχέσεις μεγέθους εἶναι λοιπὸν διάφοροι καθέτως πρὸς τὸν ἄξονα καὶ κατὰ μῆκος αὐτοῦ καὶ ἑπομένως ἡ εἰκὼν ἀντικειμένου μὴ ἐπιπέδου δὲν εἶναι ὁμοία πρὸς τὸ ἀντικείμενον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΚΥΡΤΑ ΣΦΑΙΡΙΚΑ ΚΑΤΟΠΤΡΑ

§ 545. ***Κυρία έστία, δευτερεύουσαι έστίαι, έστιακὸν ἐπίπεδον.*** Ἔστω (σχ. 390) κυρτὸν σφαιρικὸν κάτοπτρον *μικροῦ ἀνοίγματος*, r τὸ μῆκος τῆς ἀκτῖνος, K τὸ κέντρον καὶ O ἡ κορυφὴ αὐτοῦ. Ὑποθέσωμεν ὅτι δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων προσπίπτει ἐπ᾽ αὐτοῦ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος καὶ ἔστω AB μία τῶν ἀκτίνων αὐτῆς. Διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος φέρομεν τὴν γεωμετρικὴν ἀκτῖνα τῆς σφαίρας KB. Ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς θὰ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ABK, τοῦ ἐπιπέδου δηλ. τοῦ σχήματος, καὶ θὰ σχηματίζῃ μὲ τὴν KBΔ τὴν γωνίαν ΔBΓ ἴσην πρὸς τὴν ABΔ. Ἡ BΓ τέμνουσα τὴν AB τέμνει καὶ τὴν παράλληλον αὐτῆς OK εἰς τὸ σημεῖον E. Συγκρίνοντες τὸ σχ. 390 πρὸς τὸ 381 εὑρίσκομεν ὅτι τὸ μέρος OBKE εἶναι εἰς ἀμφότερα τὰ σχήματα ἐντελῶς τὸ αὐτό, διότι ἐκ τῆς ἰσότητος τῶν γωνιῶν ABΔ καὶ ΔBΓ ἕπεται ἡ ἰσότης τῶν κατὰ κορυφὴν αὐτῶν EBK καὶ KBA΄. Τὸ σημεῖον E λοιπὸν εἶναι εἰς τὸ μέσον τῆς ἀκτῖνος KO καὶ συλλογιζόμενοι ὅπως εἰς τὴν § 536 εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι ἡ ἑστία τῆς ἀνακλωμένης δέσμης, *ἑστία φανταστική*. Τὸ σημεῖον E, ἑστίαν τῆς ἀνακλωμένης δέσμης τῆς ἀντιστοιχούσης εἰς παράλληλον δέσμην προσπίπτουσαν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος, ὀνομάζομεν καὶ ἐνταῦθα *κυρίαν ἑστίαν* τοῦ κατόπτρου. Κατὰ ταῦτα ἡ κυρία ἑστία τοῦ κυρτοῦ σφαιρικοῦ κατόπτρου εἶναι φανταστικὴ καὶ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τῆς κορυφῆς ἴσην πρὸς τὸ ἥμισυ τῆς ἀκτῖνος. Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ κυρτοῦ κατόπτρου εἶναι ἴση πρὸς τὸ ἥμισυ τῆς ἀκτῖνος r



Σχ. 390.

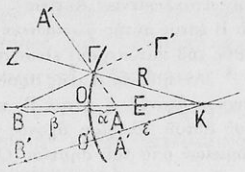
$$(6) \qquad f = \frac{1}{2} r.$$

Ἂν ἡ παράλληλος δέσμη ἔχῃ διεύθυνσιν διάφορον τῆς τοῦ κυρίου ἄξονος, ἡ ἑστία τῆς ἀνακλωμένης δέσμης, ἑστία φανταστική, εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἀντιστοίχου πλαγίου ἄξονος εἰς τὸ μέσον τῆς ἀκτῖνος (πρβλ. σχ. 381). Τὴν ἑστίαν ταύτην ὀνομάζομεν *δευτερεύου-*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σαν *ἑστίαν* ἐπὶ τοῦ ἀντιστοίχου πλαγίου ἄξονος. Ἡ *ἑστιακὴ σφαῖρα* καὶ τὸ *ἑστιακὸν ἐπίπεδον* ὁρίζονται ὅπως καὶ εἰς τὰ κοῖλα σφαιρικὰ κάτοπτρα.

§ 546. ***Συζυγῆ σημεῖα.*** Ἔστω (σχ. 391) τὸ σημεῖον Β ἔμπροσθεν τοῦ κατόπτρου ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος. Διὰ νὰ εὕρωμεν τὸ συζυγὲς αὐτοῦ σημεῖον, θεωροῦμεν τὴν ἀκτῖνα ΒΓ, ἡ ὁποία συναντᾷ τὸ κάτοπτρον εἰς τὸ σημεῖον Γ καὶ φέρομεν τὴν ἀκτῖνα τῆς σφαίρας ΚΓ. Ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ΒΓΚ, δηλ. ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος, καὶ σχηματίζει μὲ τὴν κάθετον, δηλ. τὴν ἀκτῖνα ΚΓΖ, τὴν γωνίαν ΖΓΑ′ ἴσην πρὸς τὴν ΒΓΖ. Ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς Γ′Α′ προεκτεινομένη πρὸς τὰ ὀπίσω τέμνει τὸν κύριον ἄξονα ἐπειδὴ ἡ ΓΑ εὑρίσκεται ἐντὸς τῆς γωνίας ΒΓΚ. Τὴν θέσιν τῆς τομῆς Α εὑρίσκομεν εὐκόλως χωρὶς νέον ὑπολογισμόν. Ἂν δηλ. προεκτείνωμεν τὴν ΒΓ μέχρι τοῦ Γ′ καὶ συγκρίνωμεν τὸ σχ. 391 μὲ τὸ σχ. 385, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ μέρος ΒΓΓ′ΚΑΟ εἶνε εἰς ἀμφότερα ἐντελῶς τὸ ἴδιον, διότι ἐκ τῆς ἰσότητος τῶν γωνιῶν ΒΓΖ καὶ ΖΓΑ′ ἕπεται ἡ ἰσότης τῶν γωνιῶν ΑΓΚ καὶ ΚΓ′Γ, καὶ ἑπομένως ὑφίσταται μεταξὺ τῶν ἀποστάσεων α καὶ β′ τῶν σημείων Α καὶ Β ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου ἡ σχέσις



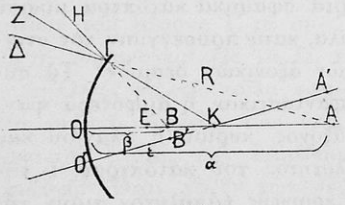
Σχ. 391.

$$(7) \qquad -\frac{1}{\beta'}+\frac{1}{\alpha}=\frac{1}{f}=\frac{2}{r}$$

καὶ ἐπειδὴ ἡ σχέσις αὕτη εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς κλίσεως τῆς ἀκτῖνος ΒΓ, ἔπεται ὅτι ὅλαι αἱ ἀνακλώμεναι ἀκτῖνες ἔχουν τοιαύτην διεύθυνσιν ὥστε αἱ προεκβολαί των διέρχονται διὰ τοῦ Α. Εἶναι λοιπὸν τὸ Α ἑστία φανταστικὴ τῆς ἀνακλωμένης δέσμης, τὸ ζητούμενον δηλ. συζυγὲς σημεῖον τοῦ Β.

Ἔστω ἤδη σημεῖον Β′ ἐκτὸς τοῦ κυρίου ἄξονος. Δι' ὁμοίων συλλογισμῶν εὑρίσκομεν ὅτι τὸ συζυγὲς αὐτοῦ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ πλαγίου ἄξονος Β′Κ εἰς τὸ Α′, ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου, καὶ αἱ ἀποστάσεις τῶν δύο σημείων ἀπὸ τοῦ σημείου Ο′, εἰς τὸ ὁποῖον ὁ πλάγιος ἄξων συναντᾷ τὸ κάτοπτρον, ἤ, ὅπερ κατὰ προσέγγισιν τὸ αὐτό, ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπρου συνδέονται διὰ τῆς σχέσεως (7).

Ἔστω τώρα (σχ. 392) ἡ προσπίπτουσα δέσμη *συγκλίνουσα* μὲ ἑστίαν τὴν Α ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος, φανταστικὴν ἕνεκα τῆς παρενθέσεως τοῦ κατόπτρου, καὶ ΔΓ μία τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης. Φέροντες τὴν ἀκτῖνα τῆς σφαίρας ΚΓ, εὑρίσκομεν κατὰ τὰ γνωστὰ τὴν ἀνακλωμένην ἀκτῖνα ΓΗ, ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος καὶ σχηματίζουσαν μὲ τὴν ΚΓΖ τὴν γωνίαν ΖΓΗ ἴσην πρὸς τὴν ΔΓΖ. Ἡ ΓΗ προεκτεινομένη πρὸς τὰ ὀπίσω τέμνει τὸν κύριον ἄξονα εἰς τὸ Β. Παραβάλλοντες τὸ



Σχ. 392.

σχ. 392 πρὸς τὸ 383 βλέπομεν ὅτι τὸ μέρος ΓΟΒΚΑ εἶναι εἰς ἀμφότερα ἀκριβῶς τὸ αὐτό, διότι ἐκ τῆς ἰσότητος τῶν γωνιῶν ΔΓΖ καὶ ΖΓΗ ἕπεται ἡ ἰσότης

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῶν κατὰ τὴν κορυφὴν αὐτῶν ΕΓΚ καὶ ΚΓΑ. Ἑπομένως αἱ ἀποστάσεις α′ καὶ β′ τῶν σημείων Α καὶ Β ἀπὸ τῆς κορυφῆς συνδέονται διὰ τῆς σχέσεως.

$$\frac{1}{\alpha'}+\frac{1}{\beta'}=\frac{1}{f}=\frac{2}{r} \tag{8}$$

Ἐπειδὴ ἡ σχέσις αὕτη εἶνε ἀνεξάρτητος τῆς κλίσεως τῆς ἀκτῖνος ΑΓ πρὸς τὸν ἄξονα ἔπεται ὅτι διὰ τοῦ Β διέρχονται αἱ πρὸς τὰ ὀπίσω προεκβολαὶ ὅλων τῶν ἀνακλωμένων ἀκτίνων. Ἡ ἀνακλωμένη δέσμη λοιπὸν εἶναι στιγματικὴ καὶ τὸ Β ἑστία αὐτῆς *φανταστική*. Τὰ σημεῖα Α καὶ Β, ἀμφότερα φανταστικά, (ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου) εἶναι συζυγῆ.

Ἂν ἡ ἑστία Α′ τῆς προσπιπτούσης συγκλινούσης δέσμης εὑρίσκεται ἔξω τοῦ κυρίου ἄξονος, ἡ ἑστία Β′ τῆς ἀνακλωμένης, φανταστικὴ ἐπίσης, εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ πλαγίου ἄξονος Α′ΚΒ′ αἱ δὲ ἀποστάσεις τῶν δύο τούτων συζυγῶν σημείων ἀπὸ τοῦ σημείου Ο′ ἤ, ὅπερ κατὰ προσέγγισιν τὸ αὐτό, ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου, συνδέονται πάλιν διὰ τῆς σχέσεως (8).

Αἱ ἐξισώσεις (7,8) ἠμποροῦν νὰ γραφοῦν οὕτως ὥστε νὰ συμπίπτουν μὲ μὲ τὴν ἐξίσωσιν τῶν κοίλων κατόπτρων.

Πρὸς τοῦτο γράφομεν αὐτὰς ὡς ἑξῆς

$$\frac{1}{-\alpha'}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{-f}=\frac{2}{-r} \tag{7′}$$

$$\frac{1}{-\alpha'}+\frac{1}{-\beta'}=\frac{1}{-f}=\frac{2}{-r} \tag{8′}$$

Παρατηροῦμεν τώρα ὅτι ἡ κυρία ἑστία τῶν κυρτῶν κατόπτρων εἶναι φανταστική, καὶ ἑπομένως εὔλογον εἶναι νὰ θεωρήσωμεν τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν ὡς ἀρνητικήν. Ἂν πρὸς τούτοις θεωρήσωμεν ὡς ἀρνητικὴν τὴν ἀκτῖνα τοῦ *κυρτοῦ κατόπτρου*, ἠμποροῦμεν νὰ θέσωμεν $-r=R$, $-f=F$. Ἂν τώρα λάβωμεν, ὅπως εἰς τὰ κοῖλα κάτοπτρα, τὸ $-\alpha'$ εἰς τὰς ἐξισώσεις (7′, 8′) ὡς τὴν ἀρνητικὴν ἀπόστασιν τοῦ φανταστικοῦ σημείου Α ἀπό τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου καὶ τὸ $-\beta'$ ὡς τὴν ἀρνητικὴν ἀπόστασιν τοῦ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην φανταστικοῦ ἐπίσης σημείου Β ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου καὶ θέσωμεν πάλιν $-\alpha'=\alpha$, $-\beta'=\beta$, αἱ ἐξισώσεις (7′, 8′) γράφονται ὡς ἑξῆς·

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{F}=\frac{2}{R} \tag{9}$$

γίνονται δηλ. αἱ αὐταὶ μὲ τὴν ἐξίσωσιν (5) τῶν κοίλων κατόπτρων.

§ 547. ***Ἀνακεφαλαίωσις.*** Τὰ κυρτὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα μικροῦ ἀνοίγματος διατηροῦν, ὅπως καὶ τὰ κοῖλα, κατὰ προσέγγισιν τὸν στιγματικὸν χαρακτῆρα τῶν προσπιπτουσῶν ἀξονικῶν δεσμῶν. Τὰ συζυγῆ σημεῖα, ἓν πραγματικὸν καὶ ἓν φανταστικὸν ἢ ἀμφότερα φανταστικά, εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἄξονος, κυρίου ἢ πλαγίου καί, ἂν ὀνομάσωμεν r τὴν ἀκτῖνα καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου, f τὴν ἀπόστασιν τῆς κυρίας ἑστίας ἀπὸ τῆς κορυφῆς (ἀπόλυτον τιμὴν τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως) καὶ θέσωμεν

$$R=-r, \qquad F=-f,$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αἱ ἀποστάσεις α καὶ β τῶν συζυγῶν σημείων ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου συνδέονται διὰ τῆς σχέσεως

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{F}=\frac{2}{R}. \qquad (10)$$

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος R τοῦ κατόπτρου λαμβάνεται μὲ ἀρνητικὸν σημεῖον καθὼς καὶ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις F, ἀφοῦ ἡ κυρία ἑστία εἶναι φανταστική. Θετικὸν α ἢ β σημαίνει ὅτι τὸ ἀντίστοιχον σημεῖον εἶναι πραγματικόν, ἀρνητικὸν δὲ α ἢ β σημαίνει ὅτι τὸ ἀντίστοιχον σημεῖον εἶναι φανταστικόν. (Πρβλ. τὰ παραδείγματα τῆς ἑπομένης παραγράφου).

Ἡ διερεύνησις τῆς ἐξισώσεως (10) μᾶς δεικνύει τὴν ἑξῆς ἀντιστοιχίαν τιμῶν τῶν α καὶ β (πρβλ. σχ. 393).

α	β
$+\infty$ . . . . . 0 (πραγμ.)	$-f$ . . . . . 0 (φαντ.)
0 . . . . . $-f$ (φαντ.)	0 . . . . . $+\infty$ (πραγμ.)
$-f$ . . . . . $-2f$ (φαντ.)	$-\infty$ . . . . $-2f$ (φαντ.)
$-2f$ . . . . . $-\infty$ (φαντ.)	$-2f$ . . . . . $-f$ (φαντ.)

Ἂν φέρωμεν (σχ. 393) τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ κατόπτρου καὶ τὸ διὰ τοῦ κέντρου K κάθετον ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα ἐπίπεδον, ὁ περὶ τὸν κύριον ἄξονα χῶρος χωρίζεται εἰς τέσσαρα μέρη, I, II, III, IV, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ I περιέχει πραγματικὰ σημεῖα, τὰ δὲ τρία ἄλλα φανταστικά. Τῶν σημείων τοῦ μέρους I τὰ συζυγῆ εὑρίσκονται εἰς τὸ II, τῶν δὲ σημείων τοῦ III εἰς τὸ IV.

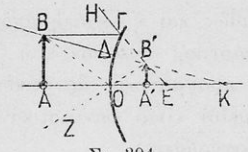
Σχ. 393.

Ὅπως εἰς τὰ κοῖλα σφαιρικὰ κάτοπτρα οὕτω καὶ εἰς τὰ κυρτά, τὰ συζυγῆ σημεῖα τῶν ἐπὶ ἐπιπέδου εὑρισκομένων σημείων εὑρίσκονται ἐπίσης ἐπὶ ἐπιπέδου. Δύο τοιαῦτα ἐπίπεδα ὀνομάζονται συζυγῆ. Ὅταν τὸ ἓν τῶν συζυγῶν ἐπιπέδων εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα, τότε καὶ τὸ ἄλλο εἶναι ἐπίσης κάθετον.

§ 548. ***Σχηματισμὸς εἰκόνων.*** Ἔστω (Σχ. 394) πρὸ τοῦ κατόπτρου (χῶρος I) ἀντικείμενον φωτεινόν, τὸ ὁποῖον διὰ τὴν ἁπλό-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τητα λαμβάνομεν ὡς βέλος ΑΒ ἀρχόμενον ἀπὸ τοῦ κυρίου ἄξονος καὶ κάθετον ἐπ' αὐτόν. Τῶν σημείων τοῦ ἀντικειμένου τούτου τὰ συζυγῆ εὑρίσκονται εἰς τὸν χῶρον ΙΙ καὶ εἶναι φανταστικά, ἑπομένως καὶ ἡ εἰκὼν τοῦ ἀντικειμένου θὰ εἶναι φανταστικὴ καὶ θὰ εὑρίσκεται εἰς τὸν χῶρον ΙΙ. Τὴν θέσιν καὶ τὸ μέγεθος αὐτῆς εὑρίσκομεν γραφικῶς ὡς ἑξῆς. Ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς ΒΓ, χωροῦσα κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς γεωμετρικῆς ἀκτῖνος τοῦ κατόπτρου, ἀνακλᾶται κατὰ τὴν ἰδίαν της διεύθυνσιν. Εἶναι λοιπὸν ἡ ΚΔΒ διεύθυνσις μιᾶς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος. Ἡ ἐκ τοῦ Β ἐπίσης προερχομένη ἀκτὶς ΒΓ, παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, ἀνακλωμένη λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν ΓΗ, τῆς ὁποίας ἡ προέκτασις πρὸς τὰ ὀπίσω διέρχεται διὰ τῆς κυρίας ἑστίας Ε. Ἡ τομὴ Β΄ τῶν δύο εὐθειῶν ΚΔΒ καὶ ΕΓΗ εἶναι ἡ φανταστικὴ ἑστία τῆς ἀνακλωμένης δέσμης, τὸ φανταστικὸν δηλ. συζυγὲς σημεῖον τοῦ Β. Ἡ εἰκὼν τοῦ ΑΒ θὰ κεῖται ἐπὶ τοῦ συζυγοῦς ἐπιπέδου τοῦ ΑΒ, θὰ εἶναι δηλ. ἐπίσης κάθετος ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα, καί, ἐπειδὴ τὸ Α κεῖται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος, θὰ κεῖται ἐπ' αὐτοῦ καὶ τὸ συζυγὲς τοῦ Α σημεῖον· ἑπομένως τὸ εἴδωλον τοῦ ΑΒ θὰ εἶναι τὸ Α΄Β΄, μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ τοῦ κατόπτρου, φανταστικὸν καὶ ὄρθιον.



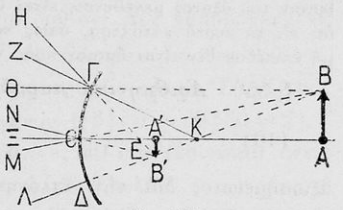
Σχ. 394.

Ἐκ τοῦ ἀντιστρεπτοῦ τῶν σχέσεων συζυγίας ἕπεται ὅτι, ἂν πραγματικὴ εἰκὼν Α΄Β΄ σχηματίζεται ἀπὸ συγκλινούσας δέσμας, τὸ σημεῖον Β΄ π. χ. ἀπὸ τὴν δέσμην Ζ Β Η Β΄, καὶ παρενθέσωμεν τὸ κάτοπτρον, ὅπως εἰς τὸ σχ. 394 φαίνεται, οὕτως ὥστε ἡ θέσις Α΄Β΄ νὰ εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ χώρου ΙΙ τοῦ κατόπτρου, ἡ εἰκὼν τοῦ *φανταστικοῦ* τώρα πλέον ἀντικειμένου Α΄Β΄ θὰ εἶναι ἡ ΑΒ εἰς τὸν χῶρον Ι, πραγματικὴ καὶ ὀρθία.

Ἔστω τώρα (σχ. 395) τὸ φανταστικὸν ἀντικείμενον ΑΒ, βέλος κάθετον ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα καὶ ἀπ' αὐτοῦ ἀρχόμενον εἰς τὸν χῶρον ΙV τοῦ κατόπτρου. Τὰ συζυγῆ σημεῖα τῶν σημείων τοῦ ΑΒ θὰ εὑρίσκωνται εἰς τὸν χῶρον ΙΙΙ καὶ θὰ εἶναι ἐπίσης φανταστικά. Τὴν θέσιν τῆς εἰκόνος τοῦ ΑΒ εὑρίσκομεν διὰ τῆς ἑξῆς γραφικῆς κατασκευῆς. Τὸ σημεῖον Β εἶναι ἡ φανταστικὴ ἑστία τῆς προσπιπτούσης δέσμης ΘΜΛΒ. Ἐκ τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης ταύτης ἡ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μὲν ΛΔ, προσπίπτουσα κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς γεωμετρικῆς ἀκτῖνος τοῦ κατόπτρου ἀνακλᾶται κατὰ τὴν ἰδίαν της διεύθυνσιν. Ἡ πρὸς τὰ ὀπίσω προεκβολή της εἶναι ἡ ΔΚ. Ἡ ἀκτὶς ΘΓ, προσπίπτουσα παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα λαμβάνει μετὰ τὴν ἀνάκλασιν τὴν διεύθυνσιν ΓΗ. Ἡ πρὸς τὰ ὀπίσω προεκβολὴ τῆς ἀκτῖνος ταύτης διέρχεται διὰ τῆς κυρίας ἑστίας Ε, εἶναι δηλ. ἡ ΓΕ. Ἡ τομὴ Β΄ τῶν εὐθειῶν ΓΕΒ΄ καὶ ΔΚ εἶναι ἡ ἑστία τῆς ἀνακλωμένης δέσμης, τὸ φανταστικὸν δηλ. συζυγὲς σημεῖον τοῦ Β, καὶ ἡ εἰκὼν τοῦ ΑΒ εἶναι ἡ Α΄Β΄, φανταστική, εἰς τὸν χῶρον ΙΙΙ καὶ ἀνεστραμμένη Εὐνόητον ὅτι ἂν τὸ φανταστικὸν ἀντικείμενον εἶναι εἰς τὸν χῶρον ΙΙΙ, ἡ εἰκών του θὰ εἶναι εἰς τὸν χῶρον IV, φανταστικὴ ἐπίσης καὶ ἀνεστραμμένη.



Σχ. 395.

§ 549. ***Σχέσεις μεγέθους ἀντικειμένου καὶ εἰδώλου. Μεγέθυνσις.*** Εἰς τὸ σχῆμα 394 θεωροῦμεν τὴν ἀκτῖνα ΒΟ, ἐκ τοῦ Β πρὸς τὴν κορυφὴν τοῦ κατόπτρου. Αὕτη ἀνακλωμένη λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν ΟΖ καὶ σχηματίζει μὲ τὴν κάθετον, δηλ. τὸν κύριον ἄξονα, τὴν γωνίαν ΑΟΖ ἴσην πρὸς τὴν ΒΟΑ. Ἡ πρὸς τὰ ὀπίσω προέκτασις τῆς ἀκτῖνος ΟΖ διέρχεται διὰ τοῦ Β΄. Ἡ γωνία Α΄ΟΒ΄ ὡς κατὰ κορυφὴν τῆς ΑΟΖ εἶναι ἴση πρὸς τὴν ΑΟΒ καὶ ἑπομένως τὰ ὀρθογώνια τρίγωνα ΑΟΒ καὶ Α΄ΟΒ΄ εἶναι ὅμοια. Ἐκ τούτου ἕπεται ἡ ἀναλογία

$$AB : A'B' = OA : OA'.$$

Εἰς τὸ σχῆμα 395 θεωροῦμεν τὴν ἀκτῖνα ΜΟ προσπίπτουσαν εἰς τὴν κορυφὴν τοῦ κατόπτρου μὲ κατεύθυνσιν πρὸς τὸ Β· αὕτη ἀνακλωμένη λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν ΟΝ σχηματίζουσαν μὲ τὴν κάθετον, δηλ. τὸν κύριον ἄξονα, γωνίαν ΞΟΝ ἴσην πρὸς τὴν ΜΟΞ. Ἡ πρὸς τὰ ὀπίσω προέκτασις τῆς ἀκτῖνος ΟΝ διέρχεται διὰ τοῦ Β΄. Ἐκ τῆς ἰσότητος τῶν γωνιῶν ΜΟΞ καὶ ΞΟΝ ἕπεται ἡ ἰσότης τῶν κατὰ κορυφὴν αὐτῶν ΑΟΒ καὶ Α΄ΟΒ΄ καὶ ἐκ ταύτης ἡ ὁμοιότης τῶν ὀρθογωνίων τριγώνων ΑΟΒ καὶ Α΄ΟΒ΄. Ἐκ ταύτης ἕπεται ἡ ἀναλογία

$$AB : A'B' = OA : OA'.$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἤτοι: εἰς τὰ κυρτὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα, καθὼς καὶ εἰς τὰ κοῖλα, ἡ ἐγκαρσία μεγέθυνσις ἰσοῦται πρὸς τὸν λόγον τῶν ἀποστάσεων εἰδώλου καὶ ἀντικειμένου ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου.

Συλλογισμὸς ὅμοιος πρὸς τὸν τῆς § 543 μᾶς δεικνύει ὅτι ἡ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος μεγέθυνσις εἶναι ἴση πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐγκαρσίας καὶ ὅτι εἰς τὰ κυρτὰ κάτοπτρα, ὅπως καὶ εἰς τὰ κοῖλα, τὸ εἴδωλον ἀντικειμένου μὴ ἐπιπέδου δὲν εἶναι ὅμοιον πρὸς τὸ ἀντικείμενον.

§ 550. ***Ἀριθμητικὰ παραδείγματα.*** Ἡ ἐξίσωσις

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{F}=\frac{2}{R} \qquad (10)$$

ἀξιοσημείωτος διὰ τὴν ἁπλότητα καὶ κομψότητά της περιλαμβάνει κατὰ τὰ ἀνωτέρω ὅλας τὰς περιπτώσεις τῶν σχέσεων συζυγίας διὰ τὰ κοῖλα καὶ κυρτὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα ὑπὸ τὰς ἐξῆς προϋποθέσεις.

Θετικὴ ἀπόστασις ἀπὸ τῆς κορυφῆς σημαίνει πραγματικὸν σημεῖον.

Ἀρνητικὴ ἀπόστασις ἀπὸ τῆς κορυφῆς σημαίνει φανταστικὸν σημεῖον.

Ἡ ἀκτὶς κοίλου κατόπτρου εἶναι θετική.

Ἡ ἀκτὶς κυρτοῦ κατόπτρου εἶναι ἀρνητική.

Μερικὰ ἀριθμητικὰ παραδείγματα θὰ δείξουν τὸν τρόπον τῆς χρήσεως τῆς θεμελιώδους ταύτης ἐξισώσεως.

1) Ἐνώπιον κοίλου κατόπτρου ἀκτῖνος 60 cm εὑρίσκεται ἀντικείμενον εἰς ἀπόστασιν 90 cm. Ζητεῖται τὸ εἴδωλον.

Ἐπειδὴ τὸ κάτοπτρον εἶναι κοῖλον ἡ ἀκτὶς εἶναι θετική, $+60$, καὶ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις $+30$ cm. Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (10) θὰ θέσωμεν λοιπὸν λοιπὸν $F=+30$, $\alpha=+90$ καὶ λαμβάνομεν

$$\frac{1}{90}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{30}$$

ὅθεν $\beta=+45$.

Τὸ εἴδωλον θὰ εἶναι πραγματικόν, ἀνεστραμμένον εἰς ἀπόστασιν 45 cm ἀπὸ τοῦ κατόπτρου καί, ἐπειδὴ $\beta:\alpha=1/2$, θὰ εἶναι κατὰ τὸ μέγεθος τὸ ἥμισυ τοῦ ἀντικειμένου. Ἂν εἰς τὴν θέσιν ταύτην θέσωμεν χάρτινον διάφραγμα, θὰ σχηματισθῇ ἐπ' αὐτοῦ εὐκρινὴς ἡ εἰκών.

2) Ἐνώπιον τοῦ αὐτοῦ κατόπτρου εὑρίσκεται ἀντικείμενον εἰς ἀπόστασιν 20 cm· ζητεῖται τὸ εἴδωλον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (10) θὰ θέσωμεν

$$F = +30 \qquad \alpha = +20$$

καὶ λαμβάνομεν

$$\frac{1}{20} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{30}$$

ὅθεν $\beta = -60$.

Τὸ εἴδωλον εἶναι φανταστικὸν καὶ ὄρθιον. Δὲν ἠμποροῦμεν νὰ τὸ δεχθῶμεν ἐπὶ διαφράγματος, ἀλλὰ τὸ *βλέπομεν* ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου εἰς ἀπόστασιν 60 cm ἀπὸ τῆς κορυφῆς αὐτοῦ. Τὸ μέγεθός του εἶναι διπλάσιον τοῦ τοῦ ἀντικειμένου ($|\beta| : \alpha = 60 : 30 = 2$).

3) Ἐνώπιον κυρτοῦ κατόπτρου ἀκτῖνος 40 cm εὑρίσκεται ἀντικείμενον εἰς ἀπόστασιν 60 cm· ζητεῖται τὸ εἴδωλον.

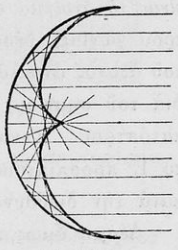
Ἐπειδὴ τὸ κάτοπτρον εἶναι κυρτόν, ἡ ἀκτίς του εἶναι ἀρνητική, -40, καὶ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις $F = -20$ cm. Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (10) θὰ θέσωμεν λοιπὸν $F = -20$, $\alpha = +60$ καὶ εὑρίσκομεν

$$\frac{1}{60} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{-20}$$

ὅθεν $\beta = -15$.

Τὸ εἴδωλον θὰ εἶναι φανταστικὸν καὶ ὄρθιον. Θὰ τὸ ἴδωμεν ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου εἰς ἀπόστασιν 15 cm ἀπ' αὐτοῦ τὸ δὲ μέγεθός του θὰ εἶναι τὰ $^3/_4$ τοῦ τοῦ ἀντικειμένου ($|\beta| : \alpha = 15 : 20 = 3 : 4$).

§ 551. ***Κάτοπτρα μεγάλου ἀνοίγματος. Καυστικαὶ ἐπιφάνειαι.*** Ὅταν τὸ κάτοπτρον ἔχῃ μέγα ἄνοιγμα καὶ προσπέσῃ ἐπ' αὐτοῦ δέσμη παράλληλος ἢ κωνική, ἡ ἀνακλωμένη δέσμη δὲν εἶναι πλέον στιγματική. Ἀντὶ ἑστίας ἔχομεν ἓν γένει ὁλοκλήρους *ἐπιφανείας*, εἰς τὰς ὁποίας τὸ φῶς συγκεντρώνεται πραγματικῶς ἢ φανταστικῶς. Αἱ ἐπιφάνειαι αὗται εἶναι τὸ σύνολον τῶν *ἑστιακῶν γραμμῶν* τῶν στοιχειωδῶν ἀστιγματικῶν δεσμῶν (§ 524) ἀπὸ τὰς ὁποίας ἀποτελεῖται ἡ ὅλη ἀνακλωμένη δέσμη καὶ ὀνομάζονται *καυστικαὶ ἐπιφάνειαι*. Τὸ σχ. 396 δεικνύει τὴν παραγωγὴν πραγματικῆς καυστικῆς ἐπιφανείας ὑπὸ κοίλου ἡμισφαιρικοῦ κατόπτρου, ἐπὶ τοῦ ὁποίου προσπίπτει παράλληλος δέσμη.



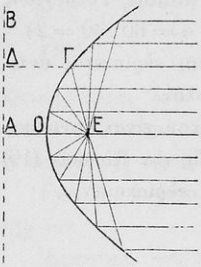
Σχ. 396.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΚΑΤΟΠΤΡΑ ΠΑΡΑΒΟΛΙΚΑ ΚΑΙ ΑΛΛΩΝ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

§ 552. Τὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα δὲν εἶναι ἐν γένει ἀπλανητικά. Τὸ γεωμετρικὸν κέντρον εἶναι τὸ μόνον ἀπλανητικὸν σημεῖον, συζυγὲς ἑαυτοῦ διὰ δέσμας οἱουδήποτε ἀνοίγματος. Ὑπάρχουν ἐν τούτοις ἄλλαι γεωμετρικαὶ ἐπιφάνειαι, εἰς τὰς ὁποίας τὰ ἀπλανητικὰ σημεῖα εἶναι χωρισμένα καὶ δὲν συμπίπτουν εἰς ἕν, ὅπως εἰς τὴν σφαῖραν.

Ἐκ τῶν κατόπτρων, τὰ ὁποῖα ἔχουν σχῆμα διάφορον τοῦ σφαιρικοῦ, ἄξια ἰδιαιτέρας μνείας εἶναι τὰ *παραβολικά*. Παραβολὴ εἶναι, ὡς γνωστόν, γραμμὴ (σχ. 397), τῆς ὁποίας ὅλα τὰ σημεῖα ἀπέχουν ἐξ ἴσου ἀπὸ ἑνὸς σημείου Ε, τὸ ὁποῖον καλεῖται *ἑστία*, καὶ μιᾶς εὐθείας ΑΒ, ἡ ὁποία ὀνομάζεται *κατευθύντρια*. Εἰς τὸ σχῆμα π. χ. εἶναι ΕΟ = ΟΑ, ΕΓ = ΓΔ κ.λ.



Σχ. 397.

Ἡ ἐκ τῆς ἑστίας κάθετος ἐπὶ τὴν κατευθύντριαν, ἡ εὐθεῖα δηλ. ΑΟΕ ὀνομάζεται ἄξων τῆς παραβολῆς, τὸ δὲ σημεῖον Ο, εἰς τὸ ὁποῖον ὁ ἄξων τέμνει τὴν παραβολήν, ὀνομάζεται *κορυφὴ* αὐτῆς.

Ἂν περιστρέψωμεν τμῆμα παραβολῆς περὶ τὸν ἄξονα, διαγράφεται ἐπιφάνεια, ἡ ὁποία ὀνομάζεται *παραβολοειδὲς ἐκ περιστροφῆς*.

Κοῖλα κάτοπτρα ἔχοντα τοιοῦτον σχῆμα ὀνομάζονται *παραβολικὰ* καὶ ἔχουν τὴν ἀξιοσημείωτον ἰδιότητα ὅτι, *οἱονδήποτε καὶ ἂν εἶναι τὸ ἄνοιγμα αὐτῶν* (μετρούμενον διὰ τῆς ἐκ τῆς ἑστίας ἐπικέντρου γωνίας), δέσμη παράλληλος προσπίπτουσα κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος ἀνακλᾶται, οὕτως ὥστε ὅλαι αἱ ἀκτῖνες αὐτῆς διέρχονται διὰ τοῦ σημείου Ε, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν καὶ *ὀπτικὴν ἑστίαν* τοῦ κατόπτρου. Ἐννοεῖται ὅτι καὶ ἀνάπαλιν δέσμη κωνικὴ μὲ ἑστίαν τὸ Ε προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ κατόπτρου, ἀνακλᾶται ὡς παράλληλος κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος.

Δέσμη ὅμως παράλληλος προσπίπτουσα κατὰ διεύθυνσιν διάφορον τῆς τοῦ ἄξονος, ἡ δέσμη κωνική, τῆς ὁποίας ἡ ἑστία δὲν εὑρίσκεται *ἀκριβῶς* εἰς τὴν ὀπτικὴν ἑστίαν Ε τοῦ κατόπτρου, ἀνακλώμεναι μεταβάλλονται εἰς ἀστιγματικάς.

Τὰ παραβολικὰ λοιπὸν κάτοπτρα εἶναι ἀπλανητικὰ μόνον διὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

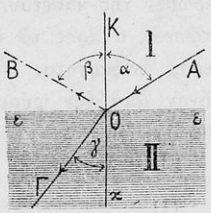
τὴν ἑστίαν καὶ τὸ συζυγὲς αὐτῆς σημεῖον, τὸ ἐπὶ τοῦ ἄξονος εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν εὑρισκόμενον (*).

Τὰ παραβολικὰ κάτοπτρα χρησιμοποιοῦνται ἀντὶ σφαιρικῶν εἰς τοὺς προβολεῖς, εἰς τοὺς ὁποίους τὸ φῶς ἰσχυρᾶς φωτεινῆς πηγῆς, εὑρισκομένης εἰς τὴν ἑστίαν τοῦ κατόπτρου, κατευθύνεται ὑπ' αὐτοῦ ὑπὸ μορφὴν παραλλήλου δέσμης κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος καὶ φωτίζει ἀντικείμενα εὑρισκόμενα μακράν. Πλησιάζοντες τὴν φωτεινὴν πηγὴν πρὸς τὸ κάτοπτρον μεταβάλλομεν τὴν ἀνακλωμένην δέσμην ἀπὸ παραλλήλου εἰς ἀποκλίνουσαν καὶ αὐξάνομεν τὸ μέγεθος τοῦ φωτιζομένου πεδίου. Ὁ ἀστιγματισμὸς τῆς δέσμης δὲν βλάπτει εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην.

Ἐκτὸς τῶν παραβολικῶν κατασκευάζονται καὶ κάτοπτρα διαφόρων ἄλλων σχημάτων, τὰ *ἐλλειπτικά*, τὰ ὁποῖα εἶναι ἀπλανητικὰ διὰ δύο σημεῖα, τὰς γεωμετρικὰς αὐτῶν ἑστίας, *τὰ ὑπερβολικά*, *τὰ κωνικά*, *τὰ κυλινδρικά*, *κοῖλα ἢ κυρτά*, τὰ ὁποῖα ὅμως ἁπλῶς ἀναφέρομεν χωρὶς νὰ ἀσχοληθῶμεν μὲ τὰς ἰδιότητας αὐτῶν.

ΔΙΑΘΛΑΣΙΣ

§ 553. ***Ὁρισμός.*** Ὅταν φωτεινὴ ἀκτὶς προσπέσῃ ἐπὶ ἐπιφανείας χωριζούσης δύο διάφορα ὀπτικὰ μέσα, μέρος μὲν τοῦ φωτός, καθὼς εἰς τὰ προηγούμενα ἐξετέθη, ἀνακλᾶται κανονικῶς ἢ διαχύτως, μέρος δὲ εἰσέρχεται ἐν γένει εἰς τὸ δεύτερον ὀπτικὸν μέσον καὶ ἐξακολουθεῖ διαδιδόμενον ἐντὸς αὐτοῦ.



Σχ. 39ο

Ἂν ἡ διαχωρίζουσα τὰ δύο μέσα I, II ἐπιφάνεια εε (σχ. 398) εἶναι λεία, ἡ ὀπτικὴ ἀκτὶς ἐντὸς τοῦ δευτέρου μέσου εἶναι σαφῶς καθωρισμένη, π. χ. ἡ ΟΓ, ἀλλ' ἡ διεύθυνσις αὐτῆς εἶναι ἐν γένει διάφορος τῆς διευθύνσεως τῆς προσπιπτούσης ἀκτῖνος ΑΟ.

(*) Ἡ ἐλευθέρα ἐπιφάνεια ὑγροῦ εὑρισκομένου ἐντὸς κυλινδρικοῦ δοχείου στρεφομένου περὶ τὸν ἄξονα αὐτοῦ, ὁ ὁποῖος ἔχει διεύθυνσιν κατακόρυφον, λαμβάνει ἕνεκα τῶν φυγοκεντρικῶν δυνάμεων σχῆμα παραβολοειδὲς ἐκ περιστροφῆς. Ἡ ἐπιφάνεια π. χ. ὑδραργύρου, εὑρισκομένου ἐντὸς οὕτω στρεφομένου κυλινδρικοῦ σιδηροῦ δοχείου, ἀποτελεῖ μαθηματικῶς ἀκριβὲς παραβολικὸν κάτοπτρον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὴν μεταβολὴν ταύτην τῆς διευθύνσεως τὴν παρατηρουμένην κατὰ τὴν μετάβασιν ἀκτῖνος φωτὸς ἀπό τινος ὀπτικοῦ μέσου εἰς ἄλλο, χωριζόμενον ἀπὸ τοῦ πρώτου ὑπὸ λείας ἐπιφανείας, ὀνομάζομεν κανονικὴν *διάθλασιν*.

Κατὰ τὴν κανονικὴν διάθλασιν εἶναι δυνατὸν καὶ ὅλον τὸ προσπίπτον φῶς νὰ εἰσέλθῃ εἰς τὸ δεύτερον μέσον, ὅταν ἡ ἀνάκλασις δὲν εἶναι δυνατή(*), θὰ γνωρίσωμεν δὲ καὶ περιπτώσεις κατὰ τὰς ὁποίας ὅλον τὸ φῶς ἀνακλᾶται καὶ κανὲν μέρος αὐτοῦ δὲν εἰσέρχεται εἰς τὸ δεύτερον μέσον (πρβλ. § 563).

§ 554. ***Νόμοι τῆς διαθλάσεως. Νόμος τοῦ Snell.*** Ἂν ὀνομάσωμεν ἐπίπεδον διαθλάσεως τὸ ἐπίπεδον ΑΟΓ (σχ. 398) τὸ ὁριζόμενον ὑπὸ τῆς προσπιπτούσης καὶ τῆς διαθλωμένης ἀκτῖνος, γωνίαν προσπτώσεως τὴν γωνίαν $\alpha = \text{ΑΟΚ}$ τῆς προσπιπτούσης ἀκτῖνος ΑΟ πρὸς τὴν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ε ε κάθετον ΟΚ, γωνίαν διαθλάσεως τὴν γωνίαν $\gamma = \text{ΓΟΚ}$ τῆς διαθλωμένης ἀκτῖνος ΟΓ πρὸς τὴν κάθετον ΟΚ, οἱ νόμοι τῆς διαθλάσεως διατυποῦνται ὡς ἑξῆς.

α΄. Τὸ ἐπίπεδον διαθλάσεως εἶναι κάθετον ἐπὶ τὴν διαθλῶσαν ἐπιφάνειαν.

β΄. Ἡ προσπίπτουσα καὶ ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς εὑρίσκονται ἑκατέρωθεν τῆς καθέτου, ὁ δὲ λόγος τοῦ ἡμιτόνου τῆς γωνίας προσπτώσεως α πρὸς τὸ ἡμίτονον τῆς γωνίας διαθλάσεως γ εἶναι σταθερός, ἀνεξάρτητος δηλ. τῆς γωνίας προσπτώσεως, ἐξαρτώμενος δὲ μόνον ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν ὀπτικῶν μέσων Ι καὶ ΙΙ (νόμος τοῦ Snell) (**).

Εἶναι λοιπὸν

$$(1) \qquad \frac{\eta\mu\alpha}{\eta\mu\gamma} = \nu = \sigma\tau\alpha\theta.$$

Τὸν σταθερὸν τοῦτον λόγον, ὁ ὁποῖος ὡς πηλίκον δύο ἡμιτόνων εἶναι *καθαρὸς ἀριθμός*, ὀνομάζομεν *δείκτην διαθλάσεως τοῦ μέσου ΙΙ ὡς πρὸς τὸ μέσον Ι*.

Ἂν ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν θλῶσαν ἐπιφάνειαν, εἶναι $\alpha = 0$, $\eta\mu\alpha = 0$ καὶ ἐκ τῆς ἐξισώσεως (1), τὴν ὁποίαν

(*) Πρβλ. τὴν ὑποσημείωσιν τῆς σελ. 10.

(**) Ὁ νόμος οὗτος ἀποδίδεται πολλάκις εἰς τὸν Καρτέσιον (Descartes).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

γράφομεν ημα = ν ημβ, εὑρίσκομεν, ἐπειδὴ τὸ ν εἶναι διάφορον τοῦ μηδενός, ημβ = 0, β = 0.

Κατὰ τὴν κάθετον λοιπὸν πρόσπτωσιν διαδίδεται ἡ ἀκτὶς ἐντὸς τοῦ δευτέρου μέσου χωρὶς ἐκτροπήν.

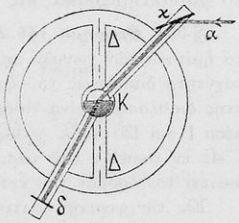
Ἐκ τοῦ ἀντιστρεπτοῦ τῶν ὀπτικῶν δρόμων ἕπεται ὅτι ἂν ἀκτὶς ΓΟ (σχ. 398) διαδιδομένη ἐντὸς τοῦ μέσου ΙΙ προσπέσῃ ὑπὸ γωνίαν γ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ε, θὰ εἰσέλθῃ εἰς τὸ μέσον Ι ὑπὸ γωνίαν α, ἑπομένως ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου Ι ὡς πρὸς τὸ μέσον ΙΙ εἶναι

$$\nu' = \frac{\eta\mu\beta}{\eta\mu\alpha} = \frac{1}{\nu} \qquad (2)$$

Ἂν λοιπὸν παραστήσωμεν διὰ τοῦ συμβόλου ν_{II}^{I} τὸν δ. δ. τοῦ μέσου ΙΙ ὡς πρὸς τὸ Ι καὶ διὰ ν_{I}^{II} τὸν δ. δ. τοῦ Ι ὡς πρὸς τὸ ΙΙ, ἔχομεν τὴν σχέσιν:

$$\nu_{I}^{II} = \frac{1}{\nu_{II}^{I}} \qquad (3)$$

§ 555. ***Πειραματικὴ δεῖξις τῶν νόμων τῆς διαθλάσεως.*** Τοὺς νόμους τῆς διαθλάσεως δεικνύομεν διὰ τῆς συσκευῆς (σχ. 399), τὴν ὁποίαν περιεγράψαμεν εἰς τὴν σελ. 11. Εἰς τὸ κέντρον τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου θέτομεν ὑάλινον ἡμικύλινδρον Κ, τοῦ ὁποίου ὁ ἄξων συμπίπτει μὲ τὸν ἄξονα τοῦ κύκλου, ἡ δὲ ἐπίπεδος ἐπιφάνεια εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν διάμετρον ΔΔ.



Σχ. 399.

Κατευθύνομεν διὰ τοῦ βοηθητικοῦ κατόπτρου κ στενὴν φωτεινὴν παράλληλον δέσμην α κατὰ τὴν ἀκτῖνα τοῦ κύκλου ἐπὶ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας τοῦ ἡμικυλίνδρου. Ἡ δέσμη εἰσέρχεται διαθλωμένη εἰς τὴν ὕαλον, κατὰ δὲ τὴν ἔξοδον ἐκ τῆς ὑάλου, ἐπειδὴ προσπίπτει καθέτως εἰς τὴν κυλινδρικὴν ἐπιφάνειαν δὲν ἀλλοίσσει διεύθυνσιν. Τὴν ἐξερχομένην δέσμην δεχόμεθα ἐπὶ τοῦ διαφράγματος δ. Διὰ τῆς συσκευῆς ταύτης δεικνύεται ὅτι ἡ προσπίπτουσα καὶ ἡ ἐξερχομένη δέσμη εὑρίσκονται ἐπὶ ἐπιπέδου παραλλήλου πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου, ἑπομένως καθέτου ἐπὶ τὴν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διαθλῶσαν ἐπίπεδον ἐπιφάνειαν τοῦ ἡμικυλίνδρου, καὶ ὅτι ὁ λόγος τῶν ἡμιτόνων τῶν γωνιῶν κΚΔ καὶ ΔΚδ εἶναι σταθερός.

Τονίζομεν καὶ πάλιν ὅτι διὰ τῆς συσκευῆς ταύτης δὲν *ἀποδεικνύονται* οἱ νόμοι τῆς διαθλάσεως. Ἡ ἀπόδειξις τῶν νόμων τῆς διαθλάσεως, ὅπως καὶ τῶν τῆς ἀνακλάσεως, προκύπτει ἐκ τῆς συμφωνίας ὅλων τῶν πορισμάτων, εἰς τὰ ὁποῖα ἀγόμεθα δεχόμενοι τὴν ὀρθότητα αὐτῶν, πρὸς τὴν παρατήρησιν.

§ 556. ***Μονόχρουν φῶς.*** Οἱ νόμοι τῆς διαθλάσεως, ὅπως περιεγράψαμεν αὐτούς, ἰσχύουν μόνον ὅταν τὸ προσπίπτον φῶς εἶναι *μονόχρουν*, διότι μόνον κατὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς ἔχει ἐνιαίαν κατεύθυνσιν. Ἂν τὸ προσπίπτον φῶς εἶναι λευκόν, ἢ ἐν γένει ὄχι μονόχρουν, συνοδεύεται ἡ διάθλασις ἀπὸ ἄλλο φαινόμενον, τὴν ἀνάλυσιν τοῦ φωτός, μὲ τὴν ὁποίαν θὰ ἀσχοληθῶμεν εἰς τὰς §§ 579 καὶ ἑξῆς, ὅπου καὶ θὰ ὁρισθῇ ἀκριβῶς καὶ ἡ ἔννοια τοῦ μονοχρόου φωτός. Ἐνταῦθα περιοριζόμεθα εἰς τὴν ὑπόδειξιν ταύτην, ἀναφέροντες ὡς παράδειγμα μονοχρόου κατὰ προσέγγισιν φωτός, τὸ φῶς τὸ ἐκπεμπόμενον ἀπὸ φλόγα λύχνου Bunsen, ἐντὸς τῆς ὁποίας διαπυροῦται χλωριοῦχον νάτριον. Τὸ φῶς τοῦτο, προερχόμενον ἀπὸ διαπύρους ἀτμοὺς νατρίου, εἶναι κίτρινον καὶ θὰ τὸ χαρακτηρίζωμεν εἰς τὰ ἑπόμενα διὰ τοῦ συμβόλου D.

§ 557. *Θεώρημα τοῦ Fermat.* Ὁ Fermat ἔδειξεν ὅτι, ἂν δεχθῶμεν ὅτι τὰ ἡμίτονα τῶν γωνιῶν προσπτώσεως καὶ διαθλάσεως εἶναι ἀνάλογα πρὸς τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτὸς ἐντὸς τῶν δύο ὀπτικῶν μέσων, ὅτι δηλ. ὁ δείκτης διαθλάσεως εἶναι ἴσος πρὸς τὸν λόγον τῶν ταχυτήτων τοῦ φωτὸς εἰς τὰ μέσα Ι καὶ ΙΙ (πρβλ. § 333), τὸ φῶς μεταβαῖνον ἀπὸ ἑνὸς σημείου τοῦ μέσου Ι εἰς ἓν σημεῖον τοῦ μέσου ΙΙ κατὰ τοὺς νόμους τῆς κανονικῆς διαθλάσεως διανύει τὸν δρόμον του ἐντὸς τοῦ ἐλαχίστου δυνατοῦ χρόνου.

Εἰς τὴν φυσικὴν ὀπτικὴν θὰ ἴδωμεν ὅτι ἡ ὑπόθεσις τοῦ Fermat ὅσον ἀφορᾷ τὴν σχέσιν τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς πρὸς τὸν δείκτην διαθλάσεως ἐβεβαιώθη πειραματικῶς. Οὕτω τὸ θεώρημα τοῦ Fermat σημειληρώνει κατὰ τρόπον ἀξιοσημείωτον τὸ Θεώρημα τοῦ Ἥρωνος (§ 529) καὶ οἱ τρεῖς θεμελιώδεις νόμοι τῆς γεωμετρικῆς ὀπτικῆς, οἱ νόμοι τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως, τῆς ἀνακλάσεως καὶ διαθλάσεως, καθὼς καὶ ὁ νόμος τοῦ ἀντιστρεπτοῦ τῶν δρόμων τοῦ φωτός, ἠμποροῦν νὰ περιληφθοῦν εἰς ἕνα καὶ μόνον νόμον, τὸν ἑξῆς:

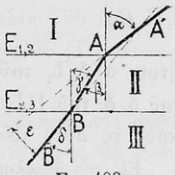
Τὸ φῶς ἀκολουθεῖ τοιοῦτον δρόμον, ὥστε ἀπό τινος σημείου νὰ φθάνῃ εἰς ἄλλο ἐντὸς τοῦ βραχυτάτου δυνατοῦ χρόνου *), *ἢ τὸ φῶς ἀκολουθεῖ τὸν συντομώτατον χρονικῶς δρόμον.*

*) Λέγοντες βραχύτατον χρόνον ἐννοοῦμεν ὅτι ὁ δρόμος διανύεται εἰς βρα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 558. ***Σχετικὸς καὶ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως.*** Ὁ δείκτης διαθλάσεως, ὅπως ὡρίσθη εἰς τὴν § 554, χαρακτηρίζει τὸ ζεῦγος τῶν μέσων I καὶ II καὶ ὀνομάζεται *σχετικὸς δείκτης διαθλάσεως* τοῦ μέσου II ὡς πρὸς τὸ μέσον I. Ἂν ἀλλάξωμεν καὶ ἓν μόνον ἐκ τῶν δύο ὀπτικῶν μέσων μεταβάλλεται *ὁ δείκτης διαθλάσεως.*

Θεωροῦμεν τώρα (σχ. 400) τρία ὀπτικὰ μέσα I, II, III χωριζόμενα ἀπ' ἀλλήλων διὰ δύο ἐπιφανειῶν $E_{1,2}$, $E_{2,3}$ ἐπιπέδων καὶ παραλλήλων καὶ ἔστω ἀκτὶς μονόχρους A΄A ἐντὸς τοῦ μέσου I προσπίπτουσα ὑπὸ γωνίαν α ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου $E_{1,2}$. Ἡ ἀκτίς, εἰσερχομένη εἰς τὸ μέσον II ὑπὸ γωνίαν διαθλάσεως β, προσπίπτει ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου $E_{2,3}$, παραλλήλου πρὸς τὸ $E_{1,2}$, ὑπὸ τὴν γωνίαν γ=β καὶ εἰσέρχεται εἰς τὸ μέσον III ὑπὸ γωνίαν δ, διάφορον ἐν γένει τῆς α.



Σχ. 400.

Ἡ παρατήρησις δεικνύει ὅτι, *ἐφ' ὅσον τὰ ἐπίπεδα* $E_{1,2}$ *καὶ* $E_{2,3}$ *εἶναι παράλληλα,* ἡ γωνία δ ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως α καὶ εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς φύσεως τοῦ μέσου II (*) εἶναι δὲ ἡ αὐτὴ ὡς ἂν τὸ φῶς εἰσήρχετο ἀπ' εὐθείας ἐκ τοῦ μέσου I εἰς τὸ μέσον III.

Ἂν ὀνομάσωμεν ν_{II}^{I} τὸν σχετικὸν δείκτην διαθλάσεως τοῦ μέσου II ὡς πρὸς τὸ I, ν_{III}^{II} τὸν δ. δ. τοῦ μέσου III ὡς πρὸς τὸ II καὶ ν_{III}^{I} τὸν δ. δ. τοῦ μέσου III ὡς πρὸς τὸ I, ἔχομεν

$$\frac{\eta\mu\ \alpha}{\eta\mu\ \beta} = \nu_{II}^{I} \qquad \frac{\eta\mu\ \gamma}{\eta\mu\ \delta} = \nu_{III}^{II} \qquad \frac{\eta\mu\ \alpha}{\eta\mu\ \delta} = \nu_{III}^{I}$$

Πολλαπλασιάζοντες τὰς δύο πρώτας ἰσότητας κατὰ μέλη καὶ λαμβάνοντες ὑπ' ὄψιν ὅτι εἶναι β=γ, εὑρίσκομεν

$$\nu_{III}^{I} = \nu_{III}^{II} \cdot \nu_{II}^{I} \qquad (4)$$

χύτερον χρόνον παρὰ οἱοσδήποτε ἄλλος *γειτονικὸς* δρόμος. Ἂν ἡ χωρίζουσα δύο ὀπτικὰ μέσα ἐπιφάνεια δὲν εἶναι ἐπίπεδος, εἶναι δυνατὸν νὰ ὑπάρχουν περισσότεροι τοῦ ἑνὸς συντομώτατοι δρόμοι, ἑπομένως περισσότεραι τῆς μιᾶς ἀκτῖνες ἀπὸ ἑνὸς σημείου τοῦ πρώτου μέσου εἰς ἓν σημεῖον τοῦ δευτέρου.

Οὕτω τὰ πραγματικὰ συζυγῆ σημεῖα ὡς πρὸς ἀνακλαστικὰ ἢ θλαστικὰ ὀπτικὰ ὄργανα χαρακτηρίζονται ἐκ τούτου, ὅτι πάντες οἱ διὰ τοῦ ὀργάνου διερχόμενοι ἀπὸ τοῦ ἑνὸς εἰς τὸ ἄλλο ὀπτικοὶ δρόμοι εἶναι ἴσοι.

(*) Ἀρκεῖ νὰ εἶναι δυνατὴ ἡ διάθλασις (πρβλ. § 563).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἤτοι: ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου III ὡς πρὸς τὸ I ἰσοῦται πρὸς τὸ γινόμενον τοῦ δείκτου διαθλάσεως τοῦ III ὡς πρὸς τὸ II ἐπὶ τὸν δείκτην διαθλάσεως τοῦ II ὡς πρὸς τὸ I.

Ἂν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν ὅτι κατὰ τὴν ἐξίσωσιν (3) εἶναι

$$\nu_{\frac{I}{II}} = \frac{1}{\nu_{\frac{II}{I}}}$$

ἡ ἐξίσωσις (4) γράφεται ὡς ἑξῆς

$$\nu_{\frac{I}{III}} = \frac{\nu_{\frac{II}{III}}}{\nu_{\frac{II}{I}}} \qquad (5)$$

ἤτοι: ὁ δ. δ. τοῦ μέσου III ὡς πρὸς τὸ I ἰσοῦται μὲ τὸ πηλίκον τοῦ δ. δ. τοῦ III ὡς πρὸς οἱονδήποτε μέσον II διὰ τοῦ δ. δ. τοῦ I ὡς πρὸς τὸ αὐτὸ μέσον II.

Εἰς τὴν θεμελιώδη ἐξίσωσιν (4) ἠμποροῦμεν νὰ φθάσωμεν εὐκολώτατα ἐκ τῆς σχέσεως τοῦ δείκτου διαθλάσεως πρὸς τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτός. Ἂν δηλ. ὀνομάσωμεν C_1, C_2, C_3 τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς εἰς τὰ μέσα I, II, III, ἔχομεν τὰς σχέσεις $\nu_{\frac{I}{II}} = \frac{C_1}{C_2}$, $\nu_{\frac{II}{III}} = \frac{C_2}{C_3}$, $\nu_{\frac{I}{III}} = \frac{C_1}{C_3}$, ἐκ τῶν ὁποίων εὑρίσκεται ἀμέσως ἡ ἐξ. (4).

§ 559. Ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὸν σχετικὸν δείκτην διαθλάσεως ὀνομάζομεν *ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως* ἢ καὶ ἁπλῶς *δείκτην διαθλάσεως* μέσου τινὸς τὸν δείκτην διαθλάσεως αὐτοῦ ὡς πρὸς τὸν *κενὸν χῶρον*.

Ὅτι ὁ δ. δ. μέσου τινος ὡς πρὸς τὸν κενὸν χῶρον εἶναι ἐντελῶς καθωρισμένος, ἀποδεικνύεται ἐκ τῆς παρατηρήσεως ὅτι οἱ δ. δ. μέσου τινὸς ὡς πρὸς διάφορα ἀέρια, διάφοροι διὰ τὰ διάφορα ἀέρια, τείνουν πρὸς τὴν αὐτὴν ὁρικὴν τιμὴν ἐφ' ὅσον λαμβάνομεν τὰ ἀέρια ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον ἀραιότερα. Τὴν ὁρικὴν ταύτην τιμὴν δικαιούμεθα νὰ θεωρήσωμεν ὡς τὴν τιμὴν τοῦ δ. δ. τοῦ μέσου ὡς πρὸς τὸν κενὸν χῶρον, τὸν ἀπόλυτον δηλ. δ. δ. αὐτοῦ. Ὁ δὲ λόγος διὰ τὸν ὁποῖον ὡς πρότυπον ὀπτικὸν μέσον λαμβάνομεν τὸν κενὸν χῶρον, εἶναι ὅτι τῶν ὑλικῶν μέσων αἱ ὀπτικαὶ ἰδιότητες μεταβάλλονται μετὰ τῆς θερμοκρασίας καὶ ἡ ταχύτης τοῦ φωτός, καθὼς θὰ ἴδωμεν κατωτέρω, εἶναι διάφορος διὰ τὰ διάφορα χρώματα, ἐνῶ ὁ κενὸς χῶρος στερεῖται τοῦ χαρακτηριστικοῦ τῆς θερμοκρασίας καὶ ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι ἡ αὐτὴ δι' ὅλα τὰ χρώματα, *σταθερά*, τοὐλάχιστον μακρὰν τῆς περιοχῆς τῶν πεδίων τῆς βαρύτητος, καὶ ἡ τιμή της χαρακτηρίζει αὐτὴν τὴν φύσιν τοῦ κόσμου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 560. Ἐκ τῆς ἐξισώσεως (4) εὑρίσκομεν ὅτι, ἂν γνωρίζωμεν τὸν ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως ν_0 ἑνὸς μέσου, ἠμποροῦμεν εὑρίσκοντες τὸν σχετικὸν πρὸς τοῦτο δείκτην διαθλάσεως ν_σ ἄλλου οἱουδήποτε μέσου νὰ ὑπολογίσωμεν τὸν ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως αὐτοῦ ν_α. Διότι εἶναι

$$\nu_\alpha = \nu_\sigma \cdot \nu_o .$$

Οὕτω π. χ. ὁ ἀπόλυτος δ. δ. τοῦ ἀέρος ὑπὸ πίεσιν 760 mm Hg καὶ θερμοκρασίαν 0^0 Κελσίου διὰ τὸ φῶς τοῦ νατρίου (D) εἶναι

$$\nu_D = 1{,}000292.$$

Ἂν ὁ σχετικὸς δ. διαθλάσεως εἴδους τινὸς ὑάλου ὡς πρὸς τὸν ἀέρα διὰ τὸ αὐτὸ φῶς εἶναι 1,620317, ὁ ἀπόλυτος δ. διαθλάσεως θὰ εἶναι

$$1{,}620317 \times 1{,}000292 = 1{,}620790.$$

Παρατηροῦμεν ὅτι, ἐπειδὴ ὁ ἀπόλυτος δ. δ. ν_D τοῦ ἀέρος ἐλάχιστα διαφέρει τῆς μονάδος, ὁ πολαπλασιασμὸς ἐπὶ ν_D δὲν μεταβάλλει τὰ 3 πρῶτα δεκαδικὰ ψηφία τῆς τιμῆς τοῦ δ. δ. τῆς ὑάλου. Διὰ τοῦτο, ὁσάκις ἡ ἀκρίβεια τῆς μετρήσεως φθάνει μόνον μέχρι τοῦ τρίτου δεκαδικοῦ ψηφίου, ἠμποροῦμεν νὰ θεωροῦμεν τὸν σχετικὸν πρὸς τὸν ἀέρα δ. δ. μέσου τινὸς ὡς τὸν αὐτὸν πρὸς τὸν ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως.

Οὕτω, ἂν εἰς τὸ προηγούμενον παράδειγμα εἴχομεν τιμὴν τοῦ δ. δ. τῆς ὑάλου ὡς πρὸς τὸν ἀέρα 1,620, πολαπλασιάζονες ἐπὶ 1,000292 θὰ εὑρίσκομεν 1,62047304. Ἀλλ' ἐπειδὴ τὰ πέραν τοῦ τρίτου δεκαδικὰ ψηφία δὲν εἶναι βέβαια ἐκ τῆς μετρήσεως καὶ ἡ τιμὴ τοῦ δ. δ. ἐδόθη μόνον μὲ 3 δεκαδικὰ ψηφία, πρέπει νὰ ἀποστρογγυλεύσωμεν καὶ τὸ γινόμενον εἰς 3 δεκαδικὰ ψηφία καὶ οὕτω λαμβάνομεν καὶ διὰ τὸν ἀπόλυτον δ. δ. τὴν αὐτὴν τιμὴν 1,620.

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως (5), ἂν τὸ μέσον II εἶναι ὁ κενὸς χῶρος καὶ ἑπομένως $\nu_{\frac{II}{III}}$ καὶ $\nu_{\frac{II}{I}}$ οἱ ἀπόλυτοι δεῖκται διαθλάσεως τῶν μέσων III καὶ I, εὑρίσκομεν τὴν ἑξῆς πρότασιν:

Ὁ σχετικὸς δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου III ὡς πρὸς τὸ μέσον I ἰσοῦται μὲ τὸ πηλίκον τῶν ἀπολύτων δ. δ. αὐτῶν. Ἀριθμητὴς εἶναι ὁ δ. δ. τοῦ III, παρονομαστὴς ὁ τοῦ I.

§ 561. ***Συμμετρικὴ μορφὴ τῆς ἐξισώσεως τῆς διαθλάσεως.*** Ἐὰν ἔχωμεν δύο ὀπτικὰ μέσα I, II, τῶν ὁποίων οἱ ἀπόλυτοι δεῖκται

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διαθλάσεως εἶναι ν_1 καὶ ν_2, ὁ δ. δ. τοῦ δευτέρου ὡς πρὸς τὸ πρῶτον εἶναι κατὰ τὰ προηγούμενα

$$\nu = \nu_2 : \nu_1$$

Ἂν φωτεινὴ ἀκτὶς ὁδεύῃ ἐκ τοῦ μέσου I εἰς τὸ II ἢ τἀνάπαλιν καὶ ὀνομάσωμεν γ_1 τὴν γωνίαν τῆς ἐντὸς τοῦ I ἀκτῖνος πρὸς τὴν κάθετον τῆς θλώσης ἐπιφανείας, καὶ γ_2 τὴν γωνίαν τῆς ἐντὸς τοῦ μέσου II ἀκτῖνος πρὸς τὴν αὐτὴν κάθετον, ὁ τύπος τῆς διαθλάσεως γράφεται

$$\frac{\eta\mu\,\gamma_1}{\eta\mu\,\gamma_2} = \nu = \frac{\nu_2}{\nu_1}$$

ἢ καὶ συμμετρικώτερον

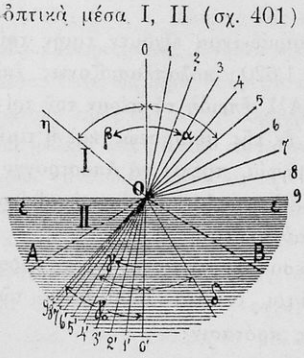
$$\nu_1\,\eta\mu\,\gamma_1 = \nu_2\,\eta\mu\,\gamma_2$$

ΔΙΟΠΤΡΑ

§ 562. *Ὁρισμός.* Ὀνομάζομεν *δίοπτρον* λείαν ἐπιφάνειαν χωρίζουσαν δύο διάφορα ὀπτικὰ μέσα, διὰ τῆς ὁποίας διερχόμενον τὸ φῶς θλᾶται κανονικῶς.

ΕΠΙΠΕΔΟΝ ΔΙΟΠΤΡΟΝ

§ 563. ***Διερεύνησις τοῦ νόμου τοῦ Snell.*** Θεωροῦμεν δύο ὀπτικὰ μέσα I, II (σχ. 401) χωριζόμενα ὑπὸ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας εε, τοιαῦτα ὥστε ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ δευτέρου ὡς πρὸς τὸ πρῶτον νὰ εἶναι μεγαλύτερος τῆς μονάδος, ἡ γωνία δηλ. τῆς ἀκτῖνος πρὸς τὴν κάθετον νὰ εἶναι μεγαλυτέρα ἐντὸς τοῦ μέσου I καὶ μικροτέρα ἐντὸς τοῦ II. Τὸ μέσον II ὀνομάζομεν εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην *θλαστικώτερον* τοῦ I (*), διότι, διὰ νὰ εἶναι ὁ σχετικὸς δείκτης διαθλάσεως τοῦ II ὡς πρὸς τὸ I μεγαλύτερος τῆς μονάδος, πρέπει ὁ ἀπόλυτος δ. δ. τοῦ II νὰ εἶναι μεγαλύτερος τοῦ δ. δ. τοῦ I.



Σχ. 401.

(*) Ἀντὶ τοῦ ὅρου *θλαστικώτερον* μεταχειρίζονταί τινες τὸν ὅρον *ὀπτικῶς πυκνότερον*. Ὁ ὅρος οὗτος προελθὼν ἐκ τῆς παρατηρήσεως ὅτι συνήθως τὰ πυ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἰς τὸ σχῆμα 401 βλέπομεν ὅτι εἰς τὰς ὑπὸ διαφόρους γωνίας ἐκ τοῦ μέσου I προσπιπτούσας ἀκτῖνας 0, 1, 2...9, ἀντιστοιχοῦν αἱ διαθλώμεναι 0′, 1′, 2′...9′, ἐννοεῖται δὲ ὅτι εἰς ἑκάστην προσπίπτουσαν ἀκτῖνα ἀντιστοιχεῖ καὶ μία ἀνακλωμένη ἀκτίς, εἰς τὴν 5 π. χ. ἡ ἀνακλωμένη Οη καὶ ἡ διαθλωμένη 5′. Εἰς γωνίαν προσπτώσεως 0 ἀντιστοιχεῖ καὶ γωνία διαθλάσεως 0, αὐξανομένης δὲ τῆς γωνίας προσπτώσεως α αὐξάνεται ἀντιστοίχως ἡ γωνία διαθλάσεως γ μένουσα πάντοτε μικροτέρα τῆς γωνίας προσπτώσεως, ὥστε νὰ διατηρῆται ἡ σχέσις

$$\frac{\eta\mu\,\alpha}{\eta\mu\,\gamma} = \nu = \sigma\tau\alpha\theta. \quad (*)$$

Ἡ μεγίστη τιμὴ τῆς γωνίας προσπτώσεως εἶναι $\alpha = 90^0$ (ἡ γωνία τῆς ἀκτῖνος 9 εἰς τὸ σχῆμα). Εἰς ταύτην ἀντιστοιχεῖ ἡ μεγίστη τιμὴ τῆς γωνίας διαθλάσεως γ_0 εὑρισκομένη ἐκ τῆς σχέσεως

$$(6) \qquad \frac{\eta\mu\,90^0}{\eta\mu\,\gamma_0} = \nu \qquad \eta\mu\,\gamma_0 = \frac{1}{\nu}$$

Πέραν τῆς γωνίας ταύτης δὲν ὑπάρχει διαθλωμένη ἀκτίς. Ἡ ἀκτὶς 9′, σχηματίζουσα μὲ τὴν κάθετον τὴν γωνίαν γ_0, τῆς ὁποίας τὸ ἡμίτονον εἶναι ἴσον πρὸς $\frac{1}{\nu}$, εἶναι τὸ *ὅριον* τῶν διαθλωμένων ἀκτίνων εἰς τὸ O. Διὰ τοῦτο ἡ γωνία γ_0 ὀνομάζεται *ὁρικὴ γωνία*.

Ἐκ τοῦ ἀντιστρεπτοῦ τῶν δρόμων τοῦ φωτός, ἕπεται ὅτι ἂν ἀκτῖνες προσπίπτουν ἐκ τοῦ μέσου II εἰς τὸ O κατὰ τὰς διευθύνσεις 0′, 1′, 2′....9′, αἱ διαθλώμεναι ἀκτῖνες χωροῦν ἐντὸς τοῦ μέσου I ἀντιστοίχως κατὰ τὰς διευθύνσεις 0, 1, 2....φυσικὰ δὲ μέ-

κνότερα μέσα εἶναι καὶ θλαστικώτερα ἠμποροῦ νὰ προκαλέσῃ παρεξηγήσεις. Ἡ μεγαλυτέρα *πυκνότης* δὲν εἶναι ἀναγκαία προϋπόθεσις τῆς μεγαλυτέρας θλαστικότητος. Οὕτω τὸ οἰνόπνευμα, ἀραιότερον τοῦ ὕδατος, εἶναι ἐν τούτοις θλαστικώτερον αὐτοῦ. Διὰ τοῦτο καὶ εἰς τὰ ἑξῆς τὸν ὅρον *πυκνότης* θὰ μεταχειριζώμεθα μόνον ὑπὸ τὴν μηχανικὴν αὐτοῦ σημασίαν.

(*) Ἐπειδὴ αἱ γωνίαι α,γ δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ εἶναι μεγαλύτεραι τῶν 90^0 αὐξανομένης τῆς γωνίας αὐξάνεται καὶ τὸ ἡμίτονον. Ἕνεκα τούτου ἕπεται ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Snell ὅτι, ἂν ὑπὸ μίαν γωνίαν προσπτώσεως ἡ γωνία διαθλάσεως εἶναι μικροτέρα τῆς γωνίας προσπτώσεως, τότε καὶ ὑπὸ οἱανδήποτε πρόσπτωσιν ἡ γωνία διαθλάσεως θὰ εἶναι μικροτέρα τῆς γωνίας προσπτώσεως.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρος τοῦ φωτὸς ἀνακλᾶται. Οὕτω εἰς τὴν προσπίπτουσαν ἀκτῖνα 5′ ἀντιστοιχεῖ ἡ ἀνακλωμένη Οδ καὶ ἡ διαθλωμένη 5.

Εἰς τὴν ἀκτῖνα 9′, προσπίπτουσαν ὑπὸ τὴν ὁρικὴν γωνίαν, ἀντιστοιχεῖ ἡ διαθλωμένη 9 σχηματίζουσα μετὰ τῆς καθέτου γωνίαν 90^0, διευθυνομένη δηλ. παραλλήλως πρὸς τὸ διαθλῶν ἐπίπεδον εε.

Ἂν προσπέσῃ εἰς τὸ Ο ἡ ἀκτὶς ΑΟ ὑπὸ γωνίαν μεγαλυτέραν τῆς ὁρικῆς, διάθλασις δὲν εἶναι δυνατὴ καὶ *ὅλον τὸ φῶς ἀνακλᾶται* κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΟΒ. Τὴν τοιαύτην ἀνάκλασιν ὀνομάζομεν *ὁλικήν*.

Τὸ ἀδύνατον τῆς διαθλάσεως ὅταν ἡ ἀκτὶς προσπίπτει ἐκ τοῦ θλαστικωτέρου μέσου προερχομένη ὑπὸ γωνίαν μεγαλυτέραν τῆς ὁρικῆς ἀποδεικνύεται ἐκ τοῦ τύπου τοῦ Snell ὡς ἑξῆς:

Ἂν εἶναι α ἡ γωνία προσπτώσεως εἰς τὸ μέσον Ι, γ ἡ γωνία διαθλάσεως εἰς τὸ ΙΙ, ἔχομεν

$$(7) \qquad \frac{\eta\mu\,\alpha}{\eta\mu\,\gamma} = \nu > 1 \qquad \eta\mu\,\gamma = \frac{\eta\mu\,\alpha}{\nu} < \eta\mu\,\alpha.$$

Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι οἱανδήποτε τιμὴν καὶ ἂν ἔχῃ ἡ γωνία α, πάντοτε εἶναι δυνατὸν νὰ εὑρεθῇ γωνία γ ἐπαληθεύουσα τὴν σχέσιν (7), ἡ διάθλασις δηλ. εἶναι πάντοτε δυνατή.

Ἂν ὅμως ἡ ἀκτὶς προσπίπτῃ ἐκ τοῦ μέσου ΙΙ ὑπὸ γωνίαν γ καὶ ὀνομάσωμεν α τὴν γωνίαν διαθλάσεως ἐντὸς τοῦ μέσου Ι, ἔχομεν τὴν σχέσιν

$$(8) \qquad \frac{\eta\mu\,\gamma}{\eta\mu\,\alpha} = \frac{1}{\nu} < 1 \qquad \eta\mu\alpha = \nu\,\eta\mu\,\gamma > \eta\mu\,\gamma$$

Ἐπειδὴ τὸ ἡμίτονον πραγματικῆς γωνίας εἶναι πάντοτε μικρότερον τῆς μονάδος ἕπεται ἐκ τῆς ἐξισώσεως (8) ὅτι γωνία διαθλάσεως α ἠμπορεῖ νὰ ὑπάρξῃ μόνον ἐφ' ὅσον $\eta\mu\,\alpha \leqq 1$ ἢ $\nu\,\eta\mu\,\gamma \leqq 1$ ἢ $\eta\mu\,\gamma \leqq \frac{1}{\nu}$, ἐφ' ὅσον δηλ. ἡ γωνία γ εἶναι μικροτέρα τῆς ὁρικῆς ἢ ἴση πρὸς αὐτήν.

Ἐὰν λοιπὸν τὸ φῶς βαίνῃ ἐκ τοῦ ὀλιγώτερον θλαστικοῦ μέσου πρὸς τὸ θλαστικώτερον, ἡ διάθλασις εἶναι δυνατὴ ὑπὸ οἱανδήποτε γωνίαν προσπτώσεως. Ἐὰν τὸ φῶς βαίνῃ ἐκ τοῦ θλαστικωτέρου μέσου πρὸς τὸ ὀλιγώτερον θλαστικόν, ἡ διάθλασις εἶναι δυνατὴ μόνον ἐφ' ὅσον ἡ γωνία προσπτώσεως δὲν ὑπερβαίνει τὴν ὁρικήν. Ἂν ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ὁρικῆς, ἔχομεν *ὁλικὴν ἀνάκλασιν*.

Σημειωτέον ὅτι ἡ τιμὴ τῆς ὁρικῆς γωνίας εὑρίσκεται ἐκ τοῦ *σχετικοῦ* δείκτου διαθλάσεως καὶ ἑπομένως ἡ ὁρικὴ γωνία ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς φύσεως *ἀμφοτέρων* τῶν ὀπτικῶν μέσων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οὕτω π. χ. ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς κοινῆς ὑάλου διὰ τὸ φῶς D τοῦ νατρίου ἐν σχέσει πρὸς τὸν ἀέρα εἶναι

$$\nu = 1{,}515$$

καὶ ἑπομένως ἡ ὁρικὴ γωνία γ_0 εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἐξισώσεως

$$\eta\mu\ \gamma_0 = \frac{1}{1{,}515} = 0{,}66$$

ὅθεν

$$\gamma_0 = 41^0\,27'$$

Ἂν λοιπὸν κιτρίνη φωτεινὴ ἀκτίς, ἐντὸς τῆς ὑάλου διαδιδομένη, προσπέσῃ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας της, *πέραν τῆς ὁποίας ὑπάρχει ἀήρ*, ἡ διάθλασις εἶναι δυνατὴ μόνον ἐφ' ὅσον ἡ γωνία προσπτώσεως δὲν εἶναι μεγαλυτέρα τῶν $41^0\,27'$. Ὑπὸ γωνίαν 45^0 π. χ. ἔχομεν ὁλικὴν ἀνάκλασιν.

Ἂν ὅμως ἀντὶ ἀέρος ἔχωμεν ὕδωρ πέραν τῆς ἐπιφανείας τῆς ὑάλου, ἡ ὁρικὴ γωνία εἶναι διάφορος. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ ὕδατος ὡς πρὸς τὸν ἀέρα διὰ τὸ φῶς D εἶναι

$$\nu' = 1,\ 3335$$

ἑπομένως ὁ δ. δ. τῆς ὑάλου ὡς πρὸς τὸ ὕδωρ εἶναι

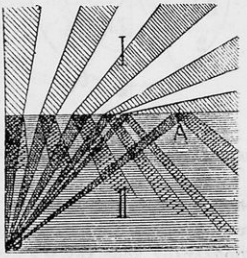
$$\nu'' = \frac{\nu}{\nu'} = \frac{1{,}515}{1{,}3335} = 1{,}136$$

καὶ ἡ ὁρικὴ γωνία γ'_0 δίδεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν

$$\eta\mu\ \gamma'_0 = \frac{1}{1{,}136} = 0{,}8803$$

ὅθεν

$$\gamma'_0 = 61^0\,38'$$



Σχ. 402.

Τὸ σχῆμα 402 παριστᾷ τὴν πορείαν φωτεινῶν ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι ἀναχωροῦν ἐκ τοῦ σημείου Ο τοῦ μέσου ΙΙ καὶ προσπίπτουν κατὰ διαφόρους διευθύνσεις εἰς τὴν ἐπίπεδον ἐπιφάνειαν τὴν χωρίζουσαν αὐτὸ ἀπὸ τὸ ὀλιγώτερον θλαστικὸν μέσον Ι. Ἐφ' ὅσον ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι μικροτέρα τῆς ὁρικῆς, ἔχομεν διάθλασιν καὶ ἀνάκλασιν. Ἂν ὅμως, ὅπως εἰς τὴν δέσμην ΟΑ, ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ὁρικῆς, ἔχομεν μόνον ἀνάκλασιν, *ὁλικὴν ἀνάκλασιν*.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 565. '***Αριθμητικὸν ἄνοιγμα.*** 'Ονομάζομεν *ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα* στιγματικῆς δέσμης (πρβλ. § 521) τὸ γινόμενον τοῦ ἡμιτόνου τοῦ ἡμίσεως τοῦ ἀνοίγματος αὐτῆς φ ἐπὶ τὸν ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως τοῦ μέσου.

$$a = \nu \, \eta\mu \, \frac{1}{2} \varphi$$

"Αν ἐντὸς ὀπτικοῦ μέσου, τοῦ ὁποίου ὁ δείκτης διαθλάσεως εἶναι ν καὶ τὸ ὁποῖον χωρίζεται ἀπὸ τοῦ κενοῦ δι' ἐπιπέδου ἐπιφανείας, ὑπάρχῃ φωτεινὸν σημεῖον, ὅλαι αἱ ἐξ αὐτοῦ προερχόμεναι ἀκτῖνες, αἱ ὁποῖαι διαθλώμεναι ἐξέρχονται εἰς τὸ συνορεῦον κενόν, περιλαμβάνονται ἐντὸς κώνου, τοῦ ὁποίου τὸ ἄνοιγμα εἶναι ἴσον πρὸς τὸ διπλάσιον τῆς ὁρικῆς γωνίας γ_0. Τὸ ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα τῆς δέσμης ταύτης εἶναι

$$a = \nu \, \eta\mu \, \gamma_0 = 1$$

'Ημποροῦμεν λοιπὸν νὰ διατυπώσωμεν τὴν ἑξῆς πρότασιν: "Οταν ἐντὸς ὀπτικοῦ μέσου, χωριζομένου ἀπὸ τὸ κενὸν (ἢ καὶ κατὰ προσέγγισιν ἀπὸ τὸν ἀέρα) δι' ἐπιπέδου ἐπιφανείας, ὑπάρχῃ φωτεινὸν σημεῖον, αἱ ἐξερχόμεναι εἰς τὸ συνορεῦον κενὸν (ἢ τὸν ἀέρα) ἀκτῖνες ἀποτελοῦν δέσμην τῆς ὁποίας τὸ ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα ἰσοῦται πρὸς τὴν μονάδα.

Γενικώτερον δὲ εὑρίσκομεν ἐκ τῆς συμμετρικῆς μορφῆς τῆς ἐξισώσεως τῆς διαθλάσεως (§ 562) ὅτι, ὅταν κωνικὴ δέσμη διαθλᾶται προσπίπτουσα ἐπὶ τῆς διαθλώσης ἐπιφανείας οὕτως ὥστε ὁ ἄξων αὐτῆς νὰ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν διαθλῶσαν ἐπιφάνειαν, τὸ ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα δὲν μεταβάλλεται.

§ 566 ***Γραφικὴ κατασκευὴ τῆς διαθλωμένης ἀκτῖνος.*** "Εστω (σχ. 403) τὸ μέσον ΙΙ θλαστικώτερον τοῦ Ι, ΕΕ' τὸ διαχωρίζον αὐτὰ ἐπίπεδον καὶ ΑΟ ἀκτὶς προσπίπτουσα ἐκ τοῦ μέσου Ι εἰς τὸ σημεῖον Ο.

Σχ. 403.

Τὴν ἀντίστοιχον διαθλωμένην ἀκτῖνα εὑρίσκομεν γραφικῶς ὡς ἑξῆς.

Παρατηροῦμεν πρῶτον ὅτι τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος, περιέχον τὴν προσπίπτουσαν ἀκτῖνα ΑΟ καὶ τὴν κάθετον κκ', εἶναι τὸ ἐπίπεδον διαθλάσεως. Φέρομεν τώρα ἐντὸς τοῦ μέσου ΙΙ τὰς ἡμιπεριφερείας 1, 2 μὲ ἀκτῖνας ρ_1, ρ_2 ἀναλόγους πρὸς τοὺς ἀπολύτους δείκτας διαθλάσεως τῶν μέσων, τοιαύτας δηλ. ὥστε νὰ εἶναι

$$\rho_2 : \rho_1 = \nu_2 : \nu_1 = \nu$$

ὅπου ν ὁ δ. δ. τοῦ μέσου ΙΙ ὡς πρὸς τὸ Ι. Προεκτείνομεν τὴν ΑΟ μέχρις ὅτου συναντήσῃ τὴν ἡμιπεριφέρειαν Ι εἰς τὸ Α' καὶ ἐκ τοῦ σημείου τούτου φέρομεν παράλληλον πρὸς τὴν κκ', ἡ ὁποία συναντᾷ τὴν ἡμιπεριφέρειαν 2 εἰς τὸ σημεῖον ε. Ἡ Οε εἶναι ἡ διαθλωμένη ἀκτίς. Διότι ἐκ τοῦ σχήματος εὑρίσκομεν

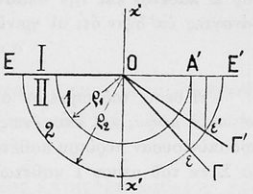
$$\eta\mu\alpha = \eta\mu \, OA'\eta = \frac{O\eta}{\rho_1} \qquad \eta\mu\gamma = \eta\mu \, O\varepsilon\eta = \frac{O\eta}{\rho_2}$$

$$\frac{\eta\mu\,\alpha}{\eta\mu\beta} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \nu$$

"Αν ἡ ἀκτὶς προσπίπτῃ ὑπὸ γωνίαν 90^0 (σχ. 404) κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΕΟ, ἡ προέκτασίς της τέμνει τὴν ἡμιπεριφέρειαν 1 ἐπὶ τοῦ θλαστικοῦ ἐπιπέδου εἰς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ Α′ καὶ ἡ ΟεΓ εἶναι ἡ ὁρικὴ ἀκτίς· ἂν τἀνάπαλιν ἡ ἀκτὶς προσπίπτῃ ἐκ τοῦ μέσου ΙΙ (σχ. 403) κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΓΟ, φέρομεν ἐκ τῆς τομῆς αὐτῆς μὲ τὴν ἡμιπεριφέρειαν 2 τὴν παράλληλον πρὸς τὴν κκ′ καὶ ἐκ τοῦ σημείου Α′, ὅπου αὕτη συναντᾷ τὴν ἡμιπεριφέρειαν 1, φέρομεν τὴν Α′ΟΑ. Ἡ ΟΑ εἶναι ἡ διαθλωμένη ἀκτίς.

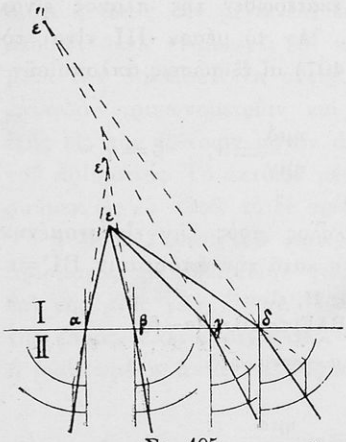


Σχ. 404.

Ἂν ἡ ἐντὸς τοῦ μέσου ΙΙ ἀκτὶς προσπίπτῃ ὑπὸ γωνίαν μεγαλειτέραν τῆς ὁρικῆς, ὅπως ἡ Γ′Ο τοῦ σχήματος 404, ἡ ἐκ τῆς τομῆς αὐτῆς ε′ μὲ τὴν ἡμιπεριφέρειαν 2 παράλληλος πρὸς τὴν κκ′ δὲν συναντᾷ τὴν ἡμιπεριφέρειαν 1 καὶ ἑπομένως δὲν ὑπάρχει διαθλωμένη ἀκτίς.

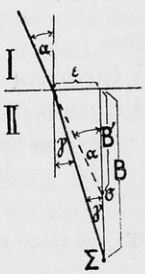
§ 567 ***Συζυγῆ σημεῖα***. Ἡ διάθλασις δι' ἐπιπέδου διόπτρου μεταβάλλει τὰς στιγματικὰς δέσμας εἰς ἀστιγματικάς. Συζυγῆ σημεῖα λοιπὸν δὲν ὑπάρχουν ὡς πρὸς θλαστικὸν ἐπίπεδον χωρίζον δύο διάφορα ὀπτικὰ μέσα. Μόνον ὅταν ἡ προσπίπτουσα δέσμη ἔχῃ ἐλάχιστον ἄνοιγμα παραμένει μετὰ τὴν διάθλασιν κατὰ προσέγγισιν στιγματική, ἀλλ' ἡ θέσις τῆς ἑστίας τῆς διαθλωμένης δέσμης ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως τῆς προσπιπτούσης.

Ἂν κατασκευάσωμεν κατὰ τὸν εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον ἐκτεθέντα τρόπον τὰς διαθλωμένας ἀκτῖνας τὰς ἀντιστοιχούσας εἰς τὰς ἐκ τοῦ ε προερχομένας ἀκτῖνας εα, εβ, εγ, εδ, (σχ. 405) εὑρίσκομεν ὅτι τέμνονται φαντάστικῶς εἰς διάφορα σημεῖα. Οὕτω διὰ μὲν τὴν δέσμην εαβ τὸ συζυγὲς σημεῖον τοῦ ε εἶναι κατὰ προσέγγισιν τὸ ε′, διὰ δὲ τὴν δέσμην εγδ τὸ ε″.



Σχ. 405.

Ἡ θέσις τῶν κατὰ προσέγγισιν συζυγῶν σημείων εὑρίσκεται εὐκόλως, ὅταν ἡ φωτεινὴ δέσμη εἶναι πολὺ στενὴ καὶ προσπίπτῃ περίπου καθέτως πρὸς τὴν θλῶσαν ἐπιφάνειαν. Ἔστω (σχ. 406) σημεῖον Σ ἐντὸς τοῦ θλαστικωτέρου μέσου ΙΙ καὶ ἀκτὶς ἐξ αὐτοῦ προσπίπτουσα ἐπὶ τῆς θλώσης ἐπιφανείας ὑπὸ τὴν μικρὰν γωνίαν γ. Ἡ ἐξερχομένη εἰς τὸ μέσον Ι ἀκτὶς θὰ σχηματίζῃ μὲ τὴν κάθετον τὴν ἐπίσης μικρὰν γωνίαν α καὶ θὰ εἶναι κατὰ προσέγγισιν α = νγ, ὅπου ν ὁ σχετικὸς δείκτης διαθλάσεως τοῦ ΙΙ πρὸς τὸ Ι.



Σχ. 406.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν ὀνομάσωμεν Β τὴν ἀπόστασιν τοῦ Σ ἀπὸ τῆς θλώσης ἐπιφανείας καὶ σ τὸ σημεῖον εἰς τὸ ὁποῖον ἡ προέκτασις τῆς ἐξερχομένης ἀκτῖνος τέμνει τὴν ἐκ τοῦ Σ κάθετον ἐπὶ τὴν θλαστικὴν ἐπιφάνειαν, εὑρίσκομεν ἐκ τοῦ σχήματος λαμβάνοντες ὑπ' ὄψιν ὅτι αἱ γωνίαι α καὶ γ εἶναι πολὺ μικραί,

$$\alpha = \varepsilon : B' \qquad \gamma = \varepsilon : B$$

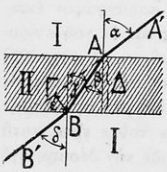
$$B : B' = \alpha : \gamma = \nu$$

Ἡ θέσις τοῦ σημείου σ εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς γωνίας γ, *ἐφ' ὅσον αὕτη εἶναι πολὺ μικρά*, καὶ ἑπομένως τὸ σ εἶναι τὸ συζυγὲς τοῦ Σ διὰ στενὴν δέσμην προσπίπτουσαν περίπου καθέτως ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν. Διὰ παρατηρητὴν βλέποντα τὸ Σ ἐκ τοῦ μέσου Ι καθέτως πρὸς τὴν χωριστικὴν ἐπιφάνειαν φαίνεται τοῦτο ἀνυψωμένον καὶ ἡ φαινομενικὴ ἀπόστασίς του ἀπὸ τῆς ἐπιφανείας εἶναι

$$B' = \frac{B}{\nu}.$$

Τὸ σημεῖον σ εἶναι πράγματι ἡ κορυφὴ τῆς φανταστικῆς καυστικῆς ἐπιφανείας, ὅπως ἡ κυρία ἑστία κοίλου σφαιρικοῦ κατόπτρου εἶναι πράγματι ἡ κορυφὴ τῆς πραγματικῆς καυστικῆς ἐπιφανείας τῆς ἀντιστοιχούσης εἰς παράλληλον δέσμην προσπίπτουσαν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος (πρβλ. σχ. 396 σελ. 551).

§ 568 ***Διάθλασις εἰς πλάκας μὲ παραλλήλους ἐπιπέδους ἕδρας.*** Εἰς τὴν § 558 ἐξητάσαμεν τὴν διάθλασιν εἰς πλάκας περιοριζομένας ἀπὸ ἐπιπέδους παραλλήλους ἕδρας (μέσον ΙΙ) ὑπὸ τὴν γενικωτάτην αὐτῆς μορφήν, ὅταν δηλ. τὰ ὀπτικὰ μέσα ἑκατέρωθεν τῆς πλακὸς εἶναι διάφορα ἀλλήλων. Ἂν τὸ μέσον ΙΙΙ εἶναι τὸ αὐτὸ μὲ τὸ 1 (σχ. 407) αἱ ἐξισώσεις ἁπλοποιοῦνται διότι εἶναι



Σχ. 407.

$$\frac{\eta\mu\alpha}{\eta\mu\beta} = \nu, \qquad \frac{\eta\mu\delta}{\eta\mu\gamma} = \nu, \qquad \beta = \gamma$$

ὅθεν

$$\alpha = \delta$$

ἡ ἐξερχομένη ἀκτὶς BB' εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν εἰσερχομένην A'A μόνον δὲ πλευρικῶς μετατοπισμένη κατὰ τὴν ἀπόστασιν ΒΓ = ε.

Ἂν ὀνομάσωμεν Δ τὸ πάχος τῆς πλακὸς ΙΙ, εἶναι

$$\Delta = AB\,\sigma\upsilon\nu\beta \qquad \varepsilon = AB\,\eta\mu\,(BA\Gamma) = AB\,\eta\mu(\alpha - \beta)$$

ὅθεν

$$\varepsilon = \Delta\,\frac{\eta\mu(\alpha-\beta)}{\sigma\upsilon\nu\,\beta} = \Delta\,(\eta\mu\alpha - \sigma\upsilon\nu\alpha\,\varepsilon\varphi\beta)$$

Ἐκ τοῦ νόμου τῆς διαθλάσεως ἔχομεν

$$\eta\mu\beta = \frac{\eta\mu\alpha}{\nu} \qquad \varepsilon\varphi\beta = \frac{\eta\mu\alpha}{\sqrt{\nu^2 - \eta\mu^2\alpha}}$$

ἑπομένως εὑρίσκομεν διὰ τὸ ε τὴν τιμὴν

$$\varepsilon = \Delta\,\eta\mu\alpha\left(1 - \frac{\sigma\upsilon\nu\alpha}{\sqrt{\nu^2 - \eta\mu^2\alpha}}\right)$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὑαλίνη πλὰξ μὲ παραλλήλους ἐπιπέδους ἕδρας τιθεμένη πρὸ ὀπτικοῦ ὀργάνου μετατοπίζει παραλλήλως τὴν προσπίπτουσαν παράλληλον ἢ ἀσθενῶς ἀποκλίνουσαν δέσμην κατὰ ποσότητα ε, τὴν ὁποίαν ὑπολογίζομεν κατὰ τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν ἐκ τῆς κλίσεως καὶ τοῦ πάχους αὐτῆς, καὶ χρησιμεύει οὕτω ὡς ὄργανον μετρήσεως μηκῶν.

ΠΡΙΣΜΑΤΑ

§ 569 ***Ὁρισμοί.*** *Ἁπλᾶ ὀπτικὰ πρίσματα* ὀνομάζομεν διαφανῆ σώματα, τὰ ὁποῖα περιορίζονται μεταξὺ ἄλλων καὶ ὑπὸ δύο ἐπιπέδων καὶ μὴ παραλλήλων ἑδρῶν (*).

Ὀνομάζομεν *κυρίαν τομὴν* τοῦ πρίσματος ἐπίπεδον κάθετον ἐπὶ τὴν ἀκμὴν τῆς ὑπὸ τῶν δύο τούτων ἑδρῶν σχηματιζομένης διέδρου γωνίας. Ὡς γνωστὸν τὸ μέτρον τῆς διέδρου ταύτης γωνίας, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν *θλαστικὴν γωνίαν* τοῦ πρίσματος, εἶναι ἡ ἐπίπεδος γωνία ἡ σχηματιζομένη ἀπὸ τὰ ἴχνη τῶν ἑδρῶν τοῦ πρίσματος ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τῆς κυρίας τομῆς.

Τὸ πρὸς τὴν δίεδρον γωνίαν, τὴν *ἀκμὴν* τοῦ πρίσματος, ἀντίθετον μέρος καλεῖται *βάσις* αὐτοῦ.

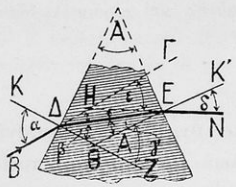
Ἡ ἐξέτασις τῆς πορείας τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι ὁπωσδήποτε προσπίπτουν ἐπὶ μιᾶς τῶν ἑδρῶν τοῦ πρίσματος, ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ μόνον μὲ τὴν βοήθειαν τῶν τύπων τῆς σφαιρικῆς γεωμετρίας, διότι ἡ ἀκτὶς δὲν μένει ἐπὶ ἑνὸς ἐπιπέδου. Μόνον ὅταν ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς εὑρίσκεται ἐπὶ κυρίας τομῆς τοῦ πρίσματος, μένει καὶ μετὰ τὴν διάθλασιν ἐπ' αὐτῆς. Τὸ πρόβλημα οὕτω ἀνάγεται εἰς τὴν ἐπίπεδον τριγωνομετρίαν καὶ διὰ τοῦτο θὰ περιοριζώμεθα εἰς τὰ ἑξῆς εἰς τὴν ἐξέτασιν μόνον ἀκτίνων εὑρισκομένων ἐπὶ κυρίας τομῆς τοῦ πρίσματος. Τὸ ὀπτικὸν μέσον ἑκατέρωθεν τοῦ πρίσματος θὰ θεωροῦμεν ὡς τὸ αὐτό, τὸ δὲ πρίσμα θλαστικώτερον τοῦ περιβάλλοντος.

§ 570. ***Τύποι τοῦ πρίσματος.*** Ἔστω (σχ. 408) ἡ κυρία τομὴ πρίσματος μὲ θλαστικὴν γωνίαν Α καὶ ΒΔ ἀκτὶς προσπίπτουσα ἐπὶ τῆς μιᾶς τῶν ἑδρῶν. Ἐπειδὴ ἡ κυρία τομὴ εἶναι κάθετος ἐπὶ τῆς ἕδρας, ἔπεται ὅτι ἡ κάθετος ΔΚ εὑρίσκεται ἐπ' αὐτῆς, ἄρα καὶ ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς ΔΕ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ πρίσματος.

(*) Τὸ πρίσμα ἠμποροῦμὲν νὰ ὁρίσωμεν γενικώτερον ὡς σύστημα δύο ἐπιπέδων διόπτρων μὴ παραλλήλων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἐπὶ τὴν δευτέραν ἐπιφάνειαν τοῦ πρίσματος κάθετος ΕΚ′ εὑρίσκεται ἐπίσης ἐπὶ τῆς κυρίας τομῆς, ἄρα καὶ ἡ ἐξερχομένη ἀκτὶς ΕΝ. Οὕτω ἡ ὅλη κατασκευὴ εἶναι ἐπίπεδος, ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος.



Σχ. 408.

Ἐκ τοῦ σχήματος φαίνεται ὅτι, ἂν τὸ πρίσμα εἶναι θλαστικώτερον τοῦ περιβάλλοντος, ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς ἐκτρέπεται ὑπὸ τοῦ πρίσματος πρὸς τὴν βάσιν αὐτοῦ. Ἂν προεκτείνωμεν τὴν προσπίπτουσαν ἀκτῖνα ΒΔ μέχρι τοῦ Γ καὶ τὴν ἐξερχομένην ΕΝ μέχρι τοῦ Η, σχηματίζεται ὑπ' αὐτῶν ἡ γωνία ε, ἡ *γωνία ἐκτροπῆς*.

Τὸ πρόβλημα τοῦ πρίσματος συνίσταται εἰς τὴν εὕρεσιν τῆς σχέσεως τῆς γωνίας ἐκτροπῆς ε πρὸς τὴν θλαστικὴν γωνίαν Α, τὴν γωνίαν προσπτώσεως α καὶ τὸν δείκτην διαθλάσεως ν τοῦ πρίσματος ὡς πρὸς τὸ περιβάλλον.

Ἂν ὀνομάσωμεν α τὴν γωνίαν προσπτώσεως τῆς ἀκτῖνος ΒΔ, β τὴν γωνίαν διαθλάσεως τῆς ΔΕ, γ τὴν γωνίαν προσπτώσεως τῆς ΔΕ καὶ δ τὴν γωνίαν διαθλάσεως τῆς ΕΝ, ἔχομεν ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Snell τὰς σχέσεις

$$\frac{\eta\mu\alpha}{\eta\mu\beta}=\nu, \qquad \frac{\eta\mu\delta}{\eta\mu\gamma}=\nu$$

Ἐκ τοῦ σχήματος εὑρίσκομεν ὅτι ἡ γωνία ΖΘΕ τῶν καθέτων ἐπὶ τὰς ἐπιφανείας τοῦ πρίσματος ἰσοῦται πρὸς τὴν θλαστικὴν γωνίαν. Ἡ γωνία ΖΘΕ ὡς ἐξωτερικὴ τοῦ τριγώνου ΘΔΕ εἶναι ἴση πρὸς τὸ ἄθροισμα τῶν δύο ἐντὸς καὶ ἀπέναντι, ἤτοι εἶναι

$$\mathrm{Z\Theta E}=\mathrm{A}=\beta+\gamma$$

Ἐπίσης ἡ ε ὡς ἐξωτερικὴ γωνία τοῦ τριγώνου ΗΔΕ εἶναι ἴση πρὸς τὸ ἄθροισμα τῶν δύο ἐντὸς καὶ ἀπέναντι, ἤτοι

$$\varepsilon=\mathrm{H\Delta E}+\mathrm{HE\Delta}=(\alpha-\beta)+(\delta-\gamma)=\alpha+\delta-(\beta+\gamma)=\alpha+\delta-\mathrm{A}$$

Οἱ τέσσαρες οὗτοι τύποι:

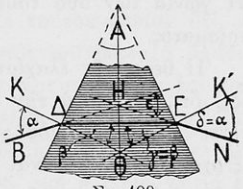
$$(1)\qquad \frac{\eta\mu\alpha}{\eta\mu\beta}=\nu, \qquad \frac{\eta\mu\delta}{\eta\mu\gamma}=\nu, \qquad \beta+\gamma=\mathrm{A}, \qquad \varepsilon=\alpha+\delta-\mathrm{A}$$

λύουν πλήρως τὸ πρόβλημα τοῦ πρίσματος διὰ πρόσπτωσιν ἐπὶ τῆς κυρίας τομῆς. Διότι, ἂν εἶναι γνωστὰ τὰ Α, ν καὶ α, ἐκ τοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πρώτου τύπου εὑρίσκομεν τὸ β, ἐκ τοῦ τρίτου τὸ γ, ἐκ τοῦ δευτέρου τὸ δ καὶ τέλος ἐκ τοῦ τετάρτου τὸ ε, τὴν ζητουμένην γωνίαν ἐκτροπῆς.

§ 571 ***Θέσις ἐλαχίστης ἐκτροπῆς ἢ θέσις τοῦ Νεύτωνος.*** Ἂν ἐπὶ πρίσματος στρεπτοῦ περὶ ἄξονα παράλληλον πρὸς τὴν ἀκμήν του ἀφήσωμεν νὰ προσπέσῃ μονόχρους φωτεινὴ ἀκτὶς κάθετος ἐπὶ τὸν ἄξονα καὶ περιστρέψωμεν τὸ πρίσμα, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἐκτροπὴ μεταβάλλεται, ὑπάρχει ὅμως ὡρισμένη θέσις τοῦ πρίσματος, διὰ τὴν ὁποίαν ἡ ἐκτροπὴ εἶναι *ἐλαχίστη*, θέσις δηλ. τοιαύτη ὥστε, ὁπωσδήποτε καὶ ἂν στρέψωμεν τὸ πρίσμα, ἡ ἐκτροπὴ αὐξάνεται. Τὴν θέσιν ταύτην ὀνομάζομεν *θέσιν τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς* ἢ *θέσιν τοῦ Νεύτωνος*, εὑρίσκομεν δὲ ὅτι εἰς τὴν θέσιν ταύτην (σχ. 409) ἡ γωνία δ, *γωνία ἀναδύσεως*, εἶναι ἴση πρὸς τὴν γωνίαν προσπτώσεως α, ἡ προσπίπτουσα δηλ. ἀκτὶς ΒΔ καὶ ἡ ἀναδυομένη ΕΝ εἶναι συμμετρικαὶ ὡς πρὸς τὸ ἐπίπεδον ΑΘ, τὸ διχοτομοῦν τὴν δίεδρον γωνίαν τοῦ πρίσματος, καὶ ἡ ἐντὸς τοῦ πρίσματος ἀκτὶς ΔΕ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦτο.



Σχ. 409.

Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην, ἐπειδὴ εἶναι $\alpha = \delta$, $\beta = \gamma$, οἱ τύποι τοῦ πρίσματος γίνονται ἁπλούστεροι, ἤτοι:

$$\frac{\eta\mu\,\alpha}{\eta\mu\,\beta} = \nu, \qquad 2\beta = A, \qquad \varepsilon = 2\alpha - A$$

Ἐκ τῶν τύπων τούτων λαμβάνομεν

$$\beta = \frac{A}{2} \qquad\qquad \alpha = \frac{A+\varepsilon}{2}$$

καί, ἂν τὰς τιμὰς ταύτας θέσωμεν εἰς τὴν πρώτην ἐξίσωσιν, εὑρίσκομεν

$$\nu = \frac{\eta\mu\left(\dfrac{A+\varepsilon}{2}\right)}{\eta\mu\left(\dfrac{A}{2}\right)}$$

Ὁ τύπος οὗτος εἶναι σπουδαιότατος διότι μᾶς ἐπιτρέπει νὰ εὕρωμεν δείκτας διαθλάσεως ὀπτικῶν μέσων διὰ τῆς μετρήσεως δύο

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

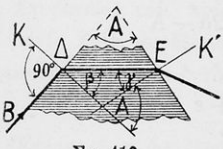
γωνιῶν, τῆς θλαστικῆς γωνίας Α καὶ τῆς γωνίας ἐλαχίστης ἐκτροπῆς ε. Πρὸς τοῦτο, ἂν μὲν ἡ ἐξεταζομένη οὐσία εἶναι στερεά, πρέπει νὰ κατασκευασθῇ ἐξ αὐτῆς πρίσμα, ἂν δὲ εἶναι ὑγρὰ ἢ ἀερία, πρέπει νὰ τεθῇ ἐντὸς *κοίλου πρίσματος*, δοχείου δηλ. ἔχοντος δύο παράθυρα κλειόμενα διὰ πλακῶν ὑαλίνων μὲ παραλλήλους ἕδρας, αἱ ὁποῖαι, καθὼς εἰς τὴν § 568 ἐξετέθη, *δὲν ἐκτρέπουν* τὰς ἀκτῖνας. Ἡ γωνία τῶν δύο τούτων πλακῶν εἶναι ἡ θλαστικὴ γωνία τοῦ πρίσματος.

Ἡ θέσις τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς εἶναι κατὰ τοῦτο ἀξιοσημείωτος, ὅτι, ἐνῶ κατὰ τὴν διὰ πρίσματος διάβασιν δὲν διατηρεῖται ἐν γένει ὁ ἀστιγματικὸς χαρακτὴρ τῆς προσπιπτούσης δέσμης καὶ ἡ ἐξερχομένη δέσμη εἶναι ἀστιγματική, ὅταν δέσμη μικροτάτου ἀνοίγματος διέλθῃ διὰ τοῦ πρίσματος μὲ τὴν ἐλαχίστην ἐκτροπὴν παραμένει στιγματική.

Διὰ τοῦτο εἰς τὰ ὀπτικὰ ὄργανα φροντίζομεν νὰ εὑρίσκωνται πάντοτε τὰ πρίσματα εἰς τὴν θέσιν τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς.

§ 572. ***Ὅρος ἀναδύσεως***. Διὰ νὰ ἐξέλθῃ ἡ εἰσερχομένη εἰς τὸ πρίσμα ἀκτὶς πάλιν ἀπὸ αὐτό, πρέπει νὰ προσπέσῃ ἐπὶ τῆς δευτέρας ἕδρας ὑπὸ γωνίαν μικροτέραν τῆς ὁρικῆς.

Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι ἡ ἀνάδυσις δὲν εἶναι πάντοτε δυνατή. Ἔστω π. χ. (σχ. 410) πρίσμα μὲ θλαστικὴν γωνίαν Α καὶ ἀκτὶς ΒΔ προσπίπτουσα ἐπὶ μιᾶς τῶν ἕδρῶν αὐτοῦ μὲ κατεύθυνσιν πρὸς τὴν ἀκμὴν ὑπὸ γωνίαν 90°, παραλλήλως δηλ. πρὸς τὴν ἕδραν. Ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς ΔΕ σχηματίζει μὲ τὴν κάθετον τὴν γωνίαν β ἴσην πρὸς τὴν ὁρικὴν καὶ προσπίπτει ἐπὶ τῆς δευτέρας ἕδρας ὑπὸ γωνίαν γ. Ἂν ἡ γωνία αὕτη εἶναι τὸ πολὺ ἴση πρὸς τὴν ὁρικὴν θὰ ἐξέλθῃ ἡ ἀκτὶς ἐκ τοῦ πρίσματος, ἄλλως θὰ ἀνακλασθῇ ὁλικῶς.



Σχ. 410.

Παρατηροῦμεν ὅτι, ἂν ἡ γωνία προσπτώσεως τῆς ΒΔ γίνῃ μικροτέρα τῶν 90°, ἡ ΔΕ θὰ κλίνῃ πρὸς τὴν βάσιν τοῦ πρίσματος καὶ ἡ γωνία γ θὰ γίνῃ μεγαλυτέρα. Εἰς τὴν ὑπὸ γωνίαν 90° πρόσπτωσιν λοιπὸν ἀντιστοιχεῖ ἡ ἐλαχίστη γωνία γ, ἑπομένως ἡ πρόσπτωσις αὕτη εἶναι ἡ εὐνοϊκωτάτη διὰ τὴν ἀνάδυσιν. Εἰς τὴν περί-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πτωσιν ταύτην ἡ γωνία β εἶναι ἴση μὲ τὴν ὁρικὴν, ἡ γ πρέπει νὰ μὴ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ὁρικῆς καί, ἐπειδὴ $A=\beta+\gamma$, ἡ γωνία A πρέπει νὰ μὴ εἶναι μεγαλυτέρα τοῦ διπλασίου τῆς ὁρικῆς γωνίας.

Ἂν ἡ θλαστικὴ γωνία τοῦ πρίσματος εἶναι μεγαλυτέρα τοῦ διπλασίου τῆς ὁρικῆς γωνίας, ἡ ἀνάδυσις εἶναι ἀδύνατος καὶ ὑπὸ αὐτὴν ἀκόμη τὴν εὐνοϊκωτάτην πρόσπτωσιν ὑπὸ γωνίαν 90^0.

Εἰς τὴν § 564 εἴδομεν ὅτι ἡ ὁρικὴ γωνία τῆς ὑάλου ὡς πρὸς τὸν ἀέρα διὰ τὸ φῶς D εἶναι $41^0 27'$. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι εἰς ὑάλινον ὀρθογώνιον πρίσμα *εὑρισκόμενον ἐντὸς τοῦ ἀέρος* ἡ ἀνάδυσις εἶναι ἀδύνατος. Ἀκτὶς δηλ. ὁπωσδήποτε προσπίπτουσα ἐπὶ μιᾶς τῶν καθέτων ἑδρῶν, εἶναι ἀδύνατον νὰ ἐξέλθῃ ἐκ τῆς ἄλλης. Ἂν ὅμως τὸ πρίσμα εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ὕδατος ἡ ἀνάδυσις εἶναι δυνατή, διότι τότε ἡ ὁρικὴ γωνία εἶναι $61^0 38'$ καὶ ἡ ὀρθὴ γωνία εἶναι μικροτέρα τοῦ διπλασίου τῆς ὁρικῆς.

§ 573. ***Τύποι κατὰ προσέγγισιν δι' ὀξέα πρίσματα καὶ περίπου κάθετον πρόσπτωσιν.*** Ἂν ἡ θλαστικὴ γωνία A τοῦ πρίσματος εἶναι πολὺ μικρὰ καὶ ἡ πρόσπτωσις πλησιάζῃ πρὸς τὴν κάθετον, ὅλαι αἱ γωνίαι τῶν σχ. 408 καὶ 409 εἶναι πολὺ μικραὶ καὶ ἑπομένως ἠμποροῦμεν νὰ ἀντικαταστήσωμεν εἰς τοὺς τύπους (1) τῆς § 570 τὰ ἡμίτονα δι' αὐτῶν τῶν γωνιῶν. Οὕτω λαμβάνομεν τοὺς ἑξῆς πολὺ ἁπλουστέρους τύπους.

$$\alpha=\nu\beta, \qquad \delta=\nu\gamma, \qquad \beta+\gamma=A, \qquad \varepsilon=\alpha+\delta-A$$

Ἐκ τούτων εὑρίσκομεν:

$$\alpha+\delta=\nu(\beta+\gamma)=\nu A$$

καὶ θέτοντες τὴν τιμὴν ταύτην τοῦ $\alpha+\delta$ εἰς τὴν τελευταίαν ἐξίσωσιν λαμβάνομεν

$$\varepsilon=(\nu-1)\,A \tag{3}$$

ἤτοι: *εἰς ὀξέα πρίσματα καὶ ὅταν ἡ πρόσπτωσις εἶναι περίπου κάθετος,* ἡ ἐκτροπὴ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν θλαστικὴν γωνίαν καὶ πρὸς τὸν κατὰ μονάδα ἐλαττωμένον δείκτην διαθλάσεως, εἶναι δὲ ἀνεξάρτητος τῆς γωνίας προσπτώσεως

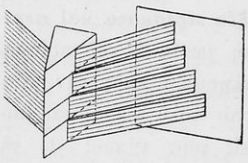
§ 574. ***Πειραματικὴ ἐπίδειξις τῶν ἰδιοτήτων τῶν πρισμάτων.*** Τὴν τελευταίαν πρότασιν τῆς προηγουμένης παραγράφου δεικνύομεν ἀφίνοντες νὰ προσπέσῃ στενὴ φωτεινὴ δέσμη ἐπὶ ὀξέος ὑαλίνου πρίσματος, στρεπτοῦ περὶ ἄξονα παράλληλον πρὸς τὴν ἀκμὴν αὐτοῦ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὅταν στρέφωμεν τὸ πρίσμα περὶ τὸν ἄξονα, παρατηροῦμεν ὅτι, ἐφ' ὅσον ἡ πρόσπτωσις εἶναι περίπου κάθετος, περὶ τὴν θέσιν δηλ. τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς, ἡ ἐξερχομένη ἀκτὶς διατηρεῖ ἀμετάβλητον διεύθυνσιν.

Ὅτι ἡ ἐκτροπὴ εἶναι ἀνάλογος τῆς θλαστικῆς γωνίας ὅταν αὕτη εἶναι μικρὰ καὶ ἐν γένει αὐξάνεται αὐξανομένης τῆς θλαστικῆς γωνίας, δεικνύομεν διὰ πρίσματος μεταβλητῆς γωνίας, π. χ. διὰ δοχείου μὲ δύο στρεπτὰ περὶ ἄξονα παράθυρα ἀποτελούμενα ἀπὸ ὑαλίνας πλάκας μὲ παραλλήλους ἕδρας, εἰς τὸ ὁποῖον θέτομεν ὕδωρ. Ἐὰν διὰ τοῦ πρίσματος τούτου διαβιβάσωμεν φωτεινὴν δέσμην, παρατηροῦμεν ὅτι, ὅταν αὐξάνωμεν τὴν θλαστικὴν αὐτοῦ γωνίαν, αὐξάνεται καὶ ἡ ἐκτροπὴ τῆς ἐξερχομένης δέσμης.

Ὅτι τέλος ἡ ἐκτροπὴ αὐξάνεται αὐξανομένου τοῦ δείκτου διαθλάσεως, δεικνύομεν διὰ τοῦ πολυπρίσματος (σχ. 411), πολλῶν δηλ. ὑαλίνων πρισμάτων τῆς αὐτῆς θλαστικῆς γωνίας ἐκ διαφόρων εἰδῶν ὑάλου συγκολλημένων οὕτως ὥστε νὰ ἔχουν κοινὴν τὴν ἀκμήν. Διαβιβάζοντες διὰ τοῦ πολυπρίσματος μονόχρουν φωτεινὴν δέσμην, παρατηροῦμεν ὅτι τὰ ἐξ ἑκάστου τῶν πρισμάτων ἀναδυόμενα μέρη αὐτῆς ἔχουν διαφόρους διευθύνσεις, μολονότι δι' ὅλα τὰ πρίσματα ἡ θλαστικὴ γωνία καὶ ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι αἱ αὐταί.



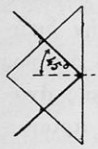
Σχ. 411.

§ 575. ***Πρίσμα ἐντὸς θλαστικωτέρου περιβάλλοντος.*** Ἂν τὸ πρίσμα εἶναι ὀλιγώτερον θλαστικὸν τοῦ περιβάλλοντος, ἡ ἀκτὶς ἐκτρέπεται *πρὸς τὴν ἀκμὴν αὐτοῦ*, καθὼς δι' ἁπλῆς γεωμετρικῆς κατασκευῆς φαίνεται. Ἀλλὰ καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἰσχύουν οἱ εὑρεθέντες τύποι, π. χ. ὁ (3) τῆς § 573, ἀρκεῖ νὰ θεωροῦμεν τὴν μὲν πρὸς τὴν βάσιν ἐκτροπὴν ὡς θετικήν, τὴν δὲ ἀντίθετον ὡς ἀρνητικήν. Διότι ὅταν τὸ πρίσμα εἶναι ὀλιγώτερον τοῦ περιβάλλοντος θλαστικόν, εἶναι $\nu < 1$ καὶ ἑπομένως ὁ παράγων $\nu - 1$ εἶναι ἀρνητικὸς καὶ ὁ τύπος (3) δίδει τὸ ε ἀρνητικόν.

§ 576. ***Πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως.*** Ἔστω (σχ. 412). πρίσμα, τοῦ ὁποίου ἡ τομὴ εἶναι τρίγωνον ὀρθογώνιον ἰσοσκελές, καὶ τοῦ ὁποίου αἱ τρεῖς ἕδραι, αἱ δύο δηλ. κάθετοι καὶ ἡ ὑποτείνουσα,

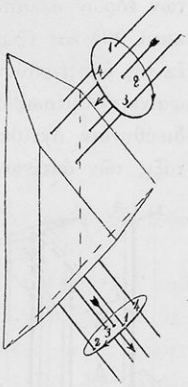
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἶναι ὀπτικῶς κατειργασμέναι. Ἐὰν ἀκτὶς φωτεινὴ προσπέσῃ καθέτως ἐπὶ μιᾶς τῶν καθέτων ἑδρῶν, εἰσέρχεται εἰς τὸ πρίσμα ἄνευ ἐκτροπῆς καὶ προσπίπτουσα ἐπὶ τῆς ὑποτεινούσης ὑπὸ γωνίαν 45°, ἡ ὁποία εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ὁρικῆς (ὅταν τὸ πρίσμα εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἀέρος, πρβλ. § 564) ἀνακλᾶται ὁλικῶς καὶ ἐξέρχεται ἐκ τῆς ἄλλης καθέτου ἕδρας ἄνευ ἐκτροπῆς, ὡς προσπίπτουσα καθέτως. Τοιαῦτα *ὀρθογώνια ἰσοσκελῆ* πρίσματα ὀνομάζονται εἰδικῶς *πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως* καὶ ἀντικαθιστοῦν λυσιτελῶς τὰ κάτοπτρα, ὅταν πρόκειται νὰ ἐκτραπῇ ἡ προσπίπτουσα δέσμη κατὰ 90°, διότι ἡ ἀνάκλασις γίνεται ἐπὶ μιᾶς καὶ μόνης ἐπιφανείας, χωρὶς ἀπώλειαν φωτὸς καὶ χωρὶς τὴν ἀνάγκην ἐπαργυρώσεως.



Σχ. 412.

Τὸ πρίσμα ὁλικῆς ἀνακλάσεως σχηματίζει, καθὼς καὶ τὰ ἐπίπεδα κάτοπτρα, εἴδωλα *συμμετρικὰ* πρὸς τὰ ἀντικείμενα. Ἑπομένως ἡ δεξιὰ χεὶρ παρατηρουμένη ἐξ ἀνακλάσεως διὰ τοιούτου πρίσματος φαίνεται ὡς ἀριστερά. Πολλάκις ὅμως εἶναι χρήσιμον νὰ ἔχωμεν εἴδωλον ὄχι συμμετρικὸν ἀλλ' ἴσον πρὸς τὸ ἀντικείμενον, νὰ βλέπωμεν δηλ. τὴν δεξιὰν χεῖρα ὡς δεξιάν. Τοῦτο κατορθώνομεν συνδυάζοντες τὸ ἁπλοῦν πρίσμα ὁλικῆς ἀνακλάσεως μὲ στεγόμορφον σύστημα ὁλικῆς ἀνακλάσεως (§ 534), ἀντικαθιστῶντες δηλ. τὴν ὑποτείνουσαν ἕδραν διὰ δύο ἑδρῶν ὑπὸ ὀρθὴν γωνίαν, τῶν ὁποίων ἡ ἀκμὴ εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν ἀντικατασταθεῖσαν ὑποτείνουσαν ἕδραν καὶ κάθετος ἐπὶ τὴν ἀκμὴν τῶν καθέτων ἑδρῶν τοῦ πρίσματος. Οὕτω λαμβάνομεν τὸ *στεγοφόρον πρίσμα τοῦ Amici* (σχ. 413). Αἱ ἀκτῖνες προσπίπτουσαι καθέτως ἐπὶ τῆς μιᾶς τῶν καθέτων ἑδρῶν εἰσέρχονται εἰς τὸ πρίσμα ἄνευ ἐκτροπῆς, ἀνακλῶνται διαδοχικῶς ἐπὶ τῶν δύο ἑδρῶν τῆς στέγης (πρβλ. σχ. 379) καὶ ἐξέρχονται καθέτως πάλιν καὶ ἄνευ νέας ἐκτροπῆς διὰ τῆς ἄλλης καθέτου ἕδρας. Ἡ τάξις τῶν ἀκτίνων δὲν μεταβάλλεται καὶ οὕτω βλέπομεν τὰ ἀντικείμενα ὅπως πράγματι εἶναι, τὴν δεξιὰν χεῖρα ὡς δεξιάν.

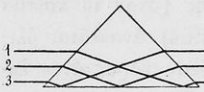


Σχ. 413.

§ 577. ***Πρίσματα ἀναστροφῆς.*** Ἂν ἐπὶ μιᾶς τῶν καθέτων ἑδρῶν

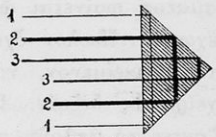
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὀρθογωνίου ἰσοσκελοῦς πρίσματος μὲ τρεῖς κατειργασμένας ἕδρας προσπέσῃ φωτεινὴ *δέσμη* κατὰ τὴν κυρίαν τομὴν παραλλήλως πρὸς τὴν ὑποτείνουσαν ἕδραν (σχ. 414) εἰσέρχεται εἰς τὸ πρίσμα, ἀνακλᾶται ὁλικῶς καὶ ἐξέρχεται ἐκ τῆς ἄλλης καθέτου ἕδρας παραλλήλως πρὸς τὴν ἀρχικὴν διεύθυνσιν. Ἐκ τοῦ σχήματος φαίνεται ἀμέσως ὅτι ἡ σειρὰ τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης ἀναστρέφεται διὰ τῆς παρεμβολῆς τοῦ πρίσματος. Ἡ κατωτάτη εὑρίσκεται μετὰ τὴν δίοδον διὰ τοῦ πρίσματος, εἰς τὴν ἀνωτάτην θέσιν. Ἂν λοιπὸν ἴδωμεν ἀντικείμενόν τι διὰ μέσου τοιούτου πρίσματος, τοῦ ὁποίου ἡ ὑποτείνουσα ἕδρα εἶναι ὁριζοντία, θὰ ἴδωμεν αὐτὸ ἀνεστραμμένον, τὸ δεξιὸν ὅμως μέρος αὐτοῦ θὰ ἴδωμεν ὡς δεξιὸν καὶ τὸ ἀριστερὸν ὡς ἀριστερόν.

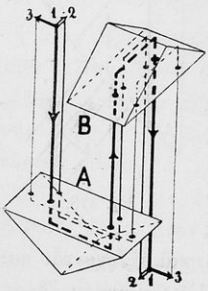


Σχ. 414.

Ἂν ἡ ἀκτὶς προσπέσῃ κατὰ τὴν κυρίαν τομὴν ἀλλὰ καθέτως πρὸς τὴν ὑποτείνουσαν ἐπιφάνειαν (σχ. 415) εἰσέρχεται ἄνευ ἐκτροπῆς, ἀνακλᾶται ὁλικῶς δὶς ἐπὶ τῶν δύο καθέτων ἑδρῶν ἀλλάσσουσα ἑκάστοτε διεύθυνσιν κατὰ 90^0 καὶ ἐξέρχεται ἄνευ ἄλλης ἐκτροπῆς ἐκ τῆς ὑποτεινούσης ἕδρας. Ἐκ τοῦ σχήματος φαίνεται ἀμέσως ὅτι εἰς τὴν ἐξερχομένην κατὰ διεύθυνσιν ἀντίθετον τῆς ἀρχικῆς δέσμην ἡ τάξις τῶν ἀκτίνων ἐπὶ τῆς κυρίας τομῆς εἶναι ἀνεστραμμένη.



Σχ. 115.



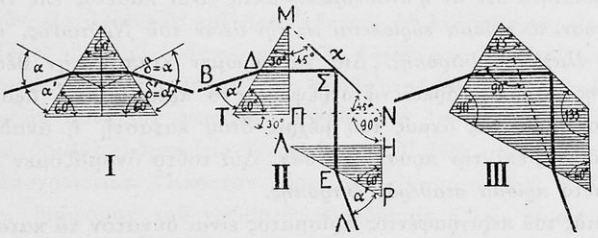
Σχ. 116.

Δύο τοιαῦτα πρίσματα (σχ. 416) μὲ παραλλήλους τὰς ὑποτεινούσας ἕδρας ἀλλὰ τὰς ὀρθογωνίους ἀκμὰς καθέτους πρὸς ἀλλήλας ἀποτελοῦν τὸ σύστημα ἀναστροφῆς τοῦ Porro, τὸ ὁποῖον ἀναστρέφει τελείως τὴν τάξιν τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης χωρὶς νὰ μεταβάλλῃ τὴν διεύθυνσιν αὐτῆς. Οὕτω ἡ ἀκτὶς 2 τῆς προσπιπτούσης δέσμης, εὑρισκομένη ὄπισθεν τῆς 1, διὰ μὲν τῆς ἀνακλάσεως εἰς τὸ πρίσμα A δὲν μεταβάλλει τὴν σχετικὴν θέσιν, διὰ δὲ τῆς ἀνακλάσεως εἰς τὸ B ἔρχεται ἔμπροσθεν τῆς 1. Ἡ ἀκτὶς 3, ἀριστερὰ τῆς 1 εἰς τὴν προσπίπτουσαν δέσμην, διὰ τῆς ἀνακλάσεως εἰς τὸ πρίσμα A ἔρχεται δεξιά, διὰ δὲ τῆς ἀνακλάσεως εἰς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ Β δὲν μεταβάλλει τὴν σχετικὴν θέσιν. Εἰς τὴν ἐξερχομένην δέσμην, ἡ ὁποία εἶναι μόνον παραλλήλως μετατοπισμένη ὡς πρὸς τὴν εἰσερχομένην ἀλλ' ἔχει τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν, ἔχομεν τελείαν ἀναστροφήν. Τὰ ἐμπρὸς ἔγιναν ὀπίσω καὶ τὰ δεξιὰ ἀριστερά. Ἂν παρενθέσωμεν τοιοῦτον σύστημα δύο ὀρθογωνίων ἰσοσκελῶν πρισμάτων μεταξὺ τοῦ ὀφθαλμοῦ μας καὶ ἀντικειμένου τινός, θὰ τὸ ἴδωμεν τελείως ἀνεστραμμένον, ὄχι μόνον δηλ. τὰ ἄνω αὐτοῦ θὰ ἴδωμεν κάτω ἀλλὰ καὶ τὰ δεξιὰ ἀριστερά.

578. ***Πρίσματα σταθερᾶς ἐκτροπῆς.*** Ἔστω πρίσμα μὲ τομὴν ἰσόπλευρον τρίγωνον, ἑπομένως μὲ θλαστικὴν γωνίαν 60^0. Ἂν ἀκτὶς προσπέσῃ ἐπ' αὐτοῦ οὕτως ὥστε ἡ ἐκτροπὴ νὰ εἶναι ἐλαχίστη (σχ. 417 I) θὰ εἶναι ἡ γωνία προσπτώσεως ἴση μὲ τὴν γωνίαν ἀναδύσεως καὶ



Σχ. 417.

ἐντὸς τοῦ πρίσματος ἡ ἀκτὶς θὰ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ διχοτομοῦν τὴν θλαστικὴν γωνίαν ἐπίπεδον.

Ὑποθέσωμεν τώρα ὅτι χωρίζομεν τὸ πρίσμα εἰς δύο διὰ τοῦ ἐπιπέδου τούτου, καὶ ἀφίνομεν τὸ μέρος ΤΜΠ εἰς τὴν ἀρχικὴν θέσιν (σχ. 417 II) Ἡ ἀκτὶς ΔΣ ἐξέρχεται ἐκ τῆς καθέτου πρὸς αὐτὴν ἕδρας ΜΠ ἄνευ ἐκτροπῆς. Διὰ κατόπτρου κ ὑπὸ γωνίαν 45^0 ἐκτρέπομεν τὴν ἀκτῖνα ΔΣ κατὰ 90^0 καὶ τὴν διευθύνομεν κατὰ τὴν ΣΕ, θέτομεν δὲ τὸ ἄλλο ἥμισυ τοῦ πρίσματος ἀνεστραμμένον εἰς τὴν θέσιν ΛΗΡ, ὅπως εἰς τὸ σχῆμα φαίνεται. Ἡ ἀκτὶς εἰσέρχεται εἰς τὸ πρίσμα ἄνευ ἐκτροπῆς καὶ ἐξέρχεται εἰς τὸ Ε ὑπὸ γωνίαν ἀναδύσεως ἴσην πρὸς τὴν γωνίαν προσπτώσεως. Ἐκ τούτου ἔπεται ὅτι ἡ ἐκ τοῦ συστήματος τούτου ἐξερχομένη ἀκτὶς ΕΛ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν εἰσερχομένην ἐπειδὴ ἡ ΤΜ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν ΤΡ, ἡ δὲ γωνία ΒΔΤ, συμπλήρωμα τῆς γωνίας προσπτώσεως, εἶναι ἴση πρὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὴν γωνίαν ΡΕΛ, συμπλήρωμα τῆς γωνίας ἀναδύσεως. Ἀφοῦ αἱ δύο πλευραὶ ΤΜ, ΤΡ τῶν γωνιῶν τούτων εἶναι κάθετοι, ἕπεται ὅτι καὶ αἱ ἄλλαι δύο, ΒΔ καὶ ΕΛ, εἶναι ἐπίσης κάθετοι.

Ἂν ἀντικαταστήσωμεν τὸ κάτοπτρον κ διὰ τοῦ πρίσματος ὁλικῆς ἀνακλάσεως ΜΝΠ ἐκ τοῦ ὑλικοῦ τοῦ πρίσματος καὶ συμπληρώσωμεν καὶ τὸ ὑπολοιπόμενον μέρος ΤΠΝΗΛ διὰ τοῦ αὐτοῦ ὑλικοῦ, πρᾶγμα τὸ ὁποῖον δὲν ἔχει σημασίαν διὰ τὰς ὀπτικὰς ἰδιότητας τοῦ συστήματος ἀφοῦ πρόκειται περὶ πλακὸς μὲ ἐπιπέδους καὶ παραλλήλους ἕδρας, τὴν ΤΠΝ καὶ τὴν ΛΗ, λαμβάνομεν τὸ τετραπλευρικὸν πρίσμα ΙΙΙ, τοῦ ὁποίου τὰ γεωμετρικὰ στοιχεῖα εἶναι σημειωμένα εἰς τὸ σχῆμα. Τὸ πρίσμα τοῦτο ἔχει τρεῖς κατειργασμένας ἕδρας, δύο θλαστικὰς καὶ μίαν ἀνακλῶσαν ὁλικῶς, ἔχει δὲ τὴν σπουδαιοτάτην ἰδιότητα ὅτι *ἂν ἡ ἀναδυομένη ἀκτὶς εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν προσπίπτουσαν, τὸ πρίσμα εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν τοῦ Νεύτωνος, τὴν θέσιν τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς.* Διὰ νὰ εὕρωμεν λοιπὸν τὴν θέσιν τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς ἀρκεῖ νὰ στρέψωμεν τὸ πρίσμα περὶ ἄξονα παράλληλον πρὸς τὰς ἀκμάς του μέχρις ὅτου καταστῇ ἡ ἀναδυομένη ἀκτὶς κάθετος ἐπὶ τὴν προσπίπτουσαν. Διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν τὸ πρίσμα τοῦτο *πρίσμα σταθερᾶς ἐκτροπῆς.*

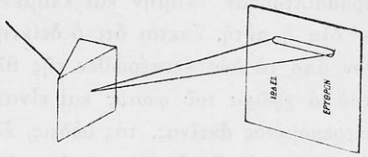
Ἐκτὸς τοῦ περιγραφέντος πρίσματος εἶναι δυνατὸν τὰ κατασκευασθοῦν πρίσματα μὲ ἄλλα γεωμετρικὰ στοιχεῖα, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ σταθερὰ ἐκτροπὴ εἶναι διάφορος. Εἰς ὅλα τὰ πρίσματα σταθερᾶς ἐκτροπῆς, ἔχομεν ἐκτὸς τῶν δύο διαθλάσεων μίαν τοὐλάχιστον ἀνάκλασιν, εἴτε ὁλικὴν εἴτε ἐπὶ ἐπαργυρωμένης ἕδρας.

ΣΧΕΣΙΣ ΤΟΥ ΔΕΙΚΤΟΥ ΔΙΑΘΛΑΣΕΩΣ ΠΡΟΣ ΤΟ ΧΡΩΜΑ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

§ 579. ***Ἀνάλυσις καὶ σύνθεσις τοῦ φωτός.*** Κατὰ τὴν δίοδον τοῦ φωτὸς διὰ πρισμάτων παρουσιάζεται σαφέστατα ἐκπεφρασμένον φαινόμενον, τὸ ὁποῖον πάντοτε συνοδεύει τὴν διάθλασιν, ἡ ἀνάλυσις τοῦ φωτός. Ἂν δηλ. διαβιβάσωμεν διὰ πρίσματος (σχ. 418) στενὴν φωτεινὴν δέσμην φωτὸς εἴτε ἡλιακοῦ εἴτε προερχομένου ἀπὸ λαμπτῆρα πετρελαίου ἢ ἠλεκτρικὸν τόξον κ.λ. παρατηροῦμεν ὅτι κατὰ διαφόρους διευθύνσεις ἐξέρχονται διάφοροι ἀκτῖνες, τὰς ὁποίας ἂν δεχθῶμεν ἐπὶ λευκοῦ διαφράγματος λαμβάνομεν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ταινίαν ἔγχρωμον, τὸ *φάσμα*. Τῆς ἐγχρώμου ταύτης ταινίας τὰ πέρατα δὲν εἶναι σαφῆ, ἀλλὰ τὸ φῶς βαθμηδὸν παύει πρὸς ἀμφότερα τὰ ἄκρα αὐτῆς, εἶναι δὲ τὸ μὲν πρὸς τὴν ἀκμὴν τοῦ πρίσματος μέρος ἐρυθρόν, τὸ δὲ ἀντίθετον ἰῶδες. Μεταξὺ τῶν δύο τούτων χρωμάτων ὑπάρχει ἀπειρία ἀποχρώσεων, αἱ ὁποῖαι διαδέχονται ἀλλήλας ἀπὸ τοῦ ἐρυθροῦ πρὸς τὸ κίτρινον, πορτοκαλλόχρουν, πράσινον, κυανοῦν, μέχρι τοῦ ἰώδους.



Σχ. 417.

Ὁ Νεύτων, ὁ πρῶτος συστηματικῶς ἐρευνήσας τὸ φαινόμενον τοῦτο, ὥρισεν εἰς ἑπτὰ τὰ χρώματα τοῦ φάσματος χωρίσας τὸ κυανοῦν εἰς ἀνοικτὸν καὶ βαθύ, ἔκτοτε δὲ ἐπεκράτησεν, εἰς στοιχειώδη ἰδίως βιβλία, ἡ ἀναγραφὴ τῶν ἑπτὰ χρωμάτων τοῦ φάσματος. Πράγματι ὅμως τὸ φάσμα τοῦ φωτὸς τοῦ ἡλίου ἢ καὶ τῶν πλείστων τῶν συνήθων φωτεινῶν πηγῶν δὲν ἀποτελεῖται ἀπὸ πεπερασμένον ἀριθμὸν διακρίτων χρωμάτων ἀλλ' εἶναι συνεχὴς σειρὰ ἀπείρων ἀποχρώσεων. Ἕκαστον μέρος τοῦ φάσματος ἔχει τὸ ἴδιόν του χρῶμα, διάφορον τοῦ χρώματος οἱουδήποτε ἄλλου μέρους ὁσονδήποτε γειτονικοῦ. Ἡ διάκρισις λοιπὸν τῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος διὰ διαφόρων ὀνομασιῶν εἶναι ἐντελῶς πρωτογενὴς καὶ ἀτελεστάτη. Ὀνόματα ἢ ἴδια σύμβολα εἶναι δυνατὸν νὰ ἔχωμεν μόνον εἰς πεπερασμένον ἀριθμόν, καὶ πράγματι θὰ ἴδωμεν βραδύτερον ὅτι ὡρισμένα χρώματα παρίστανται δι' ἰδίων συμβόλων, ὅπως π. χ. τὸ κίτρινον τῆς φλογὸς τοῦ νατρίου διὰ τοῦ συμβόλου D, θὰ γνωρίσωμεν ὅμως ἀμέσως κατωτέρω τρόπον διὰ τοῦ ὁποίου εἶναι δυνατὸν νὰ ὁρισθῇ ἀκριβῶς οἱονδήποτε μέρος τοῦ φάσματος.

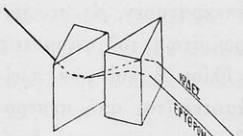
Ἡ παραγωγὴ τοῦ φάσματος ἐξηγεῖται ἂν μετὰ τοῦ Νεύτωνος δεχθῶμεν ὅτι τὸ φῶς τῶν πηγῶν, τὰς ὁποίας ἀνεφέραμεν, εἶναι σύνθετον, καὶ ὅτι τὸ πρίσμα ἐκτρέπον διαφόρως τὰ διάφορα χρώματα ἀναλύει αὐτό.

Ἀλλ' ἐκ τῆς θεωρίας τοῦ πρίσματος γνωρίζομεν ὅτι ἡ ἐκτροπὴ ὑπὸ ὡρισμένην γωνίαν προσπτώσεως ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν δείκτην διαθλάσεως καὶ εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον ὁ δ. δ. εἶναι μεγαλύτερος

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐπειδὴ λοιπὸν τὰ διάφορα χρώματα διαφόρως ἐκτρέπονται ὑπὸ ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ πρίσματος ἂν καὶ περιέχονται εἰς τὴν αὐτὴν προσπίπτουσαν δέσμην καὶ ἑπομένως ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι δι' ὅλα ἡ αὐτή, ἔπεται ὅτι ὁ δείκτης διαθλάσεως δὲν ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὰ δύο ἑκατέρωθεν τῆς θλώσης ἐπιφανείας μέσα ἀλλὰ καὶ *ἀπὸ τὸ χρῶμα τοῦ φωτὸς* καὶ εἶναι μέγιστος διὰ τὰς περισσότερον ἐκτρεπομένας ἀκτῖνας, τὰς ἰώδεις, ἐλάχιστος διὰ τὰς ἐλάχιστον ἐκτρεπομένας, τὰς ἐρυθράς, καὶ ἔχει διαμέσους τιμὰς διὰ τὰ διάμεσα χρώματα.

Ἡ ὀρθότης τῆς ἐξηγήσεως ταύτης δεικνύεται διὰ τῆς *συνθέσεως* τοῦ φωτός. Ἀντικειμενικῶς συνθέτομεν τὸ φῶς διαβιβάζοντες τὴν ἐκ τοῦ πρώτου πρίσματος ἐξερχομένην δέσμην διὰ δευτέρου ἐντελῶς ὁμοίου πρίσματος ἔχοντος τὴν ἀκμὴν παράλληλον πρὸς τὴν τοῦ πρώτου ἀλλὰ πρὸς τὸ μέρος τῆς βάσεως αὐτοῦ, οὕτως ὥστε νὰ ἐκτρέπῃ τὰς ἀκτῖνας ἀντιθέτως πρὸς τὸ πρῶτον (σχ. 419). Ἑκάστη τῶν ὑπὸ τοῦ πρώτου πρίσματος διαφόρως ἐκτρεπομένων ἀκτίνων ἐκτρέπεται ὑπὸ τοῦ δευτέρου ἀντιθέτως κατὰ τὴν αὐτὴν ἀκριβῶς γωνίαν καὶ ἑπομένως κατὰ τὴν ἐκ τούτου ἔξοδον ὅλαι αἱ ἀκτῖνες ἔχουν τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν. Δεχόμενοι τὴν ἐξερχομένην ἐκ τοῦ δευτέρου πρίσματος δέσμην ἐπὶ λευκοῦ διαφράγματος, παρατηροῦμεν ὅτι ἤρθη ἡ ἀνάλυσις καὶ ἡ δέσμη εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ἀρχικῶς προσπίπτουσαν, χρωματισμένη μόνον κατὰ τὰς παρυφὰς ἕνεκα τῆς διαφόρου παραλλήλου μετατοπίσεως τῶν διαφόρου χρώματος ἀκτίνων αὐτῆς.



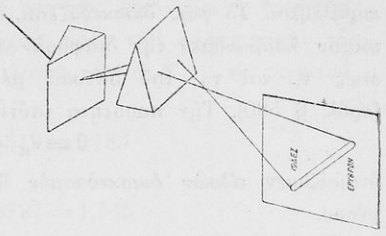
Σχ. 419.

Ὑποκειμενικῶς γίνεται ἡ σύνθεσις διὰ τοῦ καλουμένου *δίσκου τοῦ Νεύτωνος*. Οὗτος εἶναι δίσκος φέρων κατὰ τομεῖς τὰ χρώματα τοῦ φάσματος μὲ ὅσον τὸ δυνατὸν μεγαλυτέραν προσέγγισιν καὶ μὲ τὴν σχετικὴν ἔκτασιν αὐτῶν εἰς τὸ φάσμα. Ἂν περιστρέψωμεν τὸν δίσκον ταχέως περὶ τὸν ἄξονα αὐτοῦ, συγχέονται τὰ ἐκ τῶν χρωμάτων του προερχόμενα αἰσθήματα εἰς ἓν καὶ μόνον αἴσθημα καὶ βλέπομεν αὐτὸν σχεδὸν λευκὸν ἢ μᾶλλον τεφρόν.

Ἂν τὴν ἐκ πρίσματος ἐξερχομένην δέσμην διαβιβάσωμεν διὰ δευτέρου πρίσματος (σχ. 420) τοῦ ὁποίου ἡ ἀκμὴ εἶναι κάθετος ἐπὶ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὴν τοῦ πρώτου, τὰ διάφορα χρώματα ἐκτρέπονται πάλιν διαφόρως καὶ λαμβάνομεν νέον φάσμα εἰς ἄλλην θέσιν, ἀλλὰ νέα χρώματα δὲν ἀναφαίνονται. Δικαιούμεθα λοιπὸν νὰ θεωροῦμεν τὰ χρώματα τοῦ φάσματος ὡς *ἁπλᾶ*. Φῶς περιέχον ἀκτῖνας ἑνὸς μόνου χρώματος τοῦ φάσματος ὀνομάζεται *μονόχρουν*, ἀναγνωρίζομεν δὲ ἂν τὸ φῶς εἶναι πράγματι μονόχρουν διαβιβάζοντες αὐτὸ διὰ πρίσματος. Ἡ μονόχρους ἀκτὶς μένει ἐνιαία μετὰ τὴν διὰ τοῦ πρίσματος δίοδον, ἐνῷ τὸ σύνθετον φῶς ἀναλύεται εἰς τὰ συστατικά του χρώματα.



Σχ. 420.

Σημειωτέον ὅτι ἡ ἔννοια τοῦ μονοχρόου φωτὸς εἶναι σχετικὴ πρὸς τὴν ἀναλυτικὴν ἱκανότητα τῶν ὀργάνων, τὰ ὁποῖα πρὸς ἀνάλυσιν αὐτοῦ μεταχειριζόμεθα. Οὕτω φῶς, τὸ ὁποῖον ἀναλυόμενον δι' ἁπλοῦ πρίσματος κατὰ τὸν στοιχειώδη ἐκτεθέντα τρόπον φαίνεται μονόχρουν, ὅπως π. χ. τὸ φῶς D τοῦ Νατρίου, ἀναλυόμενον δι' ἰσχυροτέρων ἀναλυτικῶν μέσων ἀποδεικνύεται σύνθετον.

§ 580. ***Ἀκριβέστερος ὁρισμὸς τοῦ χρώματος τοῦ φωτός.*** Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἐκτεθέντων συνάγομεν ἀκριβέστερον τρόπον καθορισμοῦ τῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος. *Ἕκαστον χρῶμα ὁρίζεται διὰ τοῦ ἀπολύτου δείκτου διαθλάσεως μέσου τινὸς κατὰ συνθήκην ὁριζομένου, π.χ. τοῦ ὕδατος εἰς 15°.* Οὕτω π.χ. τὸ κίτρινον φῶς D τοῦ νατρίου ἠμπορεῖ νὰ ὁρισθῇ ὡς τὸ φῶς, διὰ τὸ ὁποῖον ὁ δ. δ. τοῦ ὕδατος εἰς 15° εἶναι 1,3335.

Ὁρίζομεν ὡς ἐρυθρὸν φῶς C τὸ φῶς, διὰ τὸ ὁποῖον ὁ δ. δ. τοῦ ὕδατος εἶναι 1,3317, ὡς ἰῶδες δὲ φῶς H τὸ φῶς, διὰ τὸ ὁποῖον ὁ δ. δ. τοῦ ὕδατος εἶναι 1,3441.

Εἰς τὴν φυσικὴν ὀπτικὴν θὰ γνωρίσωμεν τρόπον ὁρισμοῦ τοῦ χρώματος τοῦ φωτὸς ἀνεξάρτητον τῶν ἰδιοτήτων οἱουδήποτε ὑλικοῦ μέσου.

§ 581. ***Διασκεδασμός.*** Ἡ διάθλασις συνοδεύεται, καθὼς ἀνωτέρω ἐξεθέσαμεν, πάντοτε ὑπὸ ἀναλύσεως τοῦ φωτὸς ἕνεκα τοῦ διαφόρου δείκτου διαθλάσεως τῶν αὐτῶν ὀπτικῶν μέσων διὰ φῶς δια-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φόρου χρώματος. Ἕκαστον χρῶμα ἐκτρέπεται διαφόρως καὶ εἰς τὴν διαθλωμένην δέσμην αἱ ἀκτῖνες διαφόρων χρωμάτων δὲν εἶναι πλέον παράλληλοι. *Τὸ φῶς διασκεδάζεται,* ὡς μέτρον δὲ τοῦ διασκεδασμοῦ τούτου λαμβάνομεν τὴν διαφορὰν τῶν ἀπολύτων δεικτῶν διαθλάσεως ν_C καὶ ν_H τοῦ ὀπτικοῦ μέσου διὰ τὰς ἀκτῖνας C καὶ H (πρβλ. § 580). Τὴν ποσότητα ταύτην

$$\theta = \nu_H - \nu_C$$

ὀνομάζομεν *εἰδικὸν διασκεδασμὸν* ἢ *διασκεδαστικὴν ἱκανότητα* τοῦ μέσου.

Κατὰ τὴν ἐξίσωσιν (3) τῆς § 573 ἡ ὑπὸ ὀξέος πρίσματος μὲ θλαστικὴν γωνίαν A προκαλουμένη ἐκτροπὴ φωτεινῆς δέσμης εἶναι

$$\varepsilon = (\nu - 1)\,A$$

Ἐὰν ἐπὶ τοῦ πρίσματος προσπέσῃ δέσμη συνθέτου φωτὸς καὶ εἶναι ν_H, ν_C οἱ δ. δ. τοῦ ὑλικοῦ τοῦ πρίσματος διὰ τὰς ἀκτῖνας H καὶ C, ἡ ἐκτροπὴ τῶν ἀκτίνων τούτων θὰ εἶναι

$$\varepsilon_H = (\nu_H - 1)\,A$$
$$\varepsilon_C = (\nu_C - 1)\,A$$

καὶ ἑπομένως εἰς τὴν ἀναδυομένην δέσμην αἱ ἀκτῖνες H καὶ C θὰ σχηματίζουν πρὸς ἀλλήλας γωνίαν

$$\varepsilon_H - \varepsilon_C = (\nu_H - \nu_C)\,A = \theta A$$

καὶ ἂν δεχθῶμεν τὸ φάσμα ἐπὶ διαφράγματος εἰς ὡρισμένην ἀπὸ τοῦ πρίσματος ἀπόστασιν, τὸ μῆκος αὐτοῦ, ἐφ' ὅσον ἡ γωνία A εἶναι μικρά, εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν γωνίαν ταύτην, τὴν θλαστικὴν δηλ. γωνίαν τοῦ πρίσματος, καὶ πρὸς τὴν διασκεδαστικὴν ἱκανότητα τοῦ ὑλικοῦ τοῦ πρίσματος.

Εἰς τὸ ὕδωρ, καθὼς εἴδομεν, εἶναι

$$\nu_H = 1{,}3441 \qquad \nu_C = 1{,}3317$$

ἑπομένως

$$\theta = 0{,}0124$$

Εἰς τὴν ἐλαφρὰν στεφανύαλον (Crown-glas) εἶναι

$$\nu_H = 1{,}5312 \qquad \nu_C = 1{,}5127$$
$$\theta = 0{,}0185$$

Εἰς τὴν βαρεῖαν πυριτύαλον (Flint-glas) εἶναι

$$\nu_H = 1{,}8110 \qquad \nu_C = 1{,}7434$$
$$\theta = 0{,}0676$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 582. ***Σύνθετα πρίσματα.*** *Πρίσματα ἀχρωστικά—Πρίσματα εὐθυσκοπικά.* Σπουδαιότατον καὶ διὰ τὴν κατασκευὴν τῶν ὀπτικῶν ὀργάνων ἐν γένει σημαντικώτατον γεγονὸς εἶναι ὅτι ἡ διασκεδαστικὴ ἱκανότης *δὲν ἔχει ἁπλῆν σχέσιν* πρὸς τὴν μέσην τιμὴν τοῦ δείκτου διαθλάσεως. Οὕτω π. χ. ὁ λόγος τῶν δ. δ. ν_H τῆς πυριτυάλου καὶ τῆς στεφανυάλου εἶναι

$$1{,}8110 : 1{,}5312 = 1{,}183$$

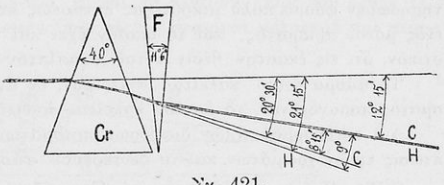
ὁ λόγος τῶν δ. δ. ν_C

$$1{,}7434 : 1{,}5127 = 1{,}145$$

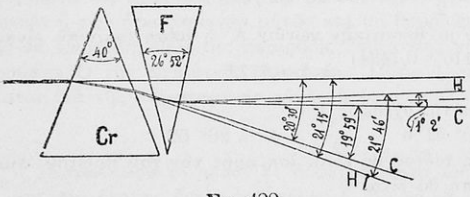
ἀλλ' ἡ διασκεδαστικὴ ἱκανότης τῆς πυριτυάλου ἔχει λόγον πρὸς τὴν τῆς στεφανυάλου

$$0{,}0676 : 0{,}0185 = 3{,}654.$$

Ἕνεκα τούτου ἠμποροῦμεν, μεταχειριζόμενοι πρίσματα διαφόρου θλαστικῆς γωνίας καὶ ἐκ διαφόρων ὑλικῶν, νὰ ἐπιτύχωμεν εἴτε μεγάλην μέσην ἐκτροπὴν τῆς δέσμης μὲ μικρὸν σχετικῶς διασκεδασμὸν εἴτε καὶ μικρὰν μέσην ἐκτροπὴν μὲ σημαντικὸν διασκεδασμόν. Διὰ τοῦ συνδυασμοῦ δὲ πρισμάτων ἐκ διαφόρων ὑλικῶν εἶναι δυνατὸν νὰ ἔχωμεν εἴτε ἐκτροπὴν τῆς δέσμης χωρὶς αἰσθητὸν διασκεδασμὸν (πρίσματα ἀχρωστικά, σχ. 421) εἴτε διασκεδασμὸν χωρὶς ἐκτροπὴν τῶν μέσων ἀκτίνων τῆς δέσμης (πρίσματα εὐθυσκοπικά, σχ. 422).



Σχ. 421.



Σχ. 422.

§ 583 ***Πρίσματα ἀχρωστικά.*** Ἔστω πρίσμα ἐκ στεφανυάλου ($\nu_H = 1{,}5312$, $\nu_C = 1{,}5127$) μὲ θλαστικὴν γωνίαν 40°. Λεχόμενοι ὅτι διὰ τὴν γωνίαν ταύτην ἰσχύουν κατὰ προσέγγισιν οἱ τύποι τῆς § 573, εὑρίσκομεν διὰ τὴν ἐκτροπὴν τῶν ἀκτίνων H καὶ C

$$\varepsilon_H = 40^\circ . 0{,}5312 = 21^\circ 15'$$
$$\varepsilon_C = 40^\circ . 0{,}5127 = 20^\circ 30'$$

Ὁ διασκεδασμὸς εἶναι $21^\circ 15' - 20^\circ 30 = 45'$.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἔστω τώρα πρίσμα ἐκ πυριτυάλου ($\nu_H = 1{,}8110$, $\nu_C = 1{,}7434$) καὶ Α ἡ θλαστικὴ αὐτοῦ γωνία.

Ἡ ἐκτροπὴ εἰς τὸ πρίσμα τοῦτο θὰ εἶναι

$$\varepsilon_H = A \,.\, 0{,}8110 \qquad \varepsilon_C = A \,.\, 0{,}7434$$

καὶ ὁ διασκεδασμὸς $A\,(0{,}8110 - 07434) = A.\ 0{,}0676$.

Ἂν προσδιορίσωμεν τὸ Α ἐκ τῆς σχέσεως

$$A \,.\, 0{,}0676 = 45' \qquad A = 45' : 0{,}0676 = 11^\circ\ 6'$$

ὁ διασκεδασμὸς θὰ εἶναι 45′ ἡ δὲ ἐκτροπὴ

$$\varepsilon_H = 11^\circ\ 6' \,.\, 0{,}8110 = 9^\circ$$
$$\varepsilon_C = 11^\circ\ 6' \,.\, 0{,}7434 = 8^\circ\ 15'$$

Ἂν λοιπὸν τὴν ὑπὸ τοῦ πρώτου πρίσματος ἐκτραπεῖσαν δέσμην διαβιβάσωμεν διὰ πρίσματος ἐκ πυριτυάλου ἀντιθέτως πρὸς τὸ πρῶτον τοποθετημένου (σχ. 421) ὁ μὲν διασκεδασμὸς θὰ ἀρθῇ, θὰ μείνῃ δὲ μόνον ἡ ἐκτροπὴ κατὰ $12^\circ\ 15'$.

Ἐκ τῆς συμπτώσεως τῶν δύο ἀκτίνων Η καὶ C δὲν ἔπεται ὅτι αἱ ἀκτῖνες ὅλων τῶν χρωμάτων λαμβάνουν τὴν ἰδίαν διεύθυνσιν. Μέρος τοῦ διασκεδασμοῦ παραμένει καὶ ἂν δεχθῶμεν τὴν ἐκτραπεῖσαν δέσμην ἐπὶ πετάσματος θὰ παρατηρήσωμεν φάσμα πολὺ μικροτέρας ἐκτάσεως παρὰ ἐὰν ἡ ἐκροπὴ ἐγίνετο δι' ἑνὸς μόνου πρίσματος, καὶ τὸ ὁποῖον ἔχει καὶ τοῦτο τὸ ἰδιαίτερον χαρακτηριστικόν, ὅτι εἰς ἑκάστην θέσιν αὐτοῦ συμπίπτουν δύο διάφορα χρώματα.

Τὸ φάσμα τοῦτο καλεῖται *δευτερεῦον*, ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὸ δι' ἁπλοῦ πρίσματος παραγόμενον, τὸ ὁποῖον καλεῖται *πρωτεῦον*.

Διὰ συνδυασμοῦ τριῶν διαφόρων πρισμάτων ἐπιτυγχάνεται ἡ ἀκριβὴς σύμπτωσις τριῶν χρωμάτων καὶ τὸ δευτερεῦον φάσμα αἴρεται πρακτικῶς.

§ 584. *Πρίσματα εὐθυσκοπικά*. Θεωροῦμεν πάλιν τὸ ἐκ στεφανυάλου πρίσμα μὲ θλαστικὴν γωνίαν 40°. Ἡ μέση ἐκτροπὴ τῶν ἀκτίνων Η καὶ C εἶναι

$$\frac{21^\circ\ 15' + 20^\circ\ 30'}{2} = 20^\circ\ 52',5$$

Εἰς πρίσμα ἐκ πυριτυάλου μὲ θλαστικὴν γωνίαν Α ἡ μέση ἐκτροπὴ εἶναι

$$\frac{A.\ (0{,}8110 + 0{,}7434)}{2} = A.\ 0{,}7772$$

Ἂν ὑπολογίσωμεν τὸ Α ἐκ τῆς σχέσεως

$$A.\ 0{,}7772 = 20^\circ\ 52',5 \qquad A = 26^\circ\ 52'$$

ἡ μέση ἐκτροπὴ τοῦ πρίσματος τούτου θὰ εἶναι ἴση πρὸς τὴν τοῦ πρώτου. Διὰ τὰς ἀκτῖνας Η καὶ C ἡ ἐκτροπὴ θὰ εἶναι

$$\varepsilon_H = 26^\circ.\ 52'.\ 0{,}8110 = 21^\circ\ 46'$$
$$\varepsilon_C = 26^\circ.\ 52'.\ 0{,}7434 = 19^\circ\ 59'$$

Ἂν λοιπὸν διαβιβάσωμεν τὴν ἐκ τοῦ πρώτου πρίσματος ἐξερχομένην δέσμην διὰ πρίσματος ἐκ πυριτυάλου μὲ θλαστικὴν γωνίαν $26^\circ\ 52'$ τοποθετημένου ἀντιθέτως πρὸς τὸ πρῶτον (σχ. 422), θὰ ἀρθῇ ἡ μέση ἐκτροπή, θὰ μείνῃ ὅμως αἰσθητὸς διασκεδασμός. Ἡ ἀκτὶς δηλ. Η ἐκτρέπεται ὑπὸ τοῦ πρώτου πρίσματος κατὰ $21^\circ 15'$ πρὸς τὰ κάτω, ὑπὸ δὲ τοῦ δευτέρου κατὰ $21^\circ 46'$ πρὸς τὰ ἄνω, ἤτοι ἐν ὅλῳ κατὰ $31'$ *πρὸς τὰ ἄνω* τῆς ἀρχικῆς διευθύνσεως. Ἡ ἀκτὶς C ἐκτρέπεται ὑπὸ τοῦ πρώτου πρίσματος κατὰ $20^\circ 30'$ πρὸς τὰ κάτω, ὑπὸ δὲ τοῦ δευτέρου κατὰ $19^\circ 59'$ πρὸς τὰ ἄνω, ἤτοι ἐν ὅλῳ κατὰ $31'$ *πρὸς*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

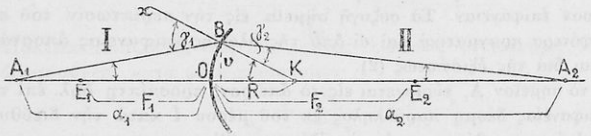
τὰ κάτω τῆς ἀρχικῆς διευθύνσεως. Οὕτω ἡ μέση κατεύθυνσις τῆς δέσμης μένει ἀμετάβλητος, ἔχομεν ὅμως διασκεδασμὸν 31′+31′, δηλ. μιᾶς μοίρας καὶ δύο λεπτῶν.

§ 585. Ἄλλοτε ἦσαν γνωστὰ δύο μόνον εἴδη ὑάλου, ἡ στεφανύαλος καὶ ἡ πυριτύαλος. Σήμερον ἡ κατασκευὴ τῶν διὰ τὴν ὀπτικὴν χρησίμων τηγμάτων ἔχει προοδεύσῃ τόσον, ὥστε ἡ ὑαλουργία παρέχει εἰς τὸν κατασκευαστὴν ὀπτικῶν ὀργάνων μεγίστην ποικιλίαν εἰδῶν ὑάλου μὲ διαφορωτάτους δείκτας διαθλάσεως καὶ μικρὸν ἢ μεγάλον διασκεδασμόν. Εἰς τὰς προόδους ταύτας τῆς ὑαλουργίας ὀφείλεται κατὰ μέγα μέρος ἡ θαυμαστὴ τελειότης τῶν νεωτέρων ὀπτικῶν ὀργάνων.

ΣΦΑΙΡΙΚΑ ΔΙΟΠΤΡΑ

ΔΙΑΘΛΑΣΙΣ ΕΠΙ ΣΦΑΙΡΙΚΩΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΩΝ

586. Θεωροῦμεν (σχ. 423) δύο ὀπτικὰ μέσα I, II μὲ ἀπολύτους δείκτας διαθλάσεως ν_1, ν_2 καὶ χωριζόμενα ἀπ' ἀλλήλων διὰ σφαιρικῆς ἐπιφανείας μικροῦ ἀνοίγματος, τῆς ὁποίας ἡ ἀκτὶς ἔστω R καὶ τὸ κέντρον ἐντὸς τοῦ μέσου II. Τὸν ἄξονα τοῦ συστήματος ὁρίζομεν ὅπως εἰς τὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα καὶ περι-



Σχ. 423.

ορίζόμεθα εἰς ἀξονικὰς ἀκτῖνας. Θὰ ἀντικαθιστῶμεν λοιπὸν τὰ ἡμίτονα διὰ τῶν γωνιῶν ἢ τῶν ἐφαπτομένων αὐτῶν καὶ θὰ θεωροῦμεν ὡς συμπίπτοντα τὸν πόδα τῆς ἔκ τινος σημείου τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας καθέτου ἐπὶ τὸν ἄξονα μὲ τὴν κορυφὴν O τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας. Οὕτω ἡ γωνία BA_1O π.χ. θὰ ἀντικαθίσταται διὰ τῆς ἐφαπτομένης αὐτῆς ἡ ὁποία πάλιν κατὰ προσέγγισιν εἶναι

$$\frac{\upsilon}{A_1O} \quad \text{ἢ} \quad \frac{\upsilon}{\alpha_1}$$

Ἔστω τώρα τὸ μέσον II θλαστικώτερον τοῦ I, δηλ. $\nu_2 > \nu_1$, καὶ σημεῖον A_1 ἐπὶ τοῦ ἄξονος ἐντὸς τοῦ μέσου I. Διὰ νὰ εὕρωμεν τὸ συζυγὲς αὐτοῦ φέρομεν τὴν ἀκτῖνα A_1B, ἡ ὁποία προσπίπτουσα ἐπὶ τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας εἰς τὸ B σχηματίζει μὲ τὴν κάθετον, τὴν γεωμετρικὴν δηλ. ἀκτῖνα KBκ τῆς σφαίρας, τὴν γωνίαν γ_1. Ἡ διαθλωμένη ἀκτίς, εὑρισκομένη ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου $A_1Bκ$, ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου δηλ. τοῦ σχήματος, σχηματίζει μὲ τὴν BK τὴν γωνίαν γ_2 συνδεομένην μὲ τὴν γ_1 διὰ τῆς σχέσεως τοῦ Snell, τὴν ὁποίαν γράφομεν ὑπὸ τὴν συμμετρικὴν μορφὴν (πρβλ. § 562) ἀντικαθιστῶντες τὰ ἡμίτονα διὰ τῶν γωνιῶν ὡς ἑξῆς:

(1) $$\nu_1 \gamma_1 = \nu_2 \gamma_2$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν ἡ γωνία γ_2 εἶναι ἀρκούντως μικρά, ὅπως εἰς τὸ σχῆμα, ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς τέμνει τὸν ἄξονα εἰς τὸ Α. Πρὸς τοῦτο ἀρκεῖ νὰ εἶναι ἡ γωνία α_1 ἀρκούντως μικρά, νὰ εἶναι δηλ. ἀρκετὰ μεγάλη ἡ ἀπόστασις τοῦ A_1 ἀπὸ τοῦ **Ο.**

Ἂν θέσωμεν $A_1O = a_1$, $A_2O = a_2$, ἔχομεν ἐκ τοῦ θεωρήματος ὅτι ἡ ἐξωτερικὴ γωνία τριγώνου ἰσοῦται μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν δύο ἐντὸς καὶ ἀπέναντι τὰς ἑξῆς σχέσεις :

$$OKB = K\Lambda_2B + KBA_2$$
$$A_1Bκ = BA_1O + OKB$$

ἢ

$$\frac{υ}{R} - \frac{υ}{a_2} = \gamma_2$$
$$\frac{υ}{R} + \frac{υ}{a_1} = \gamma_1$$

Ἂν πολλαπλασιάσωμεν τὰς ἐξισώσεις ταύτας ἀντιστοίχως ἐπὶ ν_2 καὶ ν_1, τὰ δεύτερα μέλη των γίνονται συμφώνως πρὸς τὴν ἐξίσωσιν (1) ἴσα· εἶναι λοιπόν

$$\nu_2\left(\frac{υ}{R} - \frac{υ}{a_2}\right) = \nu_1 \left(\frac{υ}{R} + \frac{υ}{a_1}\right)$$

ἢ

$$\frac{\nu_1}{a_1} + \frac{\nu_2}{a_2} = \frac{\nu_2 - \nu_1}{R} \qquad (2)$$

Ἐπειδὴ ἡ ἐξίσωσις αὕτη εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς κλίσεως τῆς ἀκτῖνος $\mathbf{A_1B}$ πρὸς τὸν ἄξονα, ἕπεται ὅτι τὸ A_2 εἶναι τὸ συζυγὲς σημεῖον τοῦ A_1 ὡς πρὸς τὴν Ολῶσαν ἐπιφάνειαν. Τὰ συζυγῆ σημεῖα εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ σχήματος εἶναι ἀμφότερα πραγματικὰ καὶ αἱ ἀπὸ τῆς Ολώσης ἐπιφανείας ἀποστάσεις των συνδέονται διὰ τῆς ἐξισώσεως (2).

Ἂν τὸ σημεῖον A_1 εὑρίσκεται εἰς τὸ ἄπειρον, προσπίπτῃ δηλ. ἐπὶ τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας δέσμη παράλληλος ἐκ τοῦ μέσου Ι κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος, εὑρίσκομεν θέτοντες εἰς τὴν ἐξίσωσιν (2) $\alpha_1 = \infty$

$$\alpha_2 = \frac{\nu_2}{\nu_2 - \nu_1} R = F_2 \qquad (3)$$

Τὸ ὑπὸ τῆς ἐξισώσεως ταύτης ὁριζόμενον σημεῖον $\mathbf{E_2}$ τοῦ ἄξονος ὀνομάζομεν κυρίαν ἑστίαν τοῦ συστήματος διὰ τὸ μέσον ΙΙ. Ὁμοίως εὑρίσκομεν ὅτι ἡ κυρία ἑστία E_1 διὰ τὸ μέσον Ι ὁρίζεται ὑπὸ τῆς σχέσεως

$$\alpha_1 = \frac{\nu_1}{\nu_2 - \nu_1} R = F_1 \qquad (4)$$

Ἂν π. χ. τὰ μέσα εἶναι ἀὴρ ($\nu_1 = 1$) καὶ πυριτύαλος ($\nu_2 = 1{,}7$) ἡ μὲν ἑστία E_1 εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν $F_1 = R \cdot 1{,}43$ ἀπὸ τοῦ Ο ἡ δὲ E_2 εἰς ἀπόστασιν $F_2 = R \cdot 2{,}43$. Αἱ ἑστίαι E_1, E_2 εὑρίσκονται ἐντὸς τῶν εἰς αὐτὰς ἀντιστοίχων μέσων, εἶναι λοιπὸν ἀμφότεραι *πραγματικαί*.

Τὰ F_1 καὶ F_2 ὀνομάζονται κύριαι ἑστιακαὶ ἀποστάσεις τοῦ συστήματος.

Ἐκ τῶν ἐξισώσεων (3, 4) εὑρίσκομεν τὴν σπουδαιοτάτην σχέσιν

$$F_1 : F_2 = \nu_1 : \nu_2 \qquad (5)$$

Αἱ κύριαι ἑστιακαὶ ἀποστάσεις εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τοὺς δείκτας διαθλάσεως τῶν ἀντιστοίχων μέσων.

Ἀξιοσημείωτον εἶναι ὅτι διὰ τιμὰς τῶν δεικτῶν διαθλάσεως

$$\nu_1 = 1, \qquad \nu_2 = 2$$

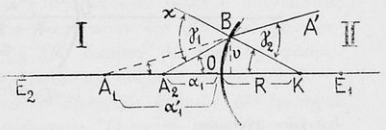
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἡ ἐξίσωσις (4) μᾶς δίδει

$$F_2 = 2R$$

Ἡ κυρία ἑστία F_2 ἀπέχει τοῦ O κατὰ μίαν διάμετρον, εὑρίσκεται δηλ. ἐπὶ τῆς σφαίρας. Ἂν λοιπὸν ἔχωμεν σφαῖραν δείκτου διαθλάσεως 2 ἐντὸς τοῦ ἀέρος, τὰ εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν εὑρισκόμενα ἀντικείμενα θὰ ἀπεικονίζωνται ἐπὶ τῆς ἀπέναντι ἐπιφανείας αὐτῆς.

Ἂν τὸ α_1 γίνῃ μικρότερον τοῦ F_1 τὸ $\frac{\nu_1}{\alpha_1}$ γίνεται μεγαλύτερον τοῦ δευτέρου μέρους τῆς ἐξισώσεως (2) καὶ ἑπομένως τὸ α_2 πρέπει νὰ εἶνε ἀρνητικόν. Τοῦτο μᾶς δεικνύει ὅτι, ὅταν τὸ σημεῖον A_1 εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς ἑστίας E_1 καὶ τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας, τὸ συζυγὲς αὐτοῦ εἶναι φανταστικόν. Τὴν γεωμετρικὴν ἀπόδειξιν τῆς προτάσεως ταύτης ὑποδεικνύομεν μόνον. Ἐκ τοῦ σχ. 424, εἰς τὸ ὁποῖον εἶναι A_1B ἡ προσπίπτουσα ἀκτίς, γ_1, γ_2 αἱ γωνίαι προσπτώσεως καὶ διαθλάσεως, α_1, α'_2 αἱ ἀπόλυτοι τιμαὶ τῶν ἀποστάσεων τῶν συζυγῶν σημείων ἀπὸ τοῦ O, εὑρίσκομεν.



Σχ. 424.

$$\nu_1\gamma_1 = \nu_2\gamma_2$$

$$\gamma_1 = BK\backslash_1 + B\backslash_1K, \qquad \gamma_2 = BK\backslash_2 + BA_2K$$

ἢ

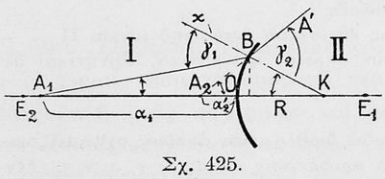
$$\gamma_1 = \frac{\upsilon}{R} + \frac{\upsilon}{\alpha_1}, \qquad \gamma_2 = \frac{\upsilon}{R} + \frac{\upsilon}{\alpha'_2}$$

Πολλαπλασιάζοντες τὰς δύο ταύτας ἐξισώσεις ἀντιστοίχως ἐπὶ ν_1 καὶ ν_2 καὶ ἀφαιροῦντες κατὰ μέλη εὑρίσκομεν

$$\frac{\nu_1}{\alpha_1} + \frac{\nu_2}{-\alpha'_2} = \frac{\nu_2 - \nu_1}{R}$$

καὶ ἂν θέσωμεν $-\alpha'_2 = \alpha_2$, ἡ ἐξίσωσις γίνεται ἐντελῶς ἡ αὐτὴ μὲ τὴν (2), ὅπου ὅμως τὸ α_2 θὰ εἶναι ἀρνητικὸν διότι τὸ A_2, ἑστία τῆς ἐντὸς τοῦ μέσου II διαδιδομένης δέσμης, εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ μέσου I, εἶναι λοιπὸν σημεῖον φανταστικόν.

Ἔστω τώρα τὸ μέσον I θλαστικώτερον τοῦ II, δηλ. $\nu_1 > \nu_2$, καὶ σημεῖων A_1 ἐντὸς τοῦ μέσου I ἐπὶ τοῦ ἄξονος (σχ. 425). Φέρομεν τὴν ἀκτῖνα A_1B, ἡ ὁποία σχηματίζει εἰς τὸ B μὲ τὴν κάθετον τὴν γωνίαν γ_1. Ἡ γωνία διαθλάσεως γ_2 εἶναι μεγαλυτέρα τῆς γ_1, ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς εἶναι ἡ BA' καὶ ἡ προεκβολή της πρὸς τὰ ὀπίσω τέμνει τὸν ἄξονα εἰς τὸ A_2.



Σχ. 425.

Ἐκ τοῦ σχήματος εὑρίσκομεν

$$\nu_1\gamma_1 = \nu_2\gamma_2$$

$$\gamma_1 = \frac{\upsilon}{R} + \frac{\upsilon}{\alpha_1} \qquad \gamma_2 = \frac{\upsilon}{R} + \frac{\upsilon}{\alpha'_2}$$

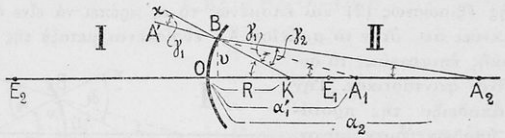
καὶ ἂν πολλαπλασιάσωμεν ἐπὶ γ_1, ν_2 καὶ ἀφαιρέσωμεν,

$$\frac{\nu_1}{\alpha_1} + \frac{\nu_2}{-\alpha'_2} = \frac{\nu_2 - \nu_1}{R}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἂν δὲ θέσωμεν $-\alpha'_2=\alpha_2$, ἡ ἐξίσωσις λαμβάνει πάλιν τὴν μορφὴν (2) μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι τώρα, ἀφοῦ τὸ ν_2 εἶναι μικρότερον τοῦ ν_1, τὸ δεύτερον μέλος τῆς ἐξισώσεως εἶναι ἀρνητικόν. Εἶναι ἀδύνατον λοιπὸν νὰ εἶναι καὶ τὸ α_1 καὶ τὸ α_2 θετικά. Τὸ ἓν τουλάχιστον θὰ εἶναι ἀρνητικόν. Ἐκ τῶν συζυγῶν δηλ. σημείων τὸ ἓν τοὐλάχιστον εἶναι φανταστικόν, δυνατὸν δὲ νὰ εἶναι καὶ ἀμφότερα φανταστικά.

Εἰς τὸ σχ. 426 ἔχομεν τὴν κατασκευήν, διὰ τῆς ὁποίας εὑρίσκομεν τὸ συζυγὲς σημεῖον τοῦ ἐντὸς τοῦ μέσου II πραγματικοῦ σημείου A_2.



Σχ. 426.

Ἐκ τῶν σχέσεων:

$$\frac{\upsilon}{R}=\gamma_1+\frac{\upsilon}{\alpha'_1} \qquad \frac{\upsilon}{R}=\gamma_2+\frac{\upsilon}{\alpha_2}$$

ὅπου α'_1 εἶναι ἡ ἀπόλυτος τιμὴ τῆς ἀποστάσεως τοῦ A_1 ἀπὸ τοῦ O, εὑρίσκομεν πολλαπλασιάζοντες ἐπὶ ν_1, ν_2 καὶ ἀφαιροῦντες

$$\frac{\nu_1}{-\alpha'_1}+\frac{\nu_2}{\alpha_2}=\frac{\nu_2-\nu_1}{R}$$

καὶ ἂν θέσωμεν $-\alpha'_1=\alpha_1$ λαμβάνομεν πάλιν τὴν ἐξίσωσιν (2). Τὸ ἀρνητικὸν α_1 δεικνύει ὅτι τὸ σημεῖον A_1 εἶναι φανταστικόν.

Διὰ τὰς κυρίας ἑστιακὰς ἀποστάσεις εὑρίσκομεν καὶ ἐνταῦθα τὰς τιμὰς

$$F_1=\frac{\nu_1}{\nu_2-\nu_1}R \qquad F_2=\frac{\nu_2-\nu_1}{\nu_2}R$$

τιμὰς ἀρνητικάς, ἀφοῦ $\nu_2-\nu_1<0$. Ἡ ἑστία E_1 λοιπὸν τοῦ μέσου I εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ II ἡ δὲ E_2 ἐντὸς τοῦ I, ἤτοι εἶναι ἀμφότεραι φανταστικαί. (πρβλ. τὰ σχ. 425 καὶ 426).

Ἡ ἐξίσωσις (2) περιλαμβάνει λοιπὸν ὅλας τὰς σχέσεις συζυγίας τοῦ θεωρηθέντος συστήματος ὑπὸ τὰς ἑξῆς προϋποθέσεις:

Τὸ κέντρον τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ μέσου II.

Θετικαὶ τιμαὶ τῶν α_1, α_2 σημαίνουν σημεῖα πραγματικά, ἀρνητικαὶ δὲ φανταστικά.

Αἱ ἀκτῖνες εἶναι ἀξονικαί.

§ 587. ***Σφάλμα σφαιρικότητος.*** Ἂν αἱ διαθλώμεναι ἀκτῖνες σχηματίζουν μεγάλην γωνίαν μὲ τὴν κάθετον, ὁ κατὰ προσέγγισιν νόμος $\nu_1\gamma_1=\nu_2\gamma_2$ δὲν ἰσχύει. Ἀντ' αὐτοῦ πρέπει νὰ θέσωμεν εἰς τὰς ἐξισώσεις μας τὸν ἀκριβῆ νόμον τοῦ Snell. Τότε ὅμως εὑρίσκομεν ὅτι ἡ διαθλωμένη δέσμη δὲν εἶναι πλέον στιγματική. Ἐκ τῆς διαθλάσεως ἔγινεν ἀστιγματική. Τὸ σύστημα λοιπὸν εἶναι ἐλαττωματικόν, ὅσον ἀφορᾷ εἰς τὴν ἀπεικόνισιν διὰ δεσμῶν μεγάλου ἀνοίγματος, καὶ παρουσιάζει σφάλμα ὀφειλόμενον εἰς αὐτὴν τὴν γεωμετρικὴν μορφὴν τῆς θλώσης ἐπιφανείας, τὸ *σφάλμα σφαιρικότητος*.

Ἀποδεικνύεται ὅμως ὅτι ἐπὶ ἑκάστης γεωμετρικῆς ἀκτῖνος τοῦ σφαιρικοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διόπτρου ὑπάρχουν δύο σημεῖα, τῶν ὁποίων αἱ ἀπὸ τοῦ κέντρου ἀποστάσεις εἶναι $R\frac{\nu_1}{\nu_2}$ καὶ $R\frac{\nu_2}{\nu_1}$, καὶ τὰ ὁποῖα εἶναι ἀκριβῶς συζυγῆ διὰ δέσμας οἱουδήποτε ἀνοίγματος. Ἐπὶ ἑκάστης λοιπὸν γεωμετρικῆς ἀκτῖνος τοῦ σφαιρικοῦ διόπτρου ὑπάρχουν δύο συζυγῆ ἀπλανητικὰ σημεῖα.

Τῆς ἰδιότητος ταύτης τοῦ σφαιρικοῦ διόπτρου γίνεται χρῆσις εἰς τὸν πρῶτον ἡμισφαιρικὸν περίπου φακὸν τῶν ἀντικειμενικῶν συστημάτων τῶν μικροσκοπίων (Amici).

§ 588. ***Σφάλμα χρωματικόν.*** Ἂν ἡ ἔκ τινος σημείου Α προερχομένη δέσμη δὲν εἶναι μονόχρους ἀλλὰ σύνθετος, ἕνεκα τοῦ διαφόρου δείκτου διαθλάσεως τῶν μέσων I, II διὰ τὰ διάφορα χρώματα θὰ ἔχωμεν ἀπειρίαν συζυγῶν σημείων κατὰ μῆκος τοῦ ἄξονος, τὸ σύνολον τῶν ὁποίων θὰ ἀποτελῇ φάσμα. Ἀντὶ τοῦ συζυγοῦς σημείου τοῦ Α ἔχομεν λοιπὸν τὸ συζυγὲς *φάσμα* αὐτοῦ.

Εὐκρινὴς ἀπεικόνισις ἔστω καὶ διὰ στενῶν ἀξονικῶν δεσμῶν δὲν ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ παρὰ μόνον ὅταν τὸ φῶς εἶναι μονόχρουν. Ὅταν τὸ φῶς εἶναι σύνθετον, τὸ σύστημα παρουσιάζει *χρωματικὸν σφάλμα.*

ΟΜΟΑΞΟΝΙΚΑ ΣΦΑΙΡΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ

§ 589. Ὀνομάζομεν οὕτω τὰ ὀπτικὰ συστήματα τὰ ἀποτελούμενα ἀπὸ σειρὰν ὀπτικῶν μέσων χωριζομένων ἀπ' ἀλλήλων διὰ σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν, τῶν ὁποίων τὰ κέντρα εὑρίσκονται ἐπὶ τῆς αὐτῆς εὐθείας, τοῦ *ἄξονος* τοῦ συστήματος. Ὡς ὁρικὴν μορφὴν τῶν σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν καὶ ἐπίπεδα κάθετα ἐπὶ τὸν ἄξονα. Ἡ ἔρευνα τῶν συστημάτων τούτων εἶναι σπουδαιοτάτη, διότι τοιαῦτα εἶναι τὰ πλεῖστα τῶν ὀπτικῶν ὀργάνων, καθὼς καὶ ὁ ἀνθρώπινος ὀφθαλμός.

ΦΑΚΟΙ

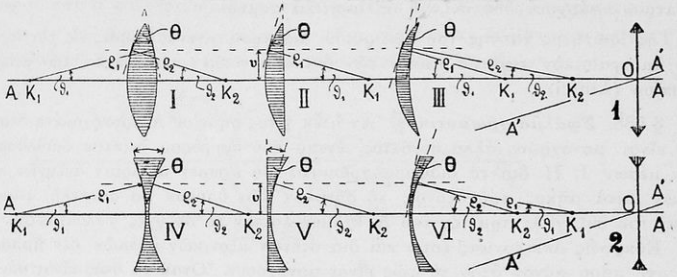
§ 590. ***Ὁρισμοί.*** Τὰ ἁπλούστατα τῶν ὁμοαξονικῶν συστημάτων εἶναι οἱ φακοί, σώματα διαφανῆ περιοριζόμενα ὑπὸ δύο σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν ἢ μιᾶς σφαιρικῆς καὶ μιᾶς ἐπιπέδου. Οἱ φακοὶ συνορεύουν ἑκατέρωθεν συνήθως πρὸς ἓν καὶ τὸ αὐτὸ ὀπτικὸν μέσον, ὀλιγώτερον αὐτῶν θλαστικόν.

Κύριος ἄξων τοῦ φακοῦ ὀνομάζεται ἡ εὐθεῖα ἡ διερχομένη διὰ τῶν κέντρων καμπυλότητος τῶν δύο ἐπιφανειῶν, ἤ, ὅταν ἡ μία ἐξ αὐτῶν εἶναι ἐπίπεδος, ἡ εὐθεῖα ἡ κάθετος ἐπ' αὐτὴν καὶ διερχομένη διὰ τοῦ κέντρου καμπυλότητος τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας.

Ἐκ τῶν διαφόρων συνδυασμῶν τῶν ἐπιφανειῶν τούτων προκύ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πτουν τὰ ἑξῆς εἴδη φακῶν (Σχ. 427): I ἀμφίκυρτος, II ἐπιπεδόκυρτος, III κοιλόκυρτος παχὺς κατὰ τὸ μέσον, IV ἀμφίκοιλος, V ἐπιπεδόκοιλος, VI κοιλόκυρτος λεπτὸς κατὰ τὸ μέσον.



Σχ. 427.

Κυρία τομὴ τοῦ φακοῦ ὀνομάζεται πᾶν ἐπίπεδον διερχόμενον διὰ τοῦ κυρίου ἄξονος. Αἱ ἐπιφάνειαι τοῦ φακοῦ εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὴν κυρίαν τομὴν καὶ ἑπομένως ἀκτὶς εὑρισκομένη ἐπὶ κυρίας τομῆς εὑρίσκεται καὶ μετὰ τὴν διὰ τοῦ φακοῦ δίοδον ἐπὶ τῆς αὐτῆς κυρίας τομῆς. Οὕτω ἀκτὶς ἅπαξ τέμνουσα τὸν κύριον ἄξονα ἐξακολουθεῖ πάντοτε νὰ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ὑπ' αὐτῆς καὶ τοῦ ἄξονος ὁριζομένου ἐπιπέδου καὶ τὸ πρόβλημα τῆς διαθλάσεως τοιούτων ἀκτίνων εἶναι πρόβλημα τῆς ἐπιπέδου γεωμετρίας.

Ἂν εἰς μέρος τι λεπτοῦ φακοῦ ἀντικαταστήσωμεν τὰ ἀπέναντι ἀλλήλων εὑρισκόμενα μέρη τῶν ἐπιφανειῶν του διὰ τῶν ἐφαπτομένων ἐπιπέδων, τὸ μέρος ἐκεῖνο ἀποτελεῖ στοιχειῶδες πρίσμα, τοῦ ὁποίου ἡ κυρία τομὴ συμπίπτει μὲ κυρίαν τομὴν τοῦ φακοῦ καὶ εἰς μὲν τὰ τρία πρῶτα εἴδη τῶν φακῶν εἶναι ἐστραμμένη πρὸς τὸν ἄξονα ἡ βάσις εἰς δὲ τὰ τρία τελευταῖα ἡ ἀκμή. Ἠμποροῦμεν λοιπὸν νὰ θεωρήσωμεν τὸν φακὸν ὡς ἄθροισμα στοιχειωδῶν πρισμάτων περιφερικῶς περὶ τὸν ἄξονα διατεταγμένων, τῶν ὁποίων ἡ θλαστικὴ γωνία αὐξάνεται καθ' ὅσον αὐξάνεται ἡ ἀπὸ τοῦ ἄξονος ἀπόστασις. Εἰς τὸ μέρος ὅπου ὁ κύριος ἄξων τέμνει τὰς ἐπιφανείας τοῦ πρίσματος αἱ ἐπιφάνειαι αὗται, ὡς κάθετοι ἐπὶ τὸν ἄξονα, εἶναι παράλληλοι.

Ἀκτὶς λοιπὸν προσπίπτουσα ἐπὶ φακοῦ ἐκτρέπεται εἰς μὲν τὰ τρία πρῶται εἴδη τῶν φακῶν πλησιάζουσα πρὸς τὸν ἄξονα εἰς δὲ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὰ τρία τελευταῖα ἀπομακρυνομένη ἀπὸ αὐτόν, ἡ δὲ ἐκτροπὴ γίνεται μεγαλυτέρα ὅταν ἀπομακρύνεται τοῦ ἄξονος τὸ σημεῖον, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ ἀκτὶς συναντᾷ τὸν φακόν.

Ἂν προσπίπτῃ δέσμη ἀκτίνων ἐπὶ τοῦ φακοῦ, τὰ μὲν τρία πρῶτα εἴδη καθιστοῦν αὐτὴν περισσότερον συγκλίνουσαν ἢ ὀλιγώτερον ἀποκλίνουσαν, τὰ δὲ τρία τελευταῖα τὴν καθιστοῦν ὀλιγώτερον συγκλίνουσαν ἢ περισσότερον ἀποκλίνουσαν.

Οὕτω οἱ φακοὶ διαιροῦνται εἰς δύο τάξεις, τοὺς *συγκλίνοντας* ἢ *συγκεντρωτικούς*, καὶ οὗτοι εἶναι ὁ ἀμφίκυρτος, ὁ ἐπιπεδόκυρτος καὶ ὁ συγκλίνων κοιλόκυρτος, καὶ τοὺς *ἀποκλίνοντας* ἢ *ἀποκεντρικούς*, καὶ οὗτοι εἶναι ὁ ἀμφίκοιλος, ὁ ἐπιπεδόκοιλος καὶ ὁ ἀποκλίνων κοιλόκυρτος (πρβλ. τὰς ἐπιφυλάξεις τῆς § 606).

ΛΕΠΤΟΙ ΦΑΚΟΙ

591. Θὰ ἐξετάσωμεν κατ' ἀρχὰς τοὺς *λεπτοὺς* φακούς, φακοὺς δηλ. τῶν ὁποίων τὸ πάχος εἶναι ἐλάχιστον συγκρινόμενον πρὸς τὰς ἀκτῖνας τῶν ἐπιφανειῶν αὐτῶν. Αἱ σφαιρικαὶ ἐπιφάνειαι τῶν λεπτῶν φακῶν ἔχουν κατ' ἀνάγκην μικρὸν ἄνοιγμα, διὰ τοῦτο ἡ ἀπὸ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας διαφορὰ αὐτῶν εἶναι μικρά, καὶ ἐπομένως δικαιούμεθα νὰ παραστήσωμεν τὴν τομὴν τοῦ ὅλου *λεπτοῦ* φακοῦ διὰ μιᾶς εὐθείας καθέτου ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα, εἰς τὴν ὁποίαν ἁπλῶς ὑποδεικνύομεν ἂν ὁ φακὸς εἶναι συγκλίνων (σχ. 427_1) ἢ ἀποκλίνων (σχ. 427_2).

Ἀφοῦ ὁ φακὸς δὲν ἔχει αἰσθητὸν πάχος, θεωροῦμεν ὅτι ὁ κύριος ἄξων τέμνει αὐτὸν εἰς ἓν *σημεῖον*, τὸ Ο. Τὸ σημεῖον τοῦτο ὀνομάζομεν *ὀπτικὸν κέντρον* τοῦ φακοῦ καὶ πᾶσαν εὐθεῖαν διερχομένην διὰ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου καὶ μὴ συμπίπτουσαν πρὸς τὸν κύριον ἄξονα ὀνομάζομεν *πλάγιον* ἢ *δευτερεύοντα ἄξονα*. Ἐπειδή, ὅπως κατὰ τὴν ἐξέτασιν τῶν κατόπτρων, οὕτω καὶ ἐνταῦθα περιοριζόμεθα εἰς *ἀξονικὰς δέσμας*, ἔπεται ὅτι οἱ θεωρούμενοι πλάγιοι ἄξονες ἔχουν *μικρὰν κλίσιν* πρὸς τὸν κύριον.

Περὶ τὸ ὀπτικὸν κέντρον, καθὼς ἀνωτέρω εἴδομεν, αἱ ἐπιφάνειαι τοῦ φακοῦ εἶναι παράλληλοι καὶ ἐπειδὴ καὶ τὸ πάχος τοῦ φακοῦ εἶναι ἐλάχιστον, ἔπεται *ἡ* ἐξῆς θεμελιώδης ἰδιότης. *Πᾶσα ἀκτὶς*

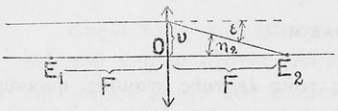
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διερχομένη διὰ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου διαδίδεται εὐθυγράμμως ἄνευ ἐκτροπῆς.

Αἱ ἰδιότητες τῶν φακῶν ὁμοιάζουν τόσον πολὺ μὲ τὰς τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων, ὥστε σύντομος περιγραφὴ αὐτῶν θὰ εἶναι ἀρκετή.

ΣΥΓΚΛΙΝΟΝΤΕΣ ΦΑΚΟΙ

§ 592. ***Κύριαι ἑστίαι, δευτερεύουσαι ἑστίαι, ἑστιακὰ ἐπίπεδα, συζυγῆ σημεῖα.*** Αἱ ἰδιότητες τῶν συγκλινόντων φακῶν συμπίπτουν μὲ τὰς τῶν κοίλων σφαιρικῶν κατόπτρων. Ἂν δέσμη παράλληλος προσπέσῃ ἐπὶ συγκλίνοντος φακοῦ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος, διαθλωμένη συνέρχεται εἰς ἓν πραγματικὸν ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος σημεῖον, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν *κυρίαν ἑστίαν* τοῦ φακοῦ (σχ. 428). Ἐπειδὴ τὸ ὀπτικὸν μέσον ἑκατέρωθεν τοῦ φακοῦ εἶναι τὸ αὐτὸ καὶ αἱ ἐπιφάνειαι τοῦ λεπτοῦ φακοῦ ἠμποροῦν κατὰ τὰ προηγουμένως ἐκτεθέντα νὰ θεωρηθοῦν ὡς ἐπίπεδοι καὶ ἑπομένως ὁ ὅλος φακὸς ὡς συμμετρικὸς πρὸς διὰ τοῦ ὀπτικοῦ του κέντρου κάθετον ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα ἐπίπεδον, ἔπεται ὅτι, ἂν καὶ κατ' ἀντίθετον διεύθυνσιν προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ φακοῦ παράλληλον φῶς, θὰ συγκεντρωθῇ ἐπὶ τοῦ ἀντιθέτου μέρους τοῦ κυρίου ἄξονος εἰς τὴν αὐτὴν ἀπὸ τοῦ φακοῦ ἀπόστασιν. Οὕτω ὁ συγκλίνων φακὸς ἔχει *δύο πραγματικὰς κυρίας* ἑστίας εἰς ἴσας ἀποστάσεις ἀπ' αὐτοῦ, ἐφ' ὅσον τὸ ἑκατέρωθεν ὀπτικὸν μέσον εἶναι τὸ αὐτό. Ἡ κοινὴ ἀπόστασις F τῶν κυρίων ἑστιῶν ἀπὸ τοῦ φακοῦ, ἡ *ἑστιακὴ ἀπόστασις*, παρέχεται ἀπὸ τὸν τύπον



Σχ. 428.

$$(1) \qquad \frac{1}{F} = (\nu - 1)\left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2}\right)$$

ὅπου ν ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ φακοῦ ὡς πρὸς τὸ περιβάλλον καὶ ρ_1, ρ_2 αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος τῶν ἐπιφανειῶν αὐτοῦ λογιζόμεναι ὡς θετικαὶ μὲν διὰ κυρτὰς ἐπιφανείας, ἀρνητικαὶ δὲ διὰ κοίλας (ἀριθμητικὰ παραδείγματα ἴδε εἰς § 606).

Ἡ ἐκ τῆς ἐξισώσεως (1) εὑρισκομένη τιμὴ τοῦ F εἶναι πάντοτε θετική, διότι μόνον εἰς τὸν κοιλόκυρτον φακὸν ἔχομεν μίαν ἀρνητικὴν ἀκτῖνα, τὴν ρ_2 (σχ. 427 III), ἀλλ' ἐπειδὴ αὕτη εἶναι ἀπο-

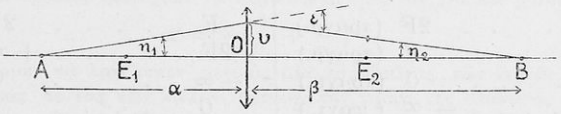
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

λύτως μεγαλυτέρα τῆς θετικῆς, τὸ δεύτερον μέρος τῆς ἐξισώσεως εἶναι πάλιν θετικόν.

Ἂν τὸ παράλληλον φῶς προσπίπτῃ κατὰ διεύθυνσιν διάφορον τῆς τοῦ κυρίου ἄξονος, συγκεντρώνεται εἰς σημεῖον πραγματικὸν εὑρισκόμενον ἐπὶ τοῦ ἀντιστοίχου πλαγίου ἄξονος, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν *δευτερεύουσαν ἑστίαν* τοῦ φακοῦ. Ἔχει λοιπὸν ὁ συγκλίνων φακὸς ἐπὶ ἑκάστου δευτερεύοντος ἄξονος δύο πραγματικὰς δευτερευούσας ἑστίας, τὸ σύνολον τῶν ὁποίων, ὅπως καὶ εἰς τὰ κάτοπτρα, εὑρίσκεται κατὰ προσέγγισιν ἐπὶ δύο ἐπιπέδων διερχομένων διὰ τῶν κυρίων ἑστιῶν καὶ καθέτων ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα. Τὰ ἐπίπεδα ταῦτα ὀνομάζομεν *ἑστιακὰ ἐπίπεδα* τοῦ φακοῦ.

Συζυγῆ σημεῖα. Ὁ φακὸς διατηρεῖ κατὰ προσέγγισιν τὸν στιγματικὸν χαρακτῆρα τῶν προσπιπτουσῶν *ἀξονικῶν* δεσμῶν, ἑπομένως τὰ περὶ τὸν κύριον ἄξονα σημεῖα τοῦ χώρου εἶναι ἀνὰ δύο συζυγῆ ὡς πρὸς αὐτόν.

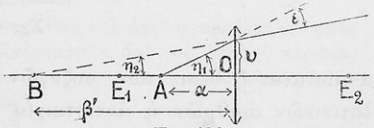
Ἂν σημεῖον A (σχ. 429) εὑρίσκεται ἀπὸ τοῦ κυρίου ἄξονος εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ φακοῦ μεγαλυτέραν τῆς ἑστιακῆς, τὸ συζυγὲς



Σχ. 429.

αὐτοῦ εἶναι πραγματικόν, εὑρίσκεται δηλ. ἐπὶ τοῦ ἀντιθέτου μέρους τοῦ ἄξονος εἰς τὸ B, εἰς ἀπόστασιν μεγαλυτέραν ἐπίσης τῆς ἑστιακῆς. Τῆς κυρίας ἑστίας τὸ συζυγὲς σημεῖον εὑρίσκεται εἰς τὸ ἄπειρον.

Ἂν τὸ σημεῖον A εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ τοῦ φακοῦ (σχ. 430) καὶ θεωρήσωμεν τὴν ἐξ αὐτοῦ προσπίπτουσαν ἐπὶ τοῦ φακοῦ δέσμην, ἡ ἐκ τοῦ φακοῦ ἐξερχομένη δέσμη εἶναι ἀποκλίνουσα. Δὲν συνέρχεται λοιπὸν εἰς πραγματικὴν ἑστίαν, ἀλλ' αἱ πρὸς τὰ ὀπίσω προεκτάσεις τῶν ἀκτίνων αὐτῆς συνέρχονται εἰς τὸ ἐπὶ τοῦ κ. ἄξονος φανταστικὸν σημεῖον B, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται πρὸς τὸ αὐτὸ μέρος τοῦ φακοῦ, πρὸς τὸ ὁποῖον καὶ τὸ A.



Σχ. 430.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐν γένει τὰ συζυγῆ σημεῖα εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἄξονος, κυρίου ἢ πλαγίου, εἶναι ἀμφότερα πραγματικὰ ἢ τὸ ἓν πραγματικὸν καὶ τὸ ἄλλο φανταστικόν, αἱ δὲ ἀποστάσεις αὐτῶν α καὶ β ἀπὸ τοῦ φακοῦ συνδέονται διὰ τῆς ἑξῆς σχέσεως:

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{F} \qquad (2)$$

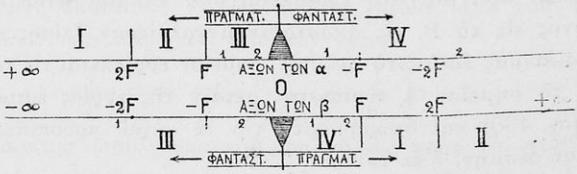
Εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην, ἡ ὁποία εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων, θετικὴ τιμὴ τοῦ α ἢ β σημαίνει πραγματικὸν σημεῖον, ἀρνητικὴ δὲ τιμὴ φανταστικόν.

Ἐκ τῶν σχημάτων 429 καὶ 430 φαίνεται ὅτι τοῦ α αἱ θετικαὶ τιμαὶ εἶναι πρὸς τὰ ἀριστερὰ τοῦ φακοῦ ἀντιστοιχοῦσαι εἰς πραγματικὰ σημεῖα, αἱ δὲ ἀρνητικαί, ἀντιστοιχοῦσαι εἰς φανταστικὰ σημεῖα, εἶναι πρὸς τὰ δεξιὰ τοῦ φακοῦ. Ταὐτάπαλιν αἱ θετικαὶ τιμαὶ τοῦ β εἶναι πρὸς τὰ δεξιὰ τοῦ φακοῦ, πρὸς τὰ ἀριστερὰ δὲ αἱ ἀρνητικαί (*).

Ἐκ τῆς διερευνήσεως τῆς ἐξισώσεως (2) λαμβάνομεν τὸν ἑξῆς πίνακα ἀντιστοιχίας τιμῶν τῶν α καὶ β, τὸν αὐτὸν μὲ τὸν τῆς σελ. 26·

α		β	
$+\infty$ . . .	2F (πραγμ.)	F	2F (πραγμ.)
2F	F (πραγμ.)	2F	$+\infty$ (πραγμ.)
F	0 (πραγμ.)	$-\infty$ . .	0 (φαντ.)
0	$-\infty$ (φαντ.)	0	F (πραγμ.)

Εἰς τὸ διάγραμμα 431, εἰς τὸ ὁποῖον ἐπὶ ἰδιαιτέρων ἀξόνων



Σχ. 431.

παρίσταται ἡ θέσις τῶν συζυγῶν σημείων ὑποδεικνύεται διὰ τῶν λατινικῶν ἀριθμῶν ἡ ἀντιστοιχία τῶν θέσεων.

(*) Οἱ ὅροι δεξιὰ καὶ ἀριστερὰ ἐννοεῖται ὅτι δὲν ἔχουν καμμίαν ἀπόλυτον σημασίαν. Χρησιμεύουν ἁπλῶς διὰ νὰ ὑποδείξωμεν τὸ ἓν ἢ τὸ ἄλλο μέρος τοῦ φακοῦ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῆς ταυτότητος τοῦ τύπου τῶν συγκλινόντων φακῶν καὶ τῶν κοίλων κατόπτρων ἕπεται ὅτι καὶ εἰς τοὺς φακοὺς τὰ συζυγῆ σημεῖα τῶν σημείων ἑνὸς ἐπιπέδου εὑρίσκονται ἐπίσης ἐπὶ ἑνὸς ἐπιπέδου. Τὰ δύο ἐπίπεδα ὀνομάζονται συζυγῆ.

§ 593 *Ἀπόδειξις τῶν ἐξισώσεων τῶν συγκλινόντων φακῶν.* Θεωροῦμεν (σχ. 427) μέρος φακοῦ ἀπέχον υ ἀπὸ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου καὶ ζητοῦμεν τὴν θλαστικὴν γωνίαν Θ τοῦ στοιχειώδους πρισματος, πρὸς τὸ ὁποῖον τὸ μέρος τοῦτο ἀντιστοιχεῖ. Ἐκ τοῦ σχήματος εὑρίσκομεν διὰ τὸ Θ τὰς ἑξῆς τιμὰς διὰ τὰ 6 εἴδη τῶν φακῶν

I $\Theta = \theta_1 + \theta_2 = \upsilon \left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2} \right)$

II $\Theta = \theta_1 = \upsilon \left(\frac{1}{\varrho_1} \right)$

III $\Theta = \theta_1 - \theta_2 = \upsilon \left(\frac{1}{\varrho_1} - \frac{1}{\varrho_2} \right)$

IV $\Theta = \theta_1 + \theta_2 = \upsilon \left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2} \right)$

V $\Theta = \theta_2 = \upsilon \left(\frac{1}{\varrho_2} \right)$

VI $\Theta = \theta_2 - \theta_1 = \upsilon \left(\frac{1}{\varrho_2} - \frac{1}{\varrho_1} \right)$

Ὅλαι αὐταὶ αἱ σχέσεις ἠμποροῦν νὰ περιληφθοῦν εἰς τὸν ἕνα καὶ μόνον τύπον

$$\Theta = \upsilon \left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2} \right) \tag{3}$$

ἂν συμφωνήσωμεν νὰ λογίζωμεν θετικὰς μὲν τὰς ἀκτῖνας τῶν *κυρτῶν* ἐπιφανειῶν, ἀρνητικὰς δὲ τὰς τῶν *κοίλων*, θετικὴν τὴν τιμὴν τῆς θλαστικῆς γωνίας, ὅταν στρέφεται πρὸς τὸν ἄξονα ἡ βάσις τοῦ πρίσματος, ἀρνητικὴν δὲ ὅταν ἡ ἀκμή.

Ἐπειδὴ ἡ γωνία Θ εἶναι μικρὰ καὶ περιοριζόμεθα εἰς ἀξονικὰς ἀκτῖνας, ἡ ἐκτροπὴ παρέχεται ἀπὸ τὸν τύπον

$$\varepsilon = (\nu - 1)\,\Theta = \upsilon\,(\nu - 1) \left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2} \right) \tag{4}$$

Θετικὴ τιμὴ τοῦ ε σημαίνει ἐκτροπὴν *πρὸς τὸν κ. ἄξονα*, ἀρνητικὴ δὲ ἀντίθετον.

Κατὰ ταῦτα ἀκτὶς ἀξονικὴ διαθλωμένη εἰς λεπτὸν φακὸν εἰς ἀπόστασιν υ ἀπὸ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου ὑφίσταται ἐκτροπήν, ἡ ὁποία παρέχεται κατὰ μέγεθος καὶ φορὰν ὑπὸ τοῦ τύπου (4).

Θεωροῦμεν τώρα συγκλίνοντα φακὸν (σχ. 428) καὶ ἀκτῖνα παράλληλον πρὸς τὸν κ. ἄξονα συναντῶσαν τὸν φακὸν εἰς ἀπόστασιν υ ἀπὸ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου. Ἡ ἀκτὶς ἐκτρεπομένη πρὸς τὸν κ. ἄξονα κατὰ γωνίαν ε συναντᾷ αὐτὸν εἰς τὸ σημεῖον E_2. Ἐκ τοῦ σχήματος εὑρίσκομεν

$$\varepsilon = \eta_2 = \frac{\upsilon}{F} \tag{5}$$

καὶ ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης καὶ τῆς (4) λάμβάνομεν τὴν ἐξίσωσιν

$$F = (\nu - 1) \left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_1} \right) \tag{1}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν συναντήσῃ τὸν φακὸν ἀκτὶς προερχομένη ἀπὸ τὸ E_2, διαθλωμένη γίνεται παράλληλος πρὸς τὸν κ. ἄξονα. Ἂν τὸ σημεῖον τοῦ κ. ἄξονος, ἀπὸ τὸ ὁποῖον προέρχεται ἡ ἀκτίς, ἀπέχει τοῦ φακοῦ περισσότερον τῆς κ. ἑστίας, ἐπειδὴ ἡ γωνία ἐκτροπῆς μένει ἡ αὐτή, ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς θὰ συναντήσῃ τὸν κ. ἄξονα πρὸς τὸ ἀντίθετον μέρος εἰς σημεῖον πραγματικόν. Ἂν τὸ σημεῖον ἐκπομπῆς εὑρίσκεται μεταξὺ κ. ἑστίας καὶ φακοῦ ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς μένει ἄνω τῆς πρὸς τὸν κ. ἄξονα παραλλήλου καὶ ἑπομένως μόνον πρὸς τὰ ὀπίσω προεκβολὴ αὐτῆς συναντᾷ τὸν κ. ἄξονα.

Ἔστω τώρα (σχ. 429) ἀκτὶς προερχομένη ἐκ τοῦ σημείου Α τοῦ κ. ἄξονος, ἀπέχοντος ἀπὸ τὸν φακὸν περισσότερον τῆς κυρίας ἑστίας. Ἡ ἀκτὶς ἐκτρεπομένη κατὰ τὴν γωνίαν ε συναντᾷ τὸν ἄξονα εἰς τὸ Β.

Ἂν ὀνομάσωμεν α καὶ β τὰς ἀπὸ τοῦ φακοῦ ἀποστάσεις τῶν Α καὶ Β ἔχομεν ἐκ τοῦ σχήματος

$$\varepsilon = \eta_1 + \eta_2 = \frac{\upsilon}{\alpha} + \frac{\upsilon}{\beta}$$

καὶ ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης καὶ τῆς (4) λαμβάνομεν

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = (\nu - 1)\left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2}\right) = \frac{1}{F} \qquad (2)$$

Ἔστω τέλος τὸ σημεῖον Α (σχ. 430) μεταξὺ τῆς κ. ἑστίας καὶ τοῦ φακοῦ. Ἡ ἀκτὶς διαθλωμένη ἐκτρέπεται κατὰ τὴν γωνίαν ε καὶ ἡ προεκβολή της συναντᾷ τὸν κ. ἄξονα εἰς τὸ σημεῖον Β, τοῦ ὁποίου τὴν ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ φακοῦ κατ' ἀπόλυτον τιμὴν ὀνομάζομεν β′.

Ἐκ τοῦ σχήματος εὑρίσκομεν

$$\varepsilon = \eta_1 - \eta_2 = \frac{\upsilon}{\alpha_1} - \frac{\upsilon}{\beta'}$$

καὶ ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης καὶ τῆς (4)

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{-\beta'} = (\nu - 1)\left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2}\right)$$

καὶ ἂν θέσωμεν $-\beta' = \beta$ ἡ ἐξίσωσις γίνεται ἡ αὐτὴ μὲ τὴν (2). Τὸ β εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι ἀρνητικὸν διότι τὸ σημεῖον Β εἶναι φανταστικόν, πρὸς τὰ ἀριστερὰ τοῦ φακοῦ.

§ 594. ***Σχηματισμὸς εἰκόνων.*** Τὴν εἰκόνα φωτεινοῦ ἀντικειμένου εὑρίσκομεν διὰ γεωμετρικῆς κατασκευῆς στηριζόμενοι ἐπὶ τῶν ἑξῆς δύο προτάσεων.

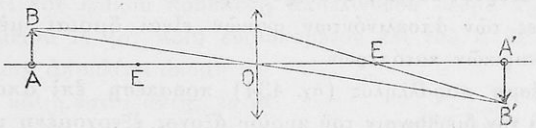
Ἀκτὶς παράλληλος πρὸς τὸν κ. ἄξονα διέρχεται μετὰ τὴν διάθλασιν διὰ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ ταναπαλιν.

Ἀκτὶς διερχομένη διὰ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου δὲν ἐκτρέπεται.

Ἔστω τὸ βέλος ΑΒ, κάθετον ἐπὶ τὸν κ. ἄξονα καὶ ἀπ' αὐτοῦ ἀρχόμενον. Ἡ εἰκών του θὰ εὑρίσκεται ἐπὶ συζυγοῦς ἐπιπέδου καθέτου ἐπὶ τὸν κ. ἄξονα, ἡ εἰκὼν τοῦ Α θὰ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κ. ἄξονος, ὥστε ἀρκεῖ νὰ εὕρωμεν τὴν εἰκόνα τοῦ Β, τὸ συζυγὲς δηλ. αὐτοῦ σημεῖον Β′. Ἐκ τῆς κατασκευῆς τοῦ σχ. 432 φαίνεται ὅτι τὸ Β′

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

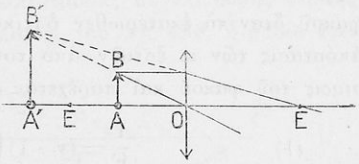
κεῖται ὑποκάτω τοῦ κ. ἄξονος καὶ πέραν τῆς κ. ἑστίας. Εἶναι λοιπὸν ἡ εἰκὼν *πραγματικὴ καὶ ἀνεστραμμένη*. Ἂν εἰς τὴν θέσιν ἐκείνην θέσωμεν διάφραγμα, θὰ ἴδωμεν ἐπ' αὐτοῦ εὐκρινῶς τὴν εἰκόνα τοῦ ἀντικειμένου.



Σχ. 432.

Ἂν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον, αἱ ἐξ ἑκάστου τῶν σημείων αὐτοῦ ἀναχωροῦσαι δέσμαι μεταβάλλονται μετὰ τὴν διάθλασιν εἰς παραλλήλους, τὸ εἴδωλον λοιπὸν σχηματίζεται εἰς τὸ ἄπειρον.

Ἔστω τώρα τὸ ἀντικείμενον, τὸ αὐτὸ βέλος, μεταξὺ κ. ἑστίας καὶ φακοῦ εἰς τὸ AB (σχ. 433). Ἐπειδὴ εἰς τὰ πραγματικὰ σημεῖα μεταξὺ E καὶ O ἀντιστοιχοῦν συζυγῆ φανταστικά, ἔπεται ὅτι τὸ εἴδωλον θὰ εἶναι φανταστικόν. Τὸ συζυγὲς τοῦ B εὑρίσκομεν παρακολουθοῦντες τὴν ἐξ αὐτοῦ παράλληλον πρὸς τὸν κ. ἄξονα ἀκτῖνα, ἡ ὁποία μετὰ τὴν διάθλασιν διέρχεται διὰ τῆς κυρίας ἑστίας E_2, καὶ τὴν διὰ τοῦ O διερχομένην, ἡ ὁποία δὲν ἐκτρέπεται. Ἡ τομὴ B΄ τῶν προεκβολῶν των εἶναι τὸ ζητούμενον συζυγὲς σημεῖον. Τὸ συζυγὲς τοῦ A εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κ. ἄξονος, ἡ ὅλη εἰκὼν ἐπὶ ἐπιπέδου καθέτου ἐπὶ τὸν ἄξονα, ὥστε τὸ εἴδωλον εἶναι τὸ A΄B΄, *φανταστικὸν* καὶ *ὄρθιον*.



Σχ. 433.

§ 595. ***Μεγέθυνσις***. Ἐκ τῶν ὁμοίων τριγώνων ABO καὶ A΄B΄O τῶν σχ. 432, 433 εὑρίσκομεν ἀμέσως ὅτι ἡ ἐγκαρσία μεγέθυνσις, ὁ λόγος δηλ. τῶν καθέτων πρὸς τὸν κύριον ἄξονα διαστάσεων εἰδώλου καὶ ἀντικειμένου, ἰσοῦται πρὸς τὸν λόγον τῶν ἀποστάσεων αὐτῶν ἀπὸ τοῦ φακοῦ.

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως (2) εὑρίσκομεν ὅπως καὶ διὰ τὰ κάτοπτρα (προβλ. § 543) ὅτι ἡ μεγέθυνσις παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα ἰσοῦται πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς

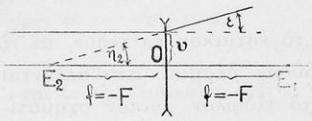
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐγκαρσίας. Ἡ εἰκὼν λοιπὸν ἀντικειμένου ἔχοντος τρεῖς διαστάσεις δὲν εἶναι ὁμοία πρὸς τὸ ἀντικείμενον.

ΑΠΟΚΛΙΝΟΝΤΕΣ ΦΑΚΟΙ.

§ 596. ***Κύριαι ἑστίαι, δευτερεύουσαι ἑστίαι, ἑστιακὰ ἐπίπεδα.*** Αἱ ἰδιότητες τῶν ἀποκλινόντων φακῶν εἶναι ὅμοιαι μὲ τὰς τῶν κυρτῶν σφαιρικῶν κατόπτρων.

Ἂν δέσμη παράλληλος (σχ. 434) προσπέσῃ ἐπὶ ἀποκλίνοντος φακοῦ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος, ἐξερχομένη τοῦ φακοῦ ἀποκλίνει παραμένουσα στιγματική, ἡ δὲ ἑστία τῆς ἀποκλινούσης ταύτης δέσμης, ἑστία φανταστική, εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος καὶ ὀνομάζεται *κυρία ἑστία* τοῦ φακοῦ. Ὅπως εἰς τοὺς συγκλίνοντας φακούς, οὕτω καὶ εἰς τοὺς ἀποκλίνοντας δύο κύριαι ἑστίαι ὑπάρχουν, ἀνὰ μία ἑκατέρωθεν τοῦ φακοῦ ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος, ἀπέχουσαι ἴσον ἀπὸ τοῦ φακοῦ ὅταν τὸ ἑκατέρωθεν ὀπτικὸν μέσον εἶναι τὸ αὐτό. Ἡ κοινὴ ἀπόστασις τῶν κ. ἑστιῶν ἀπὸ τοῦ φακοῦ ὀνομάζεται *ἑστιακὴ ἀπόστασις* τοῦ φακοῦ καὶ παρέχεται ἀπὸ τὸν τύπον



Σχ. 434.

$$(1) \qquad \frac{1}{F} = (\nu - 1)\left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2}\right)$$

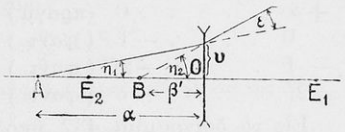
ὁ ὁποῖος εἶναι ὁ αὐτὸς μὲ τὸν τῆς § 592. Τὰ γράμματα ἔχουν τὴν αὐτὴν σημασίαν. Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις παρέχεται διὰ τοῦ τύπου τούτου *ἀρνητικὴ* διότι μόνον εἰς τὸν κοιλόκυρτον φακὸν ἔχομεν μίαν θετικὴν ἀκτῖνα, ἀλλ' ἐπειδὴ εἶναι μεγαλυτέρα ἀπολύτως τῆς ἀρνητικῆς, τὸ δεύτερον μέλος τῆς ἐξισώσεως (1) εἶναι πάλιν ἀρνητικόν. Ἡ ἀρνητικὴ τιμὴ τοῦ F εἶναι εὔλογος, ἀφοῦ αἱ ἑστίαι εἶναι φανταστικαί.

Ὅταν προσπίπτῃ ἐπὶ ἀποκλίνοντος φακοῦ παράλληλος δέσμη κατὰ διεύθυνσιν διάφορον τῆς τοῦ κ. ἄξονος, ἡ φανταστικὴ ἑστία τῆς μετὰ τὴν διάθλασιν ἀποκλινούσης δέσμης εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἀντιστοίχου πλαγίου ἄξονος καὶ ὀνομάζεται *δευτερεύουσα ἑστία*. Τὸ σύνολον τῶν δευτερευουσῶν ἑστιῶν εὑρίσκεται κατὰ προσέγγισιν ἐπὶ δύο ἐπιπέδων διερχομένων διὰ τῶν κ. ἑστιῶν καὶ καθέτων ἐπὶ τὸν κ. ἄξονα. Τὰ ἐπίπεδα ταῦτα ὀνομάζομεν *ἑστιακὰ ἐπίπεδα*.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 597. ***Συζυγῆ σημεῖα.*** Καὶ οἱ ἀποκλίνοντες φακοί, ὅπως καὶ οἱ συγκλίνοντες διατηροῦν τὸν στιγματικὸν χαρακτῆρα τῶν προσπιπτουσῶν ἀξονικῶν δεσμῶν, ἑπομένως τὰ περὶ τὸν κ. ἄξονα σημεῖα εἶναι ἀνὰ δύο συζυγῆ.

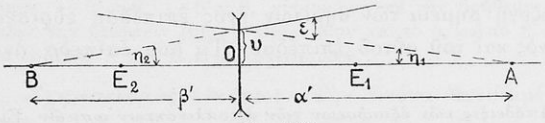
Ἂν ἐπὶ τοῦ φακοῦ προσπέσῃ ἀποκλίνουσα δέσμη προερχομένη ἐκ τοῦ σημείου Α (σχ. 435) εὑρισκομένου ἐπὶ τοῦ κ. ἄξονος, μετὰ τὴν διάθλασιν ἀποκλίνει ἀκόμη περισσότερον καὶ ἡ ἑστία αὐτῆς, ἑστία φανταστική, εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κ. ἄξονος εἰς τὸ Β.



Σχ. 435.

Τὸ φανταστικὸν σημεῖον Β εἶναι λοιπὸν τὸ συζυγὲς τοῦ πραγματικοῦ σημείου Α. Εὐνόητον ὅτι ἂν προσπίπτῃ ἐπὶ φακοῦ *συγκλίνουσα* δέσμη μὲ τὴν φανταστικὴν ἑστίαν Β, γίνεται μὲν διὰ τῆς διαθλάσεως ὀλιγώτερον συγκλίνουσα, ἀλλὰ παραμένει συγκλίνουσα καὶ συνέρχεται εἰς τὸ πραγματικὸν σημεῖον Α.

Ἂν ὅμως ἡ σύγκλισις τῆς προσπιπτούσης συγκλινούσης δέσμης δὲν εἶναι μεγάλη, ὅπως π. χ. τῆς δέσμης τοῦ σχ. 436, ἡ ὁποία ἔχει



Σχ. 436.

τὴν φανταστικὴν ἑστίαν Α, μετὰ τὴν διάθλασιν ἡ δέσμη μεταβάλλεται εἰς ἀποκλίνουσαν, τῆς ὁποίας ἑπομένως ἡ ἑστία εἶναι πάλιν φανταστική, ἡ Β.

Τὰ συζυγῆ σημεῖα ἐν γένει ὡς πρὸς ἀποκλίνοντα φακόν, ἓν πραγματικὸν καὶ ἓν φανταστικὸν ἢ ἀμφότερα φανταστικά, εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἄξονος, κυρίου ἢ πλαγίου, αἱ δὲ ἀπὸ τοῦ φακοῦ ἀποστάσεις αὐτῶν α, β συνδέονται διὰ τῆς ἐξισώσεως.

$$(2) \qquad \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{F}$$

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην τὸ F εἶναι ἀρνητικόν· θετικὴ τιμὴ τῶν α, β σημαίνει πραγματικὸν σημεῖον, ἀρνητικὴ δὲ φανταστικόν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἀναφερόμενοι εἰς ὅσα περὶ τῶν τιμῶν τῶν α καὶ β ἐξετέθησαν εἰς τὴν § 547 καὶ ὀνομάζοντες f τὴν ἀπόλυτον τιμὴν τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως, θέτοντες δηλ.

$$f = |F| = -F$$

εὑρίσκομεν τὸν ἑξῆς πίνακα ἀντιστοιχίας.

α		β	
$+\infty$	0 (πραγμ.)	$-f$	0 (φαντ.)
0	$-f$ (φαντ.)	0	$+\infty$ (πραγμ.)
$-f$	$-2f$ (φαντ.)	$-\infty$	$-2f$ (φαντ.)
$-2f$	$-\infty$ (φαντ.)	$-2f$	$-f$ (φαντ.)

Εἰς τὸ διάγραμμα 437 ὑποδεικνύεται διὰ τῶν λατινικῶν ἀριθμῶν ἡ ἀντιστοιχία τῶν θέσεων τῶν συζυγῶν σημείων.

Σχ. 437.

Τὰ συζυγῆ σημεῖα τῶν σημείων ἑνὸς ἐπιπέδου εὑρίσκονται ἐπίσης ἐπὶ ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου· Τὰ δύο ἐπίπεδα ὀνομάζονται συζυγῆ.

§ 598. *Ἀπόδειξις τῶν ἐξισώσεων τῶν ἀποκλινόντων φακῶν.* Εἰς τὴν § 593 σελ. 79 εὕρομεν ὅτι, ἂν ἀκτὶς συναντήσῃ φακὸν εἰς ἀπόστασιν υ ἀπὸ τοῦ ὀπτικοῦ αὐτοῦ κέντρου, ὑφίσταται ἐκτροπὴν ε, ἡ ὁποία παρέχεται κατὰ μέγεθος καὶ φορὰν ἀπὸ τὸν τύπον

$$\varepsilon = \upsilon\,(\nu - 1)\left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2}\right) \qquad (4)$$

Εἰς τοὺς ἀποκλίνοντας φακοὺς ἡ ἐκτροπὴ εἶναι *ἀρνητική*, ἐκτρέπεται δηλ. ἡ ἀκτὶς ἀπομακρυνομένη τοῦ κ. ἄξονος, καὶ ἑπομένως ἡ ἀπόλυτος τιμὴ τῆς ἐκτροπῆς εἶναι

$$|\varepsilon| = -\upsilon\,(\nu - 1)\left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2}\right) \qquad (4')$$

Ἔστω (σχ. 434) ἀκτὶς παράλληλος πρὸς τὸν κ. ἄξονα προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ φακοῦ· ἡ προεκβολὴ τῆς διαθλωμένης ἀκτῖνος τέμνει τὸν κ. ἄξονα εἰς τὸ φανταστικὸν σημεῖον E_2, τὸ ὁποῖον θὰ εἶναι ἡ κ. ἑστία.

Ἂν ὀνομάσωμεν f τὴν ἀπόλυτον τιμὴν τῆς ἀποστάσεως τοῦ E_2 ἀπὸ τοῦ φακοῦ, εὑρίσκομεν ἐκ τοῦ σχήματος

$$|\varepsilon| = \eta_2 = \frac{\upsilon}{f}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

καὶ ἂν θέσωμεν $-f = F$, λαμβάνομεν ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης καὶ τῆς (4′)

$$\frac{1}{F} = (\nu-1)\left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2}\right)$$

Ἡ ἐξίσωσις αὕτη εἶναι ὀρθὴ καὶ κατὰ τὸ σημεῖον διότι μᾶς δίδει τὸ F ἀρνητικόν.

Ἔστω τώρα ἀκτὶς προερχομένη ἀπὸ τὸ ἐπὶ τοῦ κ. ἄξονος σημεῖον A (σχ. 435)· τῆς διαθλωμένης ἡ προεκβολὴ τέμνει τὸν κ. ἄξονα εἰς τὸ σημεῖον B, τὸ ὁποῖον θὰ εἶναι τὸ συζυγὲς τοῦ A. Ἂν ὀνομάσωμεν β′ τὴν ἀπόλυτον τιμὴν τῆς ἀποστάσεως τοῦ B ἀπὸ τοῦ φακοῦ, ἔχομεν

$$|\varepsilon| = \eta_2 - \eta_1 = \frac{\upsilon}{\beta'} - \frac{\upsilon}{\alpha}$$

καὶ ἂν θέσωμεν $-\beta' = \beta$, λαμβάνομεν ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης καὶ τῆς (4′)

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = (\nu-1)\left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2}\right) = \frac{1}{F} \qquad (6)$$

Εἰς τὸν τύπον τοῦτον τὸ β εἶναι ἀρνητικὸν διότι καὶ τὸ σημεῖον B εἶναι φανταστικόν.

Ἔστω τέλος τὸ σημεῖον A φανταστικὴ ἑστία συγκλινούσης δέσμης (σχ. 436). Ἀκτὶς πρὸς αὐτὸ διευθυνομένη καὶ συναντῶσα τὸν φακὸν εἰς ἀπόστασιν υ ἀπὸ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου ἐκτρέπεται οὕτως ὥστε ἡ προεκβολή της νὰ συναντᾷ τὸν ἄξονα εἰς τὸ φανταστικὸν σημεῖον B. Ἂν ὀνομάσωμεν α′, β′ τὰς ἀπολύτους τιμὰς τῶν ἀποστάσεων τῶν A καὶ B ἀπὸ τοῦ φακοῦ, ἔχομεν

$$|\varepsilon| = \eta_1 + \eta_2 = \frac{\upsilon}{\alpha'} + \frac{\upsilon}{\beta'}$$

καὶ ἂν θέσωμεν $-\alpha' = \alpha$, $-\beta' = \beta$, εὑρίσκομεν μὲ τὴν βοήθειαν τῆς ἐξισώσεως (4′) πάλιν τὴν ἐξίσωσιν (6), εἰς τὴν ὁποίαν καὶ τὸ α καὶ τὸ β εἶναι ἀρνητικὰ διότι τὰ σημεῖα A καὶ B εἶναι φανταστικά.

§ 599. ***Σχηματισμὸς εἰκόνων.*** Τὴν εἰκόνα ἀντικειμένου τινὸς εὑρίσκομεν διὰ γραφικῆς κατασκευῆς, ὅπως καὶ εἰς τοὺς συγλίνοντας φακούς, στηριζόμενοι ἐπὶ τῶν ἑξῆς δύο προτάσεων.

α) Ἀκτὶς διερχομένη διὰ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου δὲν ἐκτρέπεται.

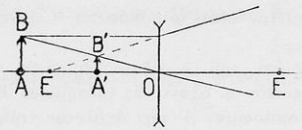
β′) Ἀκτὶς παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα διερχομένη διὰ τοῦ φακοῦ ἐκτρέπεται οὕτως ὥστε ἡ πρὸς τὰ ὀπίσω προέκτασις τῆς διαθλωμένης ἀκτῖνος νὰ διέρχεται διὰ τῆς κυρίας ἑστίας.

Ἔστω πρῶτον τὸ ἀντικείμενον *πραγματικόν*, τὸ AB (σχ. 438). Ἐκ τῆς κατασκευῆς βλέπομεν ὅτι ἡ εἰκὼν A′B′ εἶναι *φανταστική*, ὀρθία καὶ πλησιέστερον πρὸς τὸν φακόν.

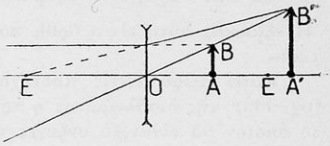
Ἔστω δεύτερον τὸ ἀντικείμενον AB *φανταστικὸν* μεταξὺ φακοῦ καὶ κ. ἑστίας (σχ. 439) ἀποτελούμενον δηλ. ἀπὸ τὰς φανταστικὰς ἑστίας συγκλινουσῶν δεσμῶν διακοπτομένων ὑπὸ τοῦ φακοῦ. Διὰ τῆς γρα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φικῆς κατασκευῆς εὑρίσκομεν ὅτι τὸ εἴδωλον Α΄Β΄ θὰ εἶναι *πραγματικόν*, ὄρθιον, καὶ εἰς μεγαλυτέραν ἀπὸ τοῦ φακοῦ ἀπόστασιν.

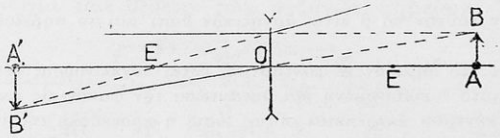


Σχ. 438.



Σχ. 439.

Ἂν τέλος τὸ ἀντικείμενον ΑΒ εἶναι *φανταστικὸν* καὶ πέραν τῆς κ. ἑστίας τοῦ φακοῦ (σχ. 440) τὸ εἴδωλον Α΄Β΄ θὰ εἶναι *φανταστικὸν* ἐπίσης καὶ ἀνεστραμμένον.



Σχ. 440.

§ 600. ***Μεγέθυνσις***. Ἐκ τῆς ὁμοιότητος τῶν τριγώνων ΑΒΟ καὶ Α΄Β΄Ο εἰς τὰ σχήματα 438, 439, 440 ἐξάγομεν ὅτι ἡ ἐγκαρσία μεγέθυνσις ἰσοῦται πρὸς τὸν λόγον τῶν ἀπὸ τοῦ φακοῦ ἀποστάσεων εἰδώλου καὶ ἀντικειμένου.

Διὰ τὴν παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα μεγέθυνσιν εὑρίσκομεν ἐκ τῆς ἐξισώσεως τῶν συζυγῶν σημείων ὅτι ἰσοῦται πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐγκαρσίας.

Καὶ εἰς τοὺς ἀποκλίνοντας λοιπὸν φακοὺς ἡ εἰκὼν ἀντικειμένου ἔχοντος τρεῖς διαστάσεις δὲν εἶναι ὁμοία πρὸς τὸ ἀντικείμενον.

§ 601. ***Ἀνακεφαλαίωσις***. Οἱ νόμοι τῆς διὰ λεπτῶν φακῶν, συγκλινόντων ἢ ἀποκλινόντων, ἀπεικονίσεως ἠμποροῦν ὡς ἑξῆς γενικῶς νὰ διατυπωθοῦν.

Ὁ στιγματικὸς χαρακτὴρ ἀξονικῶν δεσμῶν διατηρεῖται κατὰ προσέγγισιν.

Τὰ συζυγῆ σημεῖα εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἄξονος, κυρίου ἢ δευτερεύοντος, αἱ δὲ ἀπὸ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου τοῦ φακοῦ ἀποστάσεις αὐτῶν α, β συνδέονται διὰ τῆς σχέσεως

$$(6) \qquad \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = (\nu - 1)\left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2}\right) = \frac{1}{F}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὅπου ν ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ φακοῦ ὡς πρὸς τὸ περιβάλλον αὐτὸν ὀπτικὸν μέσον, ρ_1, ρ_2 αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος τῶν ἐπιφανειῶν αὐτοῦ. Ἡ ἀκτὶς λογίζεται θετικὴ μὲν ἂν ἡ ἐπιφάνεια εἶναι κυρτή, ἀρνητικὴ δὲ ἂν εἶναι κοίλη· F εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις. Θετικὴ τιμὴ τῶν τῶν α, β, F σημαίνει πραγματικὸν σημεῖον, ἀρνητικὴ δὲ φανταστικόν.

Ὁ λόγος τῶν καθέτων πρὸς τὸν κ. ἄξονα διαστάσεων ἀντικειμένου καὶ εἰδώλου ἰσοῦται πρὸς τὸν λόγον α : β τῶν ἀπὸ τοῦ φακοῦ ἀποστάσεων. Θετικὴ τιμὴ τοῦ λόγου τούτου (ἀντικείμενον καὶ εἴδωλον ἀμφότερα πραγματικὰ ἢ φανταστικὰ) σημαίνει ὅτι ἡ εἰκὼν εἶναι ἀνεστραμμένη. Ἀρνητικὴ τιμὴ τοῦ λόγου α : β (ἀντικείμενον πραγματικὸν καὶ εἴδωλον φανταστικὸν ἢ ἀνάπαλιν) σημαίνει ὅτι ἡ εἰκὼν εἶναι ὀρθία.

Σημειωτέον ὅτι, ἂν ὁ φακὸς εἶνε ὀλιγώτερον θλαστικὸς τοῦ περιβάλλοντος, ἐπειδὴ αἱ προσπίπτουσαι ἀκτῖνες ἐκτρέπονται *πρὸς τὴν ἀκμὴν* τῶν στοιχειωδῶν πρισμάτων, ἀπὸ τὰ ὁποῖα θεωροῦμεν αὐτὸν ἀποτελούμενον, καὶ ὄχι πρὸς τὴν βάσιν, θὰ εἶναι *ἀποκλίνων* μὲν ἂν εἶναι ἀμφίκυρτος, ἐπιπεδόκυρτος, κοιλόκυρτος παχὺς κατὰ τὸ μέσον, *συγκλίνων* δὲ ἂν εἶναι ἀμφίκοιλος, ἐπιπεδόκοιλος ἢ κοιλόκυρτος λεπτὸς κατὰ τὸ μέσον. Ἀλλ' ὁ τύπος (6) εἶναι καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ὀρθὸς διότι τὸ $(\nu - 1)$ εἶναι τώρα ἀρνητικὸν καὶ ἑπομένως ἔχομεν ἀρνητικὰς τιμὰς τοῦ F ἐκεῖ ὅπου ἐκ τοῦ γεωμετρικοῦ σχήματος εἰς τοὺς θλαστικωτέρους τοῦ περιβάλλοντος φακοὺς ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις εἶναι θετικὴ καὶ τἀνάπαλιν.

§ 602. ***Ἀριθμητικὰ παραδείγματα.***

1) Φακὸς ἀμφίκυρτος. Δείκτης διαθλάσεως 1,6. Ἀκτῖνες καμπυλότητος 25 καὶ 35 cm. Ζητεῖται ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις.

Εἰς τὸν τύπον (6) θὰ θέσωμεν: $\nu = 1{,}6$, $\rho_1 = +25$, $\rho_2 = +35$ καὶ εὑρίσκομεν

$$\frac{1}{F} = 0{,}6\left(\frac{1}{25} + \frac{1}{35}\right), \qquad F = +23{,}9 \text{ cm}$$

τὸ θετικὸν σημεῖον τοῦ F δεικνύει ὅτι ὁ φακὸς εἶναι συγκλίνων.

2) Φακὸς κοιλόκυρτος. Δείκτης διαθλάσεως 1,7· ἀκτὶς τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας 20 cm, τῆς κοίλης 40 cm. Ζητεῖται ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἔχομεν $\nu = 1,7$ $\rho_1 = +20$ $\rho_2 = -40$

$$\frac{1}{F} = 0,7\left(\frac{1}{20} - \frac{1}{40}\right), \qquad F = +57,1 \text{ cm}.$$

Ὁ φακὸς εἶναι συγκλίνων.

3) Φακὸς ἐπιπεδόκοιλος. Δείκτης διαθλάσεως 1,5· ἀκτὶς τῆς κοίλης ἐπιφανείας 30 cm. Ζητεῖται ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις.

Εἶναι $\nu = 1,5$ $\rho_1 = -30$ $\rho_2 = \infty$

ὅθεν $$\frac{1}{F} = 0,5\left(\frac{1}{-30}\right), \qquad F = -60 \text{ cm}$$

Ὁ φακὸς εἶναι ἀποκλίνων.

4) Φακὸς κοιλόκυρτος. Δείκτης διαθλάσεως 1,5, ἀκτὶς τῆς κοίλης ἐπιφανείας 30 cm τῆς δὲ κυρτῆς 60 cm. Ζητεῖται ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις.

Ἔχομεν $\nu = 1,5$ $\rho_1 = -30$ $\rho_2 = +60$

ὅθεν $$\frac{1}{F} = 0,5\left(\frac{1}{-30} + \frac{1}{60}\right), \qquad F = -120$$

Ὁ φακὸς εἶναι ἀποκλίνων.

5) Εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ φακοῦ συγκλίνοντος διπλασίαν τῆς ἑστιακῆς αὐτοῦ ἀποστάσεως εὑρίσκεται ἀντικείμενον. Ζητεῖται ἡ εἰκὼν αὐτοῦ.

Εἰς τὸν τύπον (6) θὰ θέσωμεν $\alpha = 2F$ καὶ εὑρίσκομεν

$$\frac{1}{2F} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{F} \qquad \beta = 2F = \alpha$$

Ἡ εἰκὼν θὰ εἶναι πραγματική, ἀνεστραμμένη καὶ ἐπειδὴ $\alpha = \beta$ αἱ ἐγκάρσιαι αὐτῆς διαστάσεις θὰ εἶναι ἴσαι πρὸς τὰς τοῦ ἀντικειμένου.

6) Εἰς ἀπόστασιν 10 cm ἀπὸ φακοῦ ἑστιακῆς ἀποστάσεως +30 cm εὑρίσκεται ἀντικείμενον. Ζητεῖται ἡ εἰκών.

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (6) θέτομεν $F = 30$, $\alpha = 10$ καὶ εὑρίσκομεν

$$\frac{1}{10} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{30} \qquad \beta = -15 \text{ cm}$$

Ἡ εἰκὼν θὰ εἶναι φανταστική, ὀρθία καὶ $1^1/_2$ φορὰν μεγαλυτέρα τοῦ ἀντικειμένου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

7) Διὰ συγκλίνοντος φακοῦ πρόκειται νὰ σχηματισθῇ πραγματικὴ εἰκὼν ἐπιπέδου ἀντικειμένου εἰς ἀπόστασιν 5 μέτρων, αἱ δὲ γραμμικαὶ διαστάσεις τῆς εἰκόνος πρέπει νὰ εἶναι 20 φορὰς μεγαλύτεραι τῶν τοῦ ἀντικειμένου. Ζητεῖται ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ.

Ἔχομεν $\beta = 5\,\text{m} = 500\,\text{cm}$, $\beta : \alpha = 20$· ὅθεν $\alpha = 25$ καὶ ἑπομένως ἀπὸ τὴν ἐξ. (6) εὑρίσκομεν

$$\frac{1}{25} + \frac{1}{500} = \frac{1}{F} \qquad F = \frac{500}{21} = 23{,}8\ \text{cm}$$

§ 603. ***Ἰσχὺς τοῦ φακοῦ.*** Εἰς τοὺς τύπους τῶν φακῶν εἰσέρχεται ὄχι αὐτὴ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις F ἀλλὰ τὸ ἀντίστροφον αὐτῆς 1/F. Διὰ τοῦτο εἰς τὴν ποσότητα ταύτην δίδομεν ἰδίαν ὀνομασίαν καὶ τὴν καλοῦμεν *ἰσχὺν* τοῦ φακοῦ. Ἂν ὡς μονάδα τοῦ μήκους λάβωμεν ὡς συνήθως τὸ cm, ἡ ἰσχὺς τοῦ φακοῦ ἐκφράζεται εἰς μονάδας CGS. Ἂν δὲ λάβωμεν τὸ *μέτρον* ὡς μονάδα τοῦ μήκους ἡ ἰσχὺς ἐκφράζεται εἰς *διοπτρίας*.

Ἐπειδὴ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις εἶναι θετικὴ μὲν εἰς τοὺς συγκλίνοντας φακοὺς ἀρνητικὴ δὲ εἰς τοὺς ἀποκλίνοντας, ἕπεται ὅτι καὶ ἡ ἰσχὺς εἶναι ἐπίσης ἀντιστοίχως θετικὴ ἢ ἀρνητική.

Οὕτω ἂν συγκλίνοντος φακοῦ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις εἶναι

$$F = 25\ \text{cm} = 0{,}25\ \text{m}$$

ἡ ἰσχὺς αὐτοῦ θὰ εἶναι

$$\frac{1}{25} = +0{,}04\ \text{CGS} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{1}{0{,}25} = +4\ \text{διοπτρίαι.}$$

Ἀποκλίνοντος φακοῦ μὲ ἑστιακὴν ἀπόστασιν

$$F = -100\ \text{cm} = -1\ \text{m}$$

ἡ ἰσχὺς εἶναι

$$\frac{1}{-100} = -0{,}01\ \text{CGS} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{1}{-1} = -1\ \text{διοπτρία.}$$

§ 604. ***Λεπτὰ συστήματα ἀποτελούμενα ἐκ λεπτῶν φακῶν.*** Ἂν ἔχωμεν δύο ἢ περισσοτέρους *λεπτοὺς* φακοὺς πλησίον ἀλλήλων οὕτως ὥστε οἱ κύριοι ἄξονες αὐτῶν νὰ συμπίπτουν, τὸ ὅλον σύστημα, *ἐφ' ὅσον δύναται νὰ θεωρηθῇ ὡς λεπτόν*, ἰσοδυναμεῖ πρὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἕνα καὶ μόνον φακὸν τοῦ ὁποίου *ἡ ἰσχὺς ἰσοῦται πρὸς τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν ἰσχύων τῶν ἀποτελούντων αὐτὸ φακῶν.*

Ἂν λοιπὸν εἶναι F_1, F_2 . . . . αἱ ἑστιακαὶ ἀποστάσεις τῶν συνιστώντων φακῶν, ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις F τοῦ συστήματος παρέχεται κατ' ἀπόλυτον τιμὴν καὶ σημεῖον ἀπὸ τὸν τύπον

$$(1) \qquad \frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \ldots$$

Ἂν π. χ. συνδυάσωμεν φακὸν συγκλίνοντα ἑστιακῆς ἀποστάσεως 30 cm μὲ ἀποκλίνοντα ἑστιακῆς ἀποστάσεως —40 cm, θὰ εἶναι

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{30} - \frac{1}{40} = \frac{1}{120} \qquad F = +120 \text{ cm}$$

Τὸ σύστημα θὰ εἶναι συγκλίνον καὶ ἡ ἑστιακὴ αὐτοῦ ἀπόστασις 120 cm.

Ἂν συνδυάσωμεν δύο συγκλίνοντας φακοὺς ἑστιακῆς ἀποστάσεως 60 καὶ 80 cm, μὲ ἀποκλίνοντα φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως —30 cm, θὰ εἶναι

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{60} + \frac{1}{80} - \frac{1}{30} = -\frac{1}{240} \qquad F = -240 \text{ cm}$$

Τὸ σύστημα θὰ εἶναι ἀποκλίνον καὶ ἡ ἑστιακή του ἀπόστασις 240 cm.

Ἀπόδειξις. Ἡ ἐκτροπή, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται ἀκτὶς συναντῶσα τὸν πρῶτον φακὸν εἰς ἀπόστασιν υ ἀπὸ τοῦ κυρίου ἄξονος (πρβλ. σχ. 427) εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν καὶ σημεῖον (πρβλ. § 593).

$$\varepsilon_1 = \frac{\upsilon}{F_1}$$

Ἡ ἐκτραπεῖσα ἀκτὶς συναντῶσα τὸν δεύτερον φακὸν *εἰς τὴν αὐτὴν ἀπὸ τοῦ κ. ἄξονος ἀπόστασιν* υ (ἐφ' ὅσον οἱ δύο φακοὶ ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς συμπίπτοντες) ἐκτρέπεται κατὰ τὴν γωνίαν

$$\varepsilon_2 = \frac{\upsilon}{F_2}$$

καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς. Ἑπομένως ἡ ὅλη ἐκτροπὴ ε παρέχεται κατ' ἀπόλυτον τιμὴν καὶ σημεῖον ἀπὸ τὸν τύπον

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \ldots = \upsilon \left(\frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \ldots \right)$$

Τὸ σύστημα λοιπὸν ἰσοδυναμεῖ πρὸς φακόν, ὁ ὁποῖος ἐκτρέπει τὰς ἀκτῖνας τὰς συναντώσας αὐτὸν εἰς ἀπόστασιν υ ἀπὸ τοῦ κ. ἄξονος κατὰ τὴν γωνίανε-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἀλλ' ἂν ὀνομάσωμεν F τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν τοῦ συστήματος, εἶναι

$$\varepsilon = \frac{\upsilon}{F}$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης καὶ τῆς προηγουμένης εὑρίσκομεν

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \cdot \cdot$$

Ἡ σειρὰ τῶν φακῶν εἶναι ἀδιάφορος ἐφ' ὅσον τὸ σύστημα εἶναι λεπτόν.

§ 605. ***Πειραματική εὕρεσις τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως*** Τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν *συγκλινόντων φακῶν* εὑρίσκομεν κατὰ πολλοὺς τρόπους, τῶν ὁποίων ἀναφέρομεν τοὺς ἁπλουστέρους.

α΄) Ἀφίνομεν νὰ προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ φακοῦ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κ. ἄξονος παράλληλον φῶς (π. χ. ἡλιακὸν) καὶ σχηματίζομεν ἐπὶ διαφράγματος τὴν πραγματικὴν κυρίαν ἑστίαν τῆς ὁποίας μετροῦμεν τὴν ἀπὸ τοῦ φακοῦ ἀπόστασιν.

β΄) Σχηματίζομεν ἐπὶ διαφράγματος τὴν πραγματικὴν εἰκόνα φωτεινοῦ ἀντικειμένου, π. χ. τῆς φλογὸς κηρίου, καὶ ἐκ τῶν ἀποστάσεων α, β ἀντικειμένου καὶ εἰκόνος εὑρίσκομεν διὰ τοῦ τύπου τῶν συζυγῶν σημείων τὸ F. Ἡ μέθοδος αὕτη τροποποιεῖται πολλάκις ὡς ἑξῆς: Μετακινοῦντες καταλλήλως τὸν φακὸν καὶ τὸ διάφραγμα ἢ τὸ ἀντικείμενον καθιστῶμεν τὴν εἰκόνα ἴσην πρὸς τὸ ἀντικείμενον, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην συνήθως εἶναι φωτιζομένη κλῖμαξ. Ἔχομεν τότε $\alpha = \beta$ καὶ ὁ τύπος τῶν συζυγῶν σημείων γίνεται

$$\frac{2}{\alpha} = \frac{1}{F}, \qquad F = \frac{\alpha}{2}$$

Ὅταν δηλ. ἡ εἰκὼν εἶναι ἴση πρὸς τὸ ἀντικείμενον, ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις εἶναι τὸ ἥμισυ τῆς ἀποστάσεως τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τοῦ φακοῦ ἢ τὸ τέταρτον τῆς ἀποστάσεως τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τοῦ διαφράγματος.

γ΄) Ὅταν εἶναι γνωστὸς ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ φακοῦ, ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις ἠμπορεῖ νὰ ὑπολογισθῇ ἐκ τῶν ἀκτίνων καμπυλότητος τῶν ἐπιφανειῶν, μετρουμένων διὰ σφαιρομέτρου.

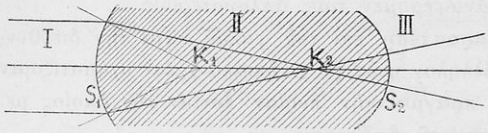
Τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν *λεπτοῦ ἀποκλίνοντος φακοῦ* εὑρίσκομεν συνδυάζοντες αὐτὸν μὲ *ἰσχυρότερον* λεπτὸν συγκλίνοντα φακὸν ὥστε νὰ ἀποτελεσθῇ λεπτὸν συγκλίνον σύστημα. Ἐκ τῶν πειραματικῶς εὑρισκομένων ἑστιακῶν ἀποστάσεων τοῦ συστήματος καὶ τοῦ συγ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κλίνοντος φακοῦ εὑρίσκομεν κατὰ τὸν τύπον (1) τῆς § 604 τὴν ζητουμένην ἑστιακὴν ἀπόστασιν τοῦ ἀποκλίνοντος φακοῦ.

ΟΜΟΑΞΟΝΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΕΝ ΓΕΝΕΙ

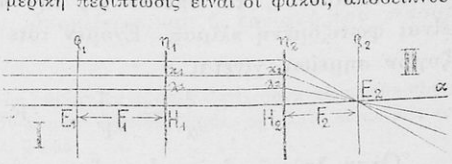
§ 606. *Ἐπίδρασις τοῦ πάχους τοῦ φακοῦ ἐπὶ τῶν ἰδιοτήτων αὐτοῦ.* Ἡ θεωρία τῶν φακῶν, τὴν ὁποίαν εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους ἐξεθέσαμεν, μόνον κατὰ προσέγγισιν εἶναι ἀκριβής. Οὕτω τὸ αἰσθητὸν πάχος τῶν φακῶν ἔχει ἐπίδρασιν ἐπὶ τῶν ἰδιοτήτων αὐτῶν, καθὼς σαφέστατα φαίνεται ἀπὸ τὸ παράδειγμα τοῦ σχ. 441. Παράλληλος δέσμη προσπίπτουσα κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος ἐκ τοῦ μέσου 1 ἐπὶ τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας S_1 τοῦ φακοῦ II μεταβάλλεται εἰς συγκλίνουσαν, τῆς ὁποίας ἡ πραγματικὴ ἑστία εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ φακοῦ, εἰς τὸ K_2, τὸ ὁποῖον εἶναι τὸ κέντρον τῆς δευτέρας ἐπιφανείας S_2, κυρτῆς ἐπίσης. Αἱ ἐκ τοῦ K_2 ἀκτῖνες προσπίπτουσαι καθέτως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας S_2 εἰσέρχονται εἰς τὸ μέσον III χωρὶς ἐκτροπήν. Οὕτω ἡ προσπίπτουσα παράλληλος δέσμη ἐξέρχεται ἐκ τοῦ *ἀμφικύρτου* φακοῦ II ὡς ἀποκλίνουσα, οἱονδήποτε καὶ ἂν εἶναι τὸ μέσον III.



Σχ. 441.

Διὰ τοῦτο εἰς τὴν ἀκριβῆ θεωρίαν τῶν φακῶν πρέπει νὰ λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν καὶ τὸ πεπερασμένον αὐτῶν πάχος.

§ 607. *Χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα. Ἑστιακαὶ ἀποστάσεις.* Τὰ ὁμοαξονικὰ συστήματα ἐν γένει, τῶν ὁποίων μερικὴ περίπτωσις εἶναι οἱ φακοί, ἀποδεικνύεται ὅτι χαρακτηρίζονται ὡς πρὸς τὰς ὀπτικὰς αὐτῶν ἰδιότητας *ἐφ' ὅσον εἶναι δυνατὴ ἡ δι' αὐτῶν ἀστιγματικὴ ἀπεικόνισις*, ἐφ' ὅσον δηλ. διατηροῦν τὸν ἀστιγματικὸν χαρακτῆρα τῶν προσπιπτουσῶν δεσμῶν, ἀπὸ τὸν κύριον ἄξονα α α (σχ. 442) καὶ τέσσαρα ἐπίπεδα κάθετα ἐπ' αὐτόν, τὰ δύο *κύρια ἐπίπεδα* η_1, η_2 καὶ τὰ δύο *ἑστιακὰ ἐπίπεδα* φ_1, φ_2. Τὰ σημεῖα H_1, H_2, εἰς τὰ ὁποῖα τὰ κύρια ἐπίπεδα τέμνουν τὸν ἄξονα, ὀνομάζονται *κύρια σημεῖα*, τὰ δὲ σημεῖα E_1, E_2, εἰς τὰ ὁποῖα τὰ ἑστιακὰ ἐπίπεδα τέμνουν τὸν ἄξονα, ὀνομάζονται *κύριαι ἑστίαι* ἢ καὶ ἁπλῶς *ἑστίαι* τοῦ συστήματος.



Σχ. 442.

Μεταξὺ τῶν κυρίων ἐπιπέδων καὶ τῶν ἑστιακῶν ἐπιπέδων ὑπάρχει σχέσις ἀντιστοιχίας. Τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον φ_1 σχετίζεται πρὸς τὸ κύριον ἐπίπεδον η_1, τὸ δὲ φ_2 πρὸς τὸ η_2.

Ἂν θεωρήσωμεν τὸ φῶς ὡς χωροῦν ἐξ ἀριστερῶν πρὸς τὰ δεξιά, ὀνομάζομεν τὰ η_1 καὶ φ_1 πρόσθια ἐπίπεδα, τὰ η_2 καὶ φ_2 ὀπίσθια. Τὸ H_1 πρόσθιον κύριον σημεῖον, τὸ H_2 ὀπίσθιον κύριον σημεῖον, τὸ E_1 προσθίαν ἑστίαν, τὸ E_2 ὀπισθίαν ἑστίαν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἀπόστασις τοῦ ἑστιακοῦ ἐπιπέδου ἀπὸ τοῦ ἀντιστοίχου κυρίου ἐπιπέδου ὀνομάζεται *ἑστιακὴ ἀπόστασις*, *προσθία* μὲν ἡ ἀπόστασις F_1 τοῦ φ_1 ἀπὸ τοῦ η_1, *ὀπισθία* δὲ ἡ ἀπόστασις F_2 τοῦ φ_2 ἀπὸ τοῦ η_2.

Ἡ προσθία ἑστιακὴ ἀπόστασις F_1 θεωρεῖται θετικὴ ὅταν τὸ E_1 εἶναι πρὸς τὰ ἀριστερὰ τοῦ H_1 ὅπως εἰς τὸ σχ. 442, ἀρνητικὴ δὲ ὅταν εἶναι πρὸς τὰ δεξιὰ (σχ. 444). Ἡ ὀπισθία ἑστιακὴ ἀπόστασις F_2 θεωρεῖται θετικὴ μὲν ὅταν τὸ E_2 εἶναι πρὸς τὰ δεξιὰ τοῦ H_2 (σχ. 442) ἀρνητικὴ δὲ ὅταν εἶναι πρὸς τὰ ἀριστερὰ (σχ. 444).

Αἱ δύο ἑστιακαὶ ἀποστάσεις τοῦ συστήματος εἶναι ἄνισοι ὅταν εἶναι διάφορα τὰ ἑκατέρωθεν αὐτοῦ ὀπτικὰ μέσα I, II καὶ ἂν ὀνομάσωμεν τοὺς δείκτας διαθλάσεως αὐτῶν ν_1, ν_2 ὑφίσταται ἡ σχέσις:

(1) $$F_1 : F_2 = \nu_1 : \nu_2$$ (πρβλ. § 586 ἐξ. 5).

Ὅταν τὸ ὀπτικὸν μέσον ἑκατέρωθεν τοῦ συστήματος εἶναι τὸ αὐτό, εἶναι $\nu_1 = \nu_2$ καὶ ἑπομένως $F_1 = F_2 = F$.

Αἱ δύο ἑστιακαὶ ἀποστάσεις εἶναι κατὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην ἴσαι.

Ὀνομάζομεν *κυρίαν τομὴν* τοῦ συστήματος πᾶν ἐπίπεδον διερχόμενον διὰ τοῦ ἄξονος. Ἐπειδὴ αἱ θλαστικαὶ ἐπιφάνειαι εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὴν κυρίαν τομήν, ἕπεται ὅτι πᾶσα ἀκτὶς εὑρισκομένη ἐπὶ κυρίας τομῆς μένει καὶ μετὰ ὁσασδήποτε διαθλάσεις ἐπ' αὐτῆς. Ἂν λοιπὸν περιορισθῶμεν εἰς ἀκτῖνας εὑρισκομένας ἐπὶ κυρίας τομῆς ἡ ὅλη κατασκευὴ εἶναι ἐπίπεδος.

Μὲ τὴν βοήθειαν τῶν τεσσάρων χαρακτηριστικῶν ἐπιπέδων οἱ νόμοι τῶν ὁμοαξονικῶν συστημάτων ἐκφράζονται ὡς ἑξῆς:

1) *Τὰ κύρια ἐπίπεδα εἶναι συζυγῆ, τὰ δὲ συζυγῆ αὐτῶν σημεῖα εὑρίσκονται ἐπὶ τῆς αὐτῆς κυρίας τομῆς καὶ εἰς ἴσας ἀπὸ τοῦ ἄξονος ἀποστάσεις.* Συζυγῆ π. χ. εἶναι τὰ σημεῖα κ_1 καὶ κ_2, λ_1 καὶ λ_2 (σχ. 442). Ἑπομένως πᾶσα ἀκτὶς συναντῶσα πραγματικῶς ἢ φανταστικῶς τὸ πρόσθιον κύριον ἐπίπεδον ἐξέρχεται τοῦ συστήματος ὡς προερχομένη ἐκ τοῦ συζυγοῦς αὐτοῦ σημείου τοῦ ὀπισθίου ἐπιπέδου.

2) Ὅταν δέσμη παράλληλος προσπίπτῃ ἐπὶ τοῦ συστήματος, ἡ ἐξερχομένη δέσμη ἔχει τὴν ἑστίαν αὐτῆς ἐπὶ τοῦ ὀπισθίου ἑστιακοῦ ἐπιπέδου φ_2 (σχ. 442, 443) καὶ ἀνάπαλιν, ἂν ἡ ἑστία τῆς προσπιπτούσης δέσμης εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ προσθίου ἑστιακοῦ ἐπιπέδου φ_1, ἡ ἐξερχομένη δέσμη εἶναι παράλληλος.

3) Ἂν ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονα, ἡ ἐξερχομένη διέρχεται πραγματικῶς ἢ φανταστικῶς διὰ τῆς ὀπισθίας ἑστίας E_2 καὶ ἀνάπαλιν ἂν ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς διέρχεται διὰ τῆς προσθίας ἑστίας, ἡ ἐξερχομένη εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονα.

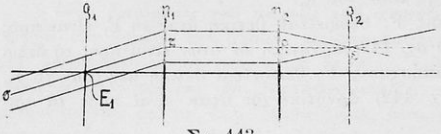
Εἰς τὸ σχ. 442 δέσμη παράλληλος προσπίπτει ἐπὶ τοῦ συστήματος κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος. Αἱ ἀκτῖνες αὐτῆς προχωροῦν ἐκ τοῦ ἐπιπέδου η_1 μέχρι τοῦ η_2 χωρὶς νὰ ἀλλάξουν διεύθυνσιν (κανὼν 1) ἐκεῖ δὲ θλῶνται ὥστε νὰ διέλθουν ὅλαι διὰ τῆς ὀπισθίας κυρίας ἑστίας E_2 (κανὼν 3).

Σημειωτέον ὅτι ἡ πραγματικὴ πορεία τῶν ἀκτίνων ἐντὸς τοῦ συστήματος εἶναι διάφορος. Ἡ κατασκευὴ μᾶς παρέχει μόνον τὴν ἐξερχομένην δέσμην ὅταν εἶναι γνωστὴ ἡ εἰσερχομένη.

Εἰς τὸ σχ. 443 ἔχομεν παράλληλον δέσμην προσπίπτουσαν πλαγίως ἐπὶ τοῦ συστήματος. Ἡ ἀκτὶς στ ἑξακολουθεῖ τὸν δρόμον της ἐκ τοῦ συζυγοῦς τοῦ τ

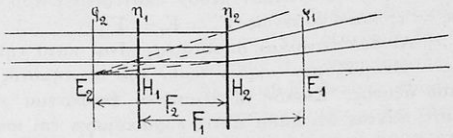
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σημείου ρ, τὸ ὁποῖον ἀπέχει ἀπὸ τοῦ ἄξονος ὅσον καὶ τὸ τ (κανὼν I) ἐπειδὴ δὲ ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς διέρχεται διὰ τοῦ E_1, ἡ ἐξερχομένη ἀκτὶς ρε εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονα (κανὼν 3). Τὸ σημεῖον ε, εὑρισκόμενον ἐπὶ τοῦ ὀπισθίου ἑστιακοῦ ἐπιπέδου, εἶναι ἡ ἑστία τῆς ἐξερχομένης δέσμης, ἑστία πραγματικὴ (κανὼν 2).



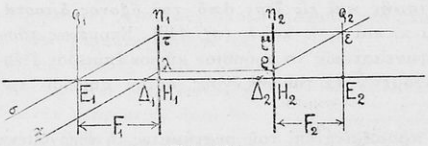
Σχ. 443.

Εἰς τὸ σχ. 444 ἔχομεν δέσμην παράλληλον προσπίπτουσαν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος. Αἱ ἀκτῖνες αὗτης, ἐξακολουθοῦσαι τὸν δρόμον των μέχρι τοῦ ὀπισθίου κυρίου ἐπιπέδου η_2, λαμβάνουν ἔπειτα διεύθυνσιν διερχομένην διὰ τῆς ὀπισθίας ἑστίας E_2. Ἡ ἑστια αὕτη εὑρισκεται πρὸς τὰ ἀριστερὰ τοῦ ἐπιπέδου η_2 καὶ ἡ ἐξερχομένη δέσμη ἀποκλίνει.



Σχ. 444.

608. *Δεσμικὰ σημεῖα.* Θεωροῦμεν (σχ. 445) ὁμοαξονικὸν σύστημα μὲ θετικὰς ἑστιακὰς ἀποστάσεις καὶ δέσμην παράλληλον πλαγίως «π' αὐτοῦ προσπίπτουσαν. Ἡ ἀκτὶς στ διερχομένη διὰ τῆς προσθίας ἑστιας E_1 συναντᾷ τὸ πρόσθιον κύριον ἐπίπεδον εἰς τὸ τ, ἐκεῖθεν ἔρχεται εἰς τὸ συζυγὲς αὐτοῦ σημεῖον μ ἐπὶ τοῦ ὀπισθίου κυρίου ἐπιπέδου καὶ ἐξακολουθεῖ χωροῦσα παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα. Τὸ σημεῖον ε, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ ἀκτὶς αὕτη συναντᾷ τὸ ὀπίσθιον ἑστιακὸν ἐπίπεδον, εἶναι ἡ ἑστία τῆς ἐξερχομένης δέσμης.



Σχ. 445.

Φέρομεν τώρα τὴν ερ παράλληλον πρὸς τὴν στ, τὴν ρλ παράλληλον πρὸς τὸν ἄξονα καὶ τὴν κε παράλληλον πρὸς τὴν στ. Ὁ δρόμος κλρε εἶναι δρόμος μιᾶς ἀκτῖνος τῆς δέσμης, διοτι ἡ κλ ἐξακολουθοῦσα τὴν πορείαν της ἐκ τοῦ συζυγοῦς πρὸς τὸ λ σημείου ρ πρέπει νὰ διέλθῃ διὰ τῆς ἑστίας ε.

Ἂν προεκτείνωμεν τὴν ερ μέχρις ὅτου συναντήσῃ τὸν ἄξονα εἰς τὸ Δ_2 καὶ ὀνομάσωμεν Δ_1 τὴν τομὴν τῆς κλ καὶ τοῦ ἄξονος, εὑρίσκομεν ἐκ τῶν ἴσων τριγώνων τοῦ σχήματος τὰς σχέσεις

$$E_1H_1 = \Delta_2E_2 \qquad \Delta_1H_1 = \Delta_2H_2 \qquad \text{ὅθεν} \quad E_1\Delta_1 = E_2H_2$$

ἤτοι

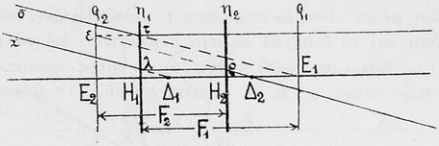
$$E_2\Delta_2 = F_1 \qquad E_1\Delta_1 = F_2 \tag{2}$$

Τὰ σημεῖα Δ_1 Δ_2 ὁριζομενα διὰ τῶν ἐξισώσεων τούτων ἀνεξαρτήτως τῆς κλίσεως τῆς προσπιπτούσης δέσμης ἔχουν λοιπὸν τὴν ἑξῆς ἰδιότητα: Πᾶσα ἀκτὶς προσπίπτουσα μὲ κατεύθυνσιν πρὸς τὸ Δ_1 ἐξέρχεται τοῦ συστήματος παραλλήλως πρὸς ἑαυτὴν καὶ προερχομένη ἐκ τοῦ Δ_2.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὰ σημεῖα Δ_1 καὶ Δ_2 ὀνομάζονται *δεσμικὰ σημεῖα* τοῦ συστήματος.

Ἂν αἱ ἑστιακαὶ ἀποστάσεις εἶναι ἀρνητικαὶ (σχ. 446) θεωροῦμεν τὴν πλαγίως προσπίπτουσαν παράλληλον δέσμην μὲ κατεύθυνσιν στ, ἡ ὁποία διερχομένη διὰ τοῦ συστήματος μεταβάλλεται εἰς ἀποκλίνουσαν μὲ ἑστίαν τὸ ε. Φέροντες τὴν ερΔ_2 παράλληλον πρὸς τὴν στ, τὴν ρλ παράλληλον πρὸς τὸν ἄξονα καὶ τὴν λκ παράλληλον πρὸς τὴν στ βλέπομεν ὅτι ἡ τεθλασμένη κλρΔ_2 εἶναι μία ἀκτὶς τῆς δέσμης. Προεκτείνοντες τὴν κλ μέχρις ὅτου συναντήσῃ τὸν ἄξονα εἰς τὸ Δ_1, εὑρίσκομεν



Σχ. 446.

$$E_2H_1=\varepsilon\tau=\Delta_2E_1 \qquad H_1H_2=\lambda\rho=\Delta_1\Delta_2 \qquad H_1\Delta_1=H_2\Delta$$

ὅθεν

$$E_2H_2=E_2H_1+H_1H_2=H_1H_2+\Delta_2E_1=\Delta_1\Delta_2+\Delta_2E_1=\Delta_1E_1$$
$$E_1H_1=E_1\Delta_2\Delta_2H_1=E_2H_1+H_1\Delta_2=E_2\Delta_2$$

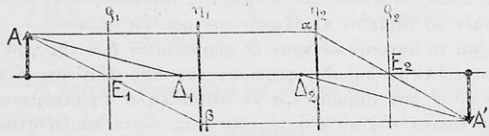
ἤτοι

$$E_2H_2=F_1 \qquad E_1H_1=F_2$$

Ἀνευρίσκομεν δηλ. τὰς σχέσεις (2) ἀνεξαρτήτως τῆς κλίσεως τῆς προσπιπτούσης δέσμης καὶ ἐπομένως τὰ σημεῖα Δ_1, Δ_2 εἶναι τὰ δεσμικὰ σημεῖα τοῦ συστήματος.

Ἂν τὸ ὀπτικὸν μέσον ἑκατέρωθεν τοῦ συστήματος εἶναι τὸ αὐτό, *τὰ δεσμικὰ σημεῖα συμπίπτουν μὲ τὰ κύρια σημεῖα.*

§ 609. ***Γραφικὴ κατασκευὴ τῶν συζυγῶν σημείων.*** Ὅταν ἔχωμεν τὸν ἄξονα καὶ τὰ τέσσαρα χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα συστήματός τινος καθὼς καὶ τὰ δεσμικὰ αὐτοῦ σημεῖα, τὰ ὁποῖα δίδονται ὑπὸ τῶν ἐξισώσεων (2), εὐκόλως εὑρίσκομεν γραφικῶς τὸ συζυγὲς σημεῖον δοθέντος σημείου.



Σχ. 447.

Ἔστω π. χ. (σχ. 447) τὸ σύστημα $\varphi_1\,\eta_1\,\eta_2\,\varphi_2$ μὲ θετικὰς ἑστιακὰς ἀποστάσεις, Δ_1 Δ_2 τὰ δεσμικὰ αὐτοῦ σημεῖα καὶ σημεῖον Α, τοῦ ὁποίου ζητεῖται τὸ συζυγές.

Ὑπάρχουν τρεῖς ἀκτῖνες ἐκ τοῦ Α, τῶν ὁποίων τὸν δρόμον ἠμποροῦμεν νὰ παρακολουθήσωμεν.

Ἡ Αα, παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονα, φθάνει μέχρι τοῦ ὀπισθίου κυρίου ἐπιπέδου η_2 καὶ ἐκεῖθεν κατευθύνεται πρὸς τὴν ὀπισθίαν κυρίαν ἑστίαν E_2.

Ἡ Αβ, διερχομένη διὰ τῆς προσθίας κυρίας ἑστίας E_1 φθάνει μέχρι τοῦ προσθίου κυρίου ἐπιπέδου η_1 καὶ ἐκεῖθεν γίνεται παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονα.

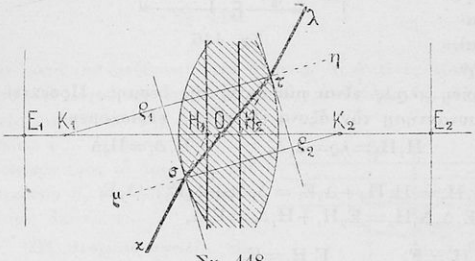
Ἡ $A\Delta_1$ κατευθυνομένη πρὸς τὸ πρόσθιον δεσμικὸν σημεῖον Δ_1 ἐξακολουθεῖ τὸν δρόμον της παραλλήλως πρὸς ἑαυτὴν ὡς προερχομέννη ἐκ τοῦ ὀπισθίου δεσμικοῦ σημείου Δ_2.

Ἡ κοινὴ τομὴ Α′ τῶν τριῶν ἀκτίνων αΑ′, βΑ′ Δ_2 Α′ εἶναι τὸ ζητούμενον συζυγὲς σημεῖον τοῦ Α.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 610. ***Φακοὶ πεπερασμένου πάχους.—Ὀπτικὸν κέντρον.*** Οἱ φακοὶ τῶν ὁποίων τὸ πάχος δὲν ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς μηδαμινόν, χαρακτηρίζονται ἀπὸ τὰ δύο ἑστιακὰ καὶ τὰ δύο κύρια ἐπίπεδα αὐτῶν. Ἐπειδὴ δὲ συνήθως τὸ ὀπτικὸν μέσον εἶναι ἑκατέρωθεν τὸ αὐτὸ (ἀήρ), αἱ δύο ἑστιακαὶ ἀποστάσεις εἶναι ἴσαι καὶ τὰ δεσμικὰ σημεῖα συμπίπτουν μὲ τὰ κύρια.

Ἔστω (σχ. 448) παχὺς ἀμφίκυρτος φακός, K_1, K_2 τὰ κέντρα τῶν ἐπιφανειῶν αὐτοῦ, ρ_1, ρ_2 αἱ ἀκτῖνες αὐτοῦ. Ἂν φέρωμεν τὰς παραλλήλους $K_1\tau$ καὶ $K_2\sigma$ ἐπὶ τῆς κυρίας τομῆς τοῦ σχήματος, τὰ ἐφαπτόμενα ἐπίπεδα εἰς τὰ σημεῖα σ καὶ τ εἶναι παράλληλα ὡς κάθετα ἐπὶ τὰς δύο παραλλήλους. Ἂν λοιπὸν θεωρήσωμεν φωτεινὴν ἀκτῖνα κσ προσπίτουσαν εἰς τὸ σ οὕτως ὥστε διαθλωμένη νὰ λάβῃ ἐντὸς τοῦ φακοῦ τὴν διεύθυνσιν στ, ἐξερχομένη τοῦ φακοῦ θὰ ἔχῃ αὕτη τὴν διεύθυνσιν τλ, παράλληλον πρὸς τὴν κσ, θὰ διέλθῃ δηλ. διὰ τοῦ φακοῦ χωρὶς γωνιακὴν ἐκτροπὴν καὶ ἑπομένως κατὰ τὰ προηγούμενα τὰ σημεῖα H_1, H_2, εἰς τὰ ὁποῖα αἱ προεκβολαὶ τῶν κσ καὶ τλ τέμνουν τὸν ἄξονα, εἶναι τὰ δεσμικὰ ἢ κύρια σημεῖα. Ἂν ὀνομάσωμεν Ο τὴν τομὴν τῆς στ καὶ τοῦ ἄξονος, εὑρίσκομεν ἐκ τῶν ὁμοίων τριγώνων $K_1O\tau$, $K_2O\sigma$ καὶ $H_1O\sigma$, $H_2O\tau$ τὰς σχέσεις



Σχ. 448.

$$K_1O : K_2O = H_1O : H_2O = \rho_1 : \rho_2.$$

Ἡ θέσις δηλαδὴ τοῦ σημείου Ο εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς κλίσεως τῆς στ πρὸς τὸν ἄξονα καὶ ἑπομένως *πᾶσα ἀκτὶς συναντῶσα τὸ Ο διέρχεται διὰ τοῦ φακοῦ ἄνευ ἐκτροπῆς.* Διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν τὸ σημεῖον Ο *ὀπτικὸν κέντρον τοῦ φακοῦ.*

Τὰ κύρια σημεῖα H_1, H_2 καὶ τὸ ὀπτικὸν κέντρον Ο εὑρίσκομεν διὰ τῆς γραφικῆς κατασκευῆς τοῦ σχήματος. Ἀφοῦ δηλαδὴ φέρωμεν τὰς παραλλήλους $K_1\tau$ καὶ $K_2\sigma$ καὶ προσδιορίσωμεν οὕτω δύο σημεῖα τ, σ μὲ παράλληλα ἐφαπτόμενα ἐπίπεδα, φέρομεν τὴν στ καὶ ἔπειτα τὰς κσ καὶ τλ τοιαύτας, ὥστε νὰ ὑφίσταται μεταξὺ τῶν γωνιῶν προσπτώσεως καὶ διαθλάσεως ἡ σχέσις τοῦ Snell, νὰ εἶναι δηλ.

$$\frac{\eta\mu\,\kappa\sigma\mu}{\eta\mu\,\tau\sigma K_2} = \frac{\eta\mu\,\lambda\tau\eta}{\eta\mu O\tau K_1} = \nu$$

ὅπου ν ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ φακοῦ ὡς πρὸς τὸ περιβάλλον, καὶ προεκτείνομεν τὰς κσ καὶ λτ μέχρι τοῦ ἄξονος.

Ὁ πλάγιος ἄξων εἰς τοὺς παχεῖς φακοὺς πρέπει νὰ ὁρισθῇ ὡς ζεῦγος παραλλήλων ἡμιευθειῶν ἀρχομένων ἀπὸ τῶν δεσμικῶν ἢ κυρίων σημείων καὶ διευθυνομένων ἑκατέρωθεν τοῦ φακοῦ. Οὕτω εἰς τὸ σχ. 448 αἱ εὐθεῖαι κH_1 καὶ $H_2\lambda$ ἀποτελοῦν πλάγιον ἄξονα.

Ἂν δι' ὁμοίας κατασκευῆς ζητήσωμεν τὴν θέσιν τῶν κυρίων σημείων καὶ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου εἰς κοιλόκυρτον φακὸν (σχ. 449) εὑρίσκομεν ὅτι ταῦτα

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

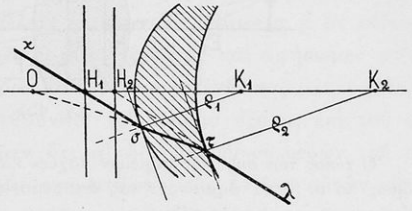
κεῖνται ἔξω τοῦ φακοῦ ἐκ δὲ τῶν ὁμοίων τριγώνων

$$K_1\sigma O - K_2\tau O, \quad K_1\sigma H_1 - K_2\tau H_2, \quad H_1\sigma O - H_2\tau O$$

εὑρίσκομεν πάλιν τὰς σχέσεις

$$K_1O : K_2O = H_1O : H_2O = \varrho_1 : \varrho_2 \ ^*)$$

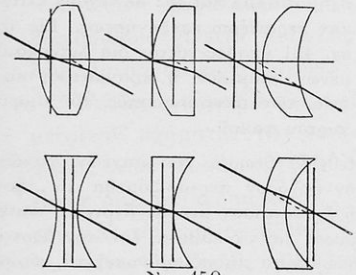
Ἡ ἰδιότης τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου πρέπει εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην νὰ διατυπωθῇ ὡς ἑξῆς: *Πᾶσα φωτεινὴ ἀκτίς, τῆς ὁποίας τὸ ἐντὸς τοῦ φακοῦ μέρος ἔχει διεύθυνσιν συναντῶσαν τὸ O, διέρχεται διὰ τοῦ φακοῦ ἄνευ ἐκτροπῆς.*



Σχ. 449.

Εἰς τὸ σχ. 450 δεικνύεται ἡ θέσις τῶν κυρίων ἐπιπέδων εἰς τὰ ἓξ εἴδη τῶν φακῶν. Ἡ ἀπόστασις αὐτῶν ἀπ' ἀλλήλων εὑρίσκεται ἐκ τῆς θεωρίας τῶν ὁμοαξονικῶν συστημάτων ὅτι εἶναι

$$\overline{H_1H_2} = \delta\,(\nu-1)\,\frac{\varrho_1+\varrho_2-\delta}{\nu(\varrho_1+\varrho_2)-\delta(\nu-1)}$$


Σχ. 450.

Εἰς τὸν τύπον τοῦτον εἶναι δ τὸ πάχος τοῦ φακοῦ, τὸ μῆκος δηλ. τοῦ ἐντὸς αὐτοῦ τμήματος τοῦ ἄξονος, ν ὁ δείκτης διαθλάσεως, ϱ_1, ϱ_2 αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος, τῶν ὁποίων ἡ τιμὴ θεωρεῖται θετικὴ μὲν διὰ κυρτὴν ἐπιφάνειαν ἀρνητικὴ δὲ διὰ κοίλην.

Ἂν τὸ πάχος δ εἶναι μικρὸν ὡς πρὸς τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν ἀκτίνων καμπυλότητος $\varrho_1 + \varrho_2$, ὁ τύπος ἁπλοποιεῖται καὶ γίνεται

$$\overline{H_1H_2} = \delta\,\frac{\nu-1}{\nu}$$

Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις παρέχεται ἀπὸ τὸν τύπον

$$\frac{1}{F} = (\nu-1)\,\left(\frac{1}{\varrho_2} + \frac{1}{\varrho_2} - \frac{\delta(\nu-1)}{\nu\,\varrho_1\varrho_2}\right)$$

ὁ ὁποῖος διαφέρει τοῦ τύπου τῶν λεπτῶν φακῶν κατὰ τὸν ὅρον

$$\frac{\delta(\nu-1)^2}{\nu\,\varrho_1\,\varrho_2}$$

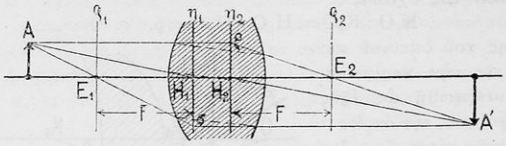
Ἂν τὸ πάχος δ εἶναι μηδέν, ὁ ὅρος οὗτος ἐξαφανίζεται καὶ ἔχομεν τὸν γνωστὸν τύπον τῶν λεπτῶν φακῶν.

---

*) Αἱ σχέσεις αὗται εἶναι ὀρθαὶ καὶ ὡς πρὸς τὸ σημεῖον ἂν θεωρήσωμεν, συνεπεῖς πρὸς τοὺς προηγουμένους καθορισμούς, τὰ K_1O, H_1O θετικὰ ὅταν τὰ K_1, H_1 εἶναι πρὸς τὰ ἀριστερὰ τοῦ O, τὰ δὲ K_2O, H_2O ὅταν τὰ K_2, H_2 εἶναι πρὸς τὰ δεξιὰ τοῦ O.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

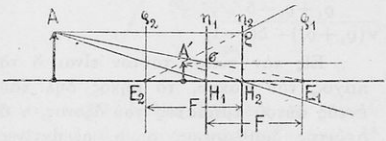
Ἑστιακὴ ἀπόστασις εἶναι ἡ ἀπόστασις τῆς ἑστίας ἀπὸ τοῦ ἀντιστοίχου κυρίου ἐπιπέδου. (πρβλ. τὰ σχ. 451, 452).



Σχ. 451.

Ὁ τύπος τῶν συζυγῶν σημείων ἰσχύει καὶ διὰ τοὺς παχεῖς φακούς, πρέπει ὅμως τὰ α, β νὰ σημαίνουν τὰς ἀποστάσεις τῶν συζυγῶν σημείων ἀπὸ τῶν ἀντιστοίχων κυρίων ἐπιπέδων.

§ 611. ***Γεωμετρικὴ κατασκευὴ τῶν συζυγῶν σημείων.*** Ἡ κατασκευὴ τῶν συζυγῶν σημείων εἶναι ἐντελῶς ὁμοία μὲ τὴν εἰς τὴν § 609 περιγραφεῖσαν μὲ μόνην τὴν διαφορὰν ὅτι τὰ δεσμικὰ σημεῖα συμπίπτουν μὲ τὰ κύρια. Τὰ σχήματα 451 καὶ 452 δὲν ἔχουν ἀνάγκην περαιτέρω ἐπεξηγήσεως. Εἰς τὸ σχ. 451 ὑποδεικνύεται διὰ διακεκομμένων γραμμῶν ἡ πραγματικὴ πορεία τῶν ἀκτίνων ἐντὸς τοῦ ἀμφικύρτου φακοῦ.



Σχ. 452.

§ 612. ***Παρατήρησις.*** Ἡ ἀνωτέρω ἐκτεθεῖσα θεωρία τῶν παχέων φακῶν εἶναι ὀρθὴ κατὰ προσέγγισιν ἀρκετὴν μόνον ἐφ' ὅσον περιοριζόμεθα εἰς ἀξονικὰς ἀκτῖνας καὶ αἱ ἐπιφάνειαι τοῦ φακοῦ ἔχουν τόσον μικρὸν ἄνοιγμα, ὥστε νὰ ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς συμπίπτουσαι μὲ τὰ κάθετα ἐπὶ τὸν ἄξονα ἐφαπτόμενα αὐτῶν ἐπίπεδα. Οὕτω ἂν θελήσωμεν νὰ προσδιορίσωμεν τὰ κύρια σημεῖα εἰς τὸν φακὸν τοῦ σχ. 445 ἢ 446 μὲ ἀκτῖνας διαφόρου πρὸς τὸν ἄξονα κλίσεως δὲν θὰ εὑρίσκωμεν πάντοτε τὰ ἴδια, καὶ τοῦτο διότι αἱ ἐπιφάνειαι ἔχουν ἄνοιγμα πολὺ μεγάλον.

Καταφανεστάτη γίνεται ἡ ἀνεπάρκεια τῆς θεωρίας ταύτης ἂν ἐπιχειρήσωμεν τὴν κατασκευὴν τοῦ σχ. 451 εἰς συγκλίνοντα κοιλόκυρτον φακὸν ὅπως ὁ τοῦ σχήματος 449.

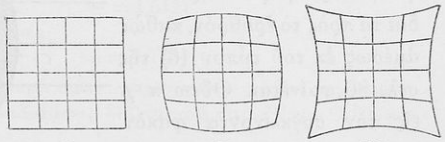
ΣΦΑΛΜΑΤΑ ΤΩΝ ΦΑΚΩΝ

§ 613. ***Σφάλμα σφαιρικότητος.*** Οἱ φακοὶ δὲν εἶναι ἁπλανητικὰ συστήματα. Ἐξ αὐτῆς τῆς φύσεως τῶν ἐπιφανειῶν αὐτῶν, σφαιρικῶν μὲ αἰσθητὸν ἄνοιγμα, ἕπεται ὅτι αἱ δι' αὐτῶν διερχόμεναι δέσμαι δὲν παραμένουν στιγματικαί. Παρουσιάζουν λοιπὸν οἱ φακοὶ *σφάλμα σφαιρικότητος*, προερχόμενον ἐκ τῆς σφαιρικῆς μορφῆς τῶν ἐπιφανειῶν αὐτῶν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὸ σφάλμα τοῦτο γίνεται μικρότερον ἂν ἡ διάθλασις κατανεμηθῇ εἰς περισσοτέρας ἐπιφανείας μικροτέρας καμπυλότητος, ἂν δηλ. ὁ ἁπλοῦς φακὸς ἀντικατασταθῇ διὰ συστήματος δύο ἢ περισσοτέρων φακῶν τῆς αὐτῆς ὁλικῆς ἰσχύος, ἢ καὶ ἀκόμη ἂν αἱ σφαιρικαὶ ἐπιφάνειαι ἀντικατασταθοῦν δι' ἄλλων ἐπιφανειῶν. Οὕτω π. χ. ἂν καλύψωμεν συνήθη φακὸν διὰ σκιεροῦ διαφράγματος καὶ ἀφήσωμεν μικρὸν μόνον ἑκάστοτε ἄνοιγμα, διὰ τοῦ ὁποίου στενὴ παράλληλος δέσμη προσπίπτουσα κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος ἐπὶ τοῦ φακοῦ διαθλᾶται, παρατηροῦμεν ὅτι αἱ διὰ διαφόρων μερῶν τοῦ φακοῦ διερχόμεναι δέσμαι δὲν σχηματίζουν τὰς ἑστίας αὐτῶν εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον. Διὰ τοπικῆς ἐπεξεργασίας τῶν ἐπιφανειῶν τοῦ φακοῦ εἶναι δυνατὸν νὰ κατορθωθῇ ὥστε ὅλαι αἱ μερικαὶ αὗται δέσμαι νὰ διέρχωνται διὰ τοῦ αὐτοῦ σημείου καὶ οὕτω νὰ εἶναι ὁ φακὸς ἀπλανητικὸς διὰ τὴν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος προσπίπτουσαν παράλληλον δέσμην. Τῆς μεθόδου ταύτης τῆς *τοπικῆς διορθώσεως* γίνεται πολλάκις χρῆσις εἰς τὴν κατασκευὴν τῶν μεγάλων ἀστρονομικῶν φακῶν.

Ἄλλο σφάλμα σύνηθες εἰς τοὺς φακοὺς καὶ ἐπίσης ἐκ τοῦ γεωμετρικοῦ σχήματος τῶν ἐπιφανειῶν προερχόμενον εἶναι ἡ παραμόρφωσις τῶν εἰκόνων. Ἡ εἰκὼν δηλ. ἐπιπέδου καθέτου ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα δὲν εἶναι ἐπίπεδος ἀλλὰ καμπύλη ἐπιφάνεια καὶ ἡ εἰκὼν εὐθείας γραμμῆς εἶναι καμπύλη διαφόρου καμπυλότητος, ἀναλόγως τῆς θέσεως τῆς εὐθείας ὡς πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Ἂν λοιπὸν διὰ τοῦ φακοῦ σχηματίσωμεν τὴν πραγματικὴν εἰκόνα τοῦ σχ. 453 I λαμβάνομεν εἴτε τὸ σχ. II εἴτε τὸ III. Κατὰ τὴν πρώτην περίπτωσιν ἡ παραμόρφωσις ὀνομάζεται *πιθοειδής*, κατὰ τὴν δευτέραν *προσκεφαλαιοειδὴς* ἢ *μηνοειδής*.

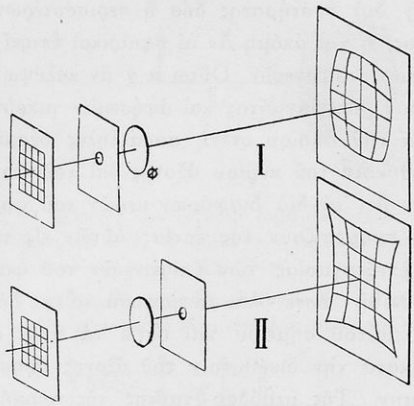


Σχ. 453.

Τὰς παραμορφώσεις ταύτας δεικνύομεν σαφέστατα ἐκπεφρασμένας ὡς ἑξῆς. Φωτίζομεν ἐκ τῶν ὄπισθεν ἰσχυρῶς φύλλον ἡμιδιαφανοῦς χάρτου φέρον τὸ σχῆμα 453 I καὶ προβάλλομεν διὰ φακοῦ

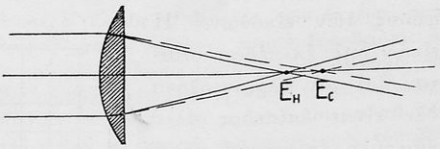
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ σχῆμα τοῦτο ἐπὶ πετάσματος. Ἂν παρεμβάλωμεν μεταξὺ τοῦ χάρτου καὶ τοῦ φακοῦ καὶ πλησίον τοῦ φακοῦ σκιερὸν διάφραγμα φέρον ὀπὴν (σχ. 454 I) ἡ ἐπὶ τοῦ πετάσματος εἰκὼν ἔχει τὸ σχῆμα II, ἂν δὲ θέσωμεν τὸ διάφραγμα μεταξὺ φακοῦ καὶ πετάσματος (σχ. 454 II) ἡ εἰκὼν θὰ ἔχῃ τὸ σχῆμα III.



Σχ. 454.

§ 614. ***Σφάλμα χρωματικόν.*** Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ ἐξαρτᾶται, καθὼς προηγουμένως ἐξετέθη, ἀπὸ τὸν δείκτην διαθλάσεως. Ἐπειδὴ δὲ ὁ δείκτης διαθλάσεως εἶναι διάφορος διὰ τὰ διάφορα χρώματα τοῦ φωτός, ἔπεται ὅτι καὶ ὁ φακὸς ἔχει δι' ἕκαστον χρῶμα ἰδίαν ἑστιακὴν ἀπόστασιν, μικροτέραν μὲν διὰ τὰ πρὸς τὸ ἰῶδες χρώματα τοῦ φάσματος, μεγαλειτέραν δὲ διὰ τὰ πρὸς τὸ ἐρυθρόν, καθὼς ἀμέσως ἐκ τοῦ τύπου (6) τῆς σελ. 86 φαίνεται. Οὕτω π. χ. εἰς τὸν συγκλίνοντα φακὸν τοῦ σχ. 455 ἡ κυρία ἑστία διὰ μὲν τὸ ἰῶδες φῶς Η εὑρίσκεται εἰς τὸ E_H, διὰ δὲ τὸ ἐρυθρὸν φῶς C εὑρίσκεται εἰς τὸ E_C.



Σχ. 455.

Ἂν λοιπὸν προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ φακοῦ τούτου παράλληλος δέσμη συνθέτου φωτὸς κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος, θὰ σχηματισθῇ ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος συνεχὴς ἢ ἀσυνεχὴς σειρὰ ἑστιῶν ἐκ τῶν διαφόρων χρωμάτων τῶν περιεχομένων εἰς τὴν δέσμην, θὰ ἔχωμεν δηλ. ἀνάλυσιν τοῦ φωτὸς καὶ σχηματισμὸν φάσματος, τοῦ ὁποίου τὸ ἰῶδες μέρος θὰ εἶναι ἐστραμμένον πρὸς τὸν φακόν.

Ἂν θέσωμεν φύλλον λευκοῦ χάρτου εἰς τὴν θέσιν E_E θὰ παρατηρήσωμεν φωτεινὴν κηλῖδα ἰώδη κατὰ τὸ μέσον καὶ ἐρυθρὰν κατὰ

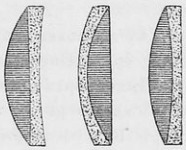
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὰ ἄκρα, ἂν δὲ θέσωμεν τὸν χάρτην εἰς τὴν θέσιν E_C ἡ φωτεινὴ κηλὶς θὰ εἶναι ἐρυθρὰ εἰς τὸ μέσον καὶ ἰώδης εἰς τὰ ἄκρα.

Κατὰ ταῦτα οἱ φακοὶ παρουσιάζουν τὸ καλούμενον *χρωματικὸν σφάλμα*, προερχόμενον ἐκ τῆς διαφορᾶς τοῦ δείκτου διαθλάσεως διὰ τὰ διάφορα χρώματα.

§ 615. ***Ἀχρωστικοὶ φακοί.*** Εἰς τὴν § 582 ἐξετέθη πῶς διὰ τοῦ συνδυασμοῦ πρισμάτων ἐκ διαφόρων εἰδῶν ὑάλου μὲ διάφορον δείκτην διαθλάσεως καὶ διάφορον διασκεδαστικὴν ἱκανότητα ἐπιτυγχάνεται ἐκτροπὴ τῆς προσπιπτούσης δέσμης χωρὶς ἀνάλυσιν τοῦ φωτός.

Καθ' ὅμοιον τρόπον εἶναι δυνατόν, συνδυάζοντες φακοὺς συγκλίνοντας καὶ ἀποκλίνοντας ἐκ διαφόρων ὑλικῶν, νὰ ἐπιτύχωμεν συστήματα ἐλεύθερα χρωματικοῦ σφάλματος. Οἱ τοιοῦτοι σύνθετοι φακοὶ ὀνομάζονται *ἀχρωστικοί*.



Σχ. 456.

Τὸ σχ. 456 παριστᾷ συγκεντρωτικοὺς ἀχρωστικοὺς φακοὺς ἀποτελουμένους ἀπὸ συγκλίνοντα φακὸν ἐκ στεφανυάλου καὶ ἀσθενέστερον ἀποκλίνοντα ἐκ πυριτυάλου.

§ 616 ***Ὑπολογισμὸς φακοῦ ἀχρωστικοῦ διὰ δύο χρώματα.*** Ὑποθέσωμεν, ὅπως εἰς τὴν § 583, ὅτι διαθέτομεν στεφανύαλον μὲ δείκτας διαθλάσεως

$$\nu_H = 1{,}5312 \qquad \nu_C = 1{,}5127$$

καὶ πυριτύαλον μὲ δείκτας διαθλάσεως

$$\nu_H = 1{,}8110 \qquad \nu_C = 1{,}7434.$$

Ἂν ἐκ τῆς στεφανυάλου κατασκευάσωμεν λεπτὸν φακὸν μὲ ἀκτῖνας καμπυλότητος R_1, R_2, αἱ ἑστιακαί του ἀποστάσεις διὰ τὰ χρώματα H καὶ C θὰ παρέχωνται ἀπὸ τοὺς τύπους

$$\frac{1}{F_H} = 0{,}5312\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right), \qquad \frac{1}{F_C} = 0{,}5127\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)$$

Ἐπίσης ἂν κατασκευασθῇ λεπτὸς φακὸς ἐκ πυριτυάλου μὲ ἀκτῖνας καμπυλότητος ρ_1, ρ_2 αἱ ἑστιακαί του ἀποστάσεις διὰ τὰ χρώματα H καὶ C θὰ παρέχωνται ἀπὸ τοὺς τύπους

$$\frac{1}{f_H} = 0{,}8110\left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2}\right), \qquad \frac{1}{f_C} = 0{,}7434\left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2}\right)$$

Ἂν συνδυάσωμεν τοὺς δύο φακοὺς καὶ ὀνομάσωμεν φ_H, φ_C τὰς ἑστιακὰς ἀποστάσεις τοῦ συστήματος, θὰ εἶναι

$$\frac{1}{\varphi_H} = \frac{1}{F_H} + \frac{1}{f_H}, \qquad \frac{1}{\varphi_C} = \frac{1}{F_C} + \frac{1}{f_C}$$

Διὰ νὰ εἶναι τὸ σύστημα ἀχρωστικὸν διὰ τὰ χρώματα H καὶ C πρέπει νὰ εἶναι

$$\varphi_H = \varphi_C$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Θέτοντες τὰς τιμὰς τῶν φH, φc εὑρίσκομεν

$$0{,}5312\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)+0{,}8110\left(\frac{1}{\rho_1}+\frac{1}{\rho_2}\right)=0{,}5127\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)+0{,}7434\left(\frac{1}{\rho_1}+\frac{1}{\rho_2}\right)$$

ἢ

$$\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=-3{,}65\left(\frac{1}{\rho_1}+\frac{1}{\rho_2}\right)$$

Τὸ ἀρνητικὸν σημεῖον σημαίνει ὅτι ὁ εἷς φακὸς πρέπει νὰ εἶναι συγκλίνων καὶ ὁ ἄλλος ἀποκλίνων.

Ἡ ἐξίσωσις ἐπιδέχεται ἀπείρους λύσεις. Οὕτω ἠμποροῦμεν νὰ λάβωμεν τὸν ἐκ στεφανυάλου φακὸν ἐπιπεδόκυρτον μὲ $R_1=10$ cm, $R_2=\infty$. Ἐὰν ὁ ἐκ πυριτυάλου φακὸς εἶναι ἐπιπεδόκοιλος ($\rho_2=\infty$) θὰ ἔχωμεν ἐκ τῆς ἀνωτέρω ἐξισώσεως $\rho_1=-36$ cm. (σχ. 456 I).

Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ συστήματος δίδεται ἀπὸ τὸν τύπον

$$\frac{1}{\varphi_H}=\frac{1}{\varphi}=\frac{0{,}5312}{10}-\frac{0{,}8110}{36{,}5}=\frac{0{,}5127}{10}-\frac{0{,}7434}{36{,}5}$$

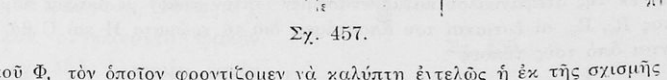
$$\varphi_H=\varphi_c=32{,}3\text{ cm}$$

Ἂν κατασκευάσωμεν τὸν ἐκ πυριτυάλου φακὸν κοιλόκυρτον μὲ ἀκτῖνα τῆς κοίλης ἐπιφανείας $\rho_2=-10$ cm (σχ. 456 II) εὑρίσκομεν $\rho_1=+13{,}7$ cm.

Ἠμποροῦμεν ἐπίσης νὰ κατασκευάσωμεν τὸν μὲν ἐκ πυριτυάλου φακὸν ἐπιπεδόκοιλον μὲ $\rho_1=-36{,}5$ cm, $\rho_2=\infty$, τὸν δὲ ἐκ στεφανυάλου ἀμφίκυρτον μὲ $R_1=+36{,}5$ cm, $R_2=+13{,}7$ cm (σχ. 456 III) (*).

Εἰς τὰ ἐκ δύο φακῶν ἀποτελούμενα ἀχρωστικὰ συστήματα αἴρεται μὲν τὸ πρωτεῦον φάσμα (πρβλ. § 582) παραμένει ὅμως τὸ δευτερεῦον, τοῦ ὁποίου ἡ ἄρσις ἐπιτυγχάνεται διὰ τριῶν ἢ περισσοτέρων φακῶν ἐκ διαφόρων ὑλικῶν.

§ 617. ***Μέθοδος τοῦ Foucault διὰ τὴν ἐξέλεγξιν τῆς ποιότητος τῶν φακῶν.*** Εἰς τὸν Foucault ὀφείλεται λεπτοτάτη μέθοδος ἐξελέγξεως τῆς ποιότητος τῶν φακῶν. Λεπτὴ σχισμὴ σ (σχ. 457) φωτίζεται ἰσχυρῶς καὶ διὰ τοῦ ἐλεγχομένου



Σχ. 457.

φακοῦ Φ, τὸν ὁποῖον φροντίζομεν νὰ καλύπτῃ ἐντελῶς ἡ ἐκ τῆς σχισμῆς προερχομένη φωτεινὴ δέσμη, σχηματίζομεν τὴν πραγματικὴν εἰκόνα σ′ τῆς σχισμῆς. Διὰ τοῦ φακοῦ φ, εὑρισκομένου ὀλίγον πέραν τοῦ σ′ προβάλλομεν ἐπὶ τοῦ πετάσματος π τὸ ἐπίπεδον τοῦ φακοῦ Φ καὶ λομβάνομεν κύκλον φωτεινὸν μὲ σαφῆ πέρατα.

Ἂν ὁ φακὸς Φ δὲν παρουσιάζῃ σφάλματα, ὅλαι αἱ ἐκ τῆς σχισμῆς σ ἀκτῖνες διέρχονται διὰ τῆς εἰκόνος αὐτῆς σ′ καὶ ἂν εἰς τὴν θέσιν σ′ παρενθέσωμεν σκιερὸν διάφραγμα δ καταλῆγον εἰς ὀξεῖαν ἀκμήν, παράλληλον πρὸς τὴν εἰκόνα σ′, παρατηροῦμεν μετακινοῦντες τὸ διάφραγμα τοῦτο καθέτως πρὸς τὴν ἀκμὴν ὅτι ἡ ἐπὶ τοῦ π εἰκὼν τοῦ φακοῦ ὁμοιομόρφως σκοτίζεται μέχρις ἐξαφανίσεως.

(*) Ὅταν οἱ ἀποτελοῦντες τὸ ἀχρωστικὸν σύστημα φακοὶ ἔχουν δύο ἐπιφανείας, κοίλην καὶ κυρτήν, τῆς αὐτῆς καμπυλότητος, ὅπως εἰς τὸ σχ. 453, συγκολλῶνται πολλάκις διὰ βαλσάμου τοῦ Καναδᾶ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν ὅμως ὁ φακὸς παρουσιάζῃ σφάλματα, μερικαὶ ἀκτῖνες διέρχονται ἄνωθεν τοῦ εἰδώλου σ΄ τῆς σχισμῆς καὶ ὅταν διὰ τοῦ διαφράγματος δ ἀποκόψωμεν τὰς διὰ τοῦ εἰδώλου σ΄ διερχομένας ἀκτῖνας, αἱ ἄνωθεν τοῦ σ΄ διερχόμεναι ἀκτῖνες ἐξακολουθοῦν νὰ φωτίζουν τὸ πέτασμα π καὶ οὕτω βλέπομεν φωτεινὰ προβαλλόμενα ἐπὶ σκοτεινοῦ πεδίου τὰ μέρη τοῦ φακοῦ Φ τὰ παρουσιάζοντα τὰ σφάλματα.

Στρέφοντες τὸν φακὸν Φ περὶ τὸν ἄξονά του ἠμποροῦμεν νὰ ἔχωμεν ἀκριβῆ εἰκόνα τῶν σφαλμάτων αὐτοῦ.

§ 618. ***Μέθοδος τοῦ Töppler.*** Ὁμοία κατ' ἀρχὴν πρὸς τὴν μέθοδον τοῦ *Foucault* εἶναι ἡ μέθοδος τοῦ *Töppler* πρὸς κατάδειξιν ἐλαχίστων ἀνομογενειῶν εἰς διαφανῆ μέσα.

Διὰ φακοῦ Φ, *ἐλευθέρου σφαλμάτων* (σχ. 457) σχηματίζομεν τὸ πραγματικὸν εἴδωλον σ΄ τῆς ἰσχυρῶς φωτιζομένης λεπτῆς σχισμῆς σ καὶ διὰ τοῦ φακοῦ φ προβάλλομεν ἐπὶ τοῦ πετάσματος π τὸ ἐπίπεδον εε καὶ παρεμβάλλοντες τὸ εἰς ὀξεῖαν ἀκμὴν, *ποράλληλον πρὸς τὸ εἴδωλον σ΄*, καταλῆγον σκιερὸν διάφραγμα δ ἐπιφέρομεν μόλις τὸν σκοτισμὸν τοῦ πεδίου εἰς τὸ πέτασμα π. Ἂν τώρα εἰς θέσιν τινὰ τοῦ ἐπιπέδου εε ὁ δείκτης διαθλάσεως κατά τι μεταβληθῇ, αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες παρεκκλίνουσαι διέρχονται ἄνωθεν τῆς ἀκμῆς τοῦ δ καὶ ἑπομένως εἰς τὸ σκιερὸν πεδίον τοῦ πετάσματος π ἀναφαίνεται φωτεινὴ ἡ εἰκὼν τοῦ ἀντιστοίχου μέρους τοῦ ἐπιπέδου εε. Οὕτω εἶναι δυνατὸν νὰ γίνουν ὁραταὶ ἐλάχισται διαφοραὶ τοῦ δείκτου διαθλάσεως τοῦ ἀέρος προερχόμεναι ἐκ μεταβολῆς τῆς πυκνότητος ὀφειλομένης π. χ. εἰς μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας ἢ καὶ εἰς μηχανικὰς διαταραχὰς τῆς ἰσορροπίας.

Κατὰ τὴν μέθοδον ταύτην, κάπως τροποποιηθεῖσαν, ἐλήφθησαν π. χ. αἱ φωτογραφίαι τῶν ἠχητικῶν κυμάτων, σχ. 263, 270, 272 τοῦ Α΄ τόμου.

§ 619. ***Γενικαὶ παρατηρήσεις.*** Οἱ φακοί, τὰ σπουδαιότατα ἀναντιρρήτως τῶν ἁπλῶν ὀπτικῶν ὀργάνων, παρουσιάζουν πλῆθος σφαλμάτων, ἀστιγματισμόν, παραμόρφωσιν εἰδώλων, χρωματικὰ σφάλματα. Τῶν σφαλμάτων τούτων εἶναι δυνατὸν ἐν μέρει νὰ ἀπαλλαγοῦν οἱ φακοὶ διὰ καταλλήλου διαμορφώσεως τῶν ἐπιφανειῶν αὐτῶν καὶ διὰ συνδιασμοῦ διαφόρων φακῶν ἐκ διαφόρων ὑλικῶν. Πλήρης ἀπαλλαγὴ ἀπὸ σφαλμάτων εἶναι ἀδύνατος, ἐπιζητεῖται ὅμως, καὶ ὡς ἐπὶ τὸ πλεῖστον ἐπιτυγχάνεται, ἡ ἄρσις ὡρισμένων σφαλμάτων ὥστε ὁ φακὸς νὰ ἀνταποκρίνεται εἰς τοὺς ὅρους τῆς χρησιμοποιήσεως αὐτοῦ.

Οὕτω π.χ. ἀπὸ τοὺς φωτογραφικοὺς φακοὺς ζητοῦμεν ἀστιγματικὴν ἀπεικόνισιν διὰ δεσμῶν, αἱ ὁποῖαι δὲν ἔχουν μὲν μέγα ἄνοιγμα ἀλλὰ σχηματίζουν μὲ τὸν κύριον ἄξονα ἀρκετὰ μεγάλην γωνίαν (μέγα πεδίον). Τὰ ἐπίπεδα πρέπει διὰ τοῦ φωτογραφικοῦ φακοῦ νὰ ἀπεικονίζωνται εἰς ἐπίπεδα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Παρόμοιαι περίπου εἶναι αἱ ἀπαιτήσεις ἀπὸ ἀντικειμενικὸν φακὸν διόπτρας.

Τοὐναντίον ἀπὸ ἀντικειμενικὸν φακὸν μικροσκοπίου ζητοῦμεν νὰ ἀπεικονίζῃ ἀστιγματικῶς διὰ δεσμῶν πολὺ μεγάλου ἀνοίγματος σημεῖα εὑρισκόμεναι πλησιέστατα πρὸς τὸν κύριον ἄξονα.

Ἡ θεωρητικὴ ἐξέτασις δεικνύει ὅτι εἶναι ἀδύνατος ἡ κατασκευὴ συστήματος, τὸ ὁποῖον νὰ συγκεντρώνῃ τὰς ἰδιότητας π. χ. τοῦ φωτογραφικοῦ φακοῦ καὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ τοῦ μικροσκοπίου, τὸ ὁποῖον δηλ. νὰ ἀπεικονίζῃ ἀστιγματικῶς διὰ δεσμῶν πολὺ μεγάλου ἀνοίγματος σημεῖα πολὺ ἀπέχοντα ἀπὸ τοῦ ἄξονος.

§ 620. ***Διαφράγματα***. Εἰς τὰ ὀπτικὰ ὄργανα παρεμβάλλονται πολλάκις εἰς τὸν δρόμον τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων σκιερὰ διαφράγματα ἔχοντα ἀξονικήν, κυκλικὴν συνήθως ὀπήν, Σημειωτέον ὅτι καὶ αὐτὰ τὰ πλαίσια τῶν κατόπτρων καὶ φακῶν ἀποτελοῦν διαφράγματα.

Ἡ λειτουργία τῶν διαφραγμάτων εἶναι πολλαπλῆ. Εἴτε δηλ. τὸ διάφραγμα περιορίζει τὸ ἄνοιγμα τῶν δεσμῶν (διάφραγμα ἀνοίγματος) εἴτε περιορίζει τὴν ἀπεικονιζομένην περιοχὴν (διάφραγμα πεδίου).

Διὰ καταλλήλου χρήσεως διαφραγμάτων εἶναι δυνατὸν σημαντικῶς νὰ βελτιωθοῦν αἱ ὀπτικαὶ ἰδιότητες τῶν ὀπτικῶν συστημάτων, ἀποκοπτομένων π.χ. τῶν ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν μεγάλην γωνίαν μὲ τὸν ἄξονα. Διὰ τοῦτο ἡ ἐξέτασις τῶν ἰδιοτήτων τῶν διαφραγμάτων ἀποτελεῖ ἓν τῶν κυριωτέρων μερῶν τῆς θεωρίας τῶν ὀπτικῶν ὀργάνων, καὶ θὰ ἀσχοληθῶμεν καὶ ἡμεῖς κάπως ἐκτενέστερον μὲ αὐτὰς εἰς τὸ περὶ ὀπτικῶν ὀργάνων κεφάλαιον (§ 637 κ.ἑ.).

ΦΩΤΟΜΕΤΡΙΑ

§ 621. ***Φωτομετρικὰ ποσά***. Ἡ διάδοσις τοῦ φωτός, οἱανδήποτε καὶ ἂν δεχθῶμεν τὴν φύσιν αὐτῆς, συνδέεται πάντως μὲ ροὴν ἐνεργείας. Ἀπόδειξις ὅτι ὅταν φῶς ἀπορροφᾶται, ὑπὸ σκιερῶν π.χ. καὶ μὴ ἀνακλώντων σωμάτων, ἔχομεν ἐμφάνισιν θερμότητος. Ὅπως δὲ εἰς τὸν ἦχον ὡρίσαμεν τὴν *ἔντασιν* τοῦ ἠχητικοῦ σώματος, οὕτω ὁρίζομεν καὶ τὴν *ἔντασιν* φωτεινῆς δέσμης διὰ τοῦ ποσοῦ τῆς φωτεινῆς ἐνεργείας, ἡ ὁποία διέρχεται εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου διὰ τῆς μονάδος τῆς ἐπιφανείας, καθέτου ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς δέσμης.

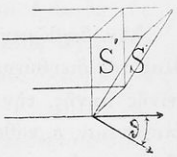
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν δηλ. εἶναι σ ἡ κάθετος τομὴ τῆς δέσμης καὶ W τὸ ποσὸν τῆς ἐνεργείας, τὸ ὁποῖον εἰς χρόνον t διέρχεται διὰ τῆς τομῆς ταύτης, ὁρίζομεν τὴν ἔντασιν E τῆς δέσμης διὰ τῆς σχέσεως

$$E = \frac{W}{\sigma t} \qquad (1)$$

Ἡ ἔντασις ὀνομάζεται καὶ *φωτιστικὴ ἱκανότης* τῆς δέσμης.

Ὀνομάζομεν *φωτεινὴν ροὴν* ἢ *ρεῦμα φωτὸς* διά τινος ἐπιφανείας τὸ πηλίκον τῆς κατὰ τὸν χρόνον t διὰ τῆς ἐπιφανείας διερχομένης φωτεινῆς ἐνεργείας διὰ τοῦ χρόνου t. Ἔστω S μικρὰ ἐπιφάνεια καὶ θ ἡ γωνία τῆς καθέτου αὐτῆς n πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης. Τὴν δέσμην ἠμποροῦμεν ἕνεκα τῆς μικρότητος τῆς ἐπιφανείας νὰ θεωρήσωμεν ὡς παράλληλον, τὴν δὲ ἐπιφάνειαν S ὡς ἐπίπεδον.



Σχ. 458.

Ἐκ τοῦ σχ. 458 φαίνεται ὅτι ἡ τομὴ τῆς ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας S προσπιπτούσης δέσμης εἶναι $S' = S\,\sigma\upsilon\nu\theta$ καὶ ἂν εἶναι E ἡ ἔντασις αὐτῆς, τὸ ποσὸν τοῦ φωτὸς τὸ ὁποῖον εἰς χρόνον t διέρχεται διὰ τῆς ἐπιφανείας S′ καὶ ἑπομένως καὶ διὰ τῆς S εἶναι κατὰ τὴν ἐξ. (1

$$W = ES't = ESt\,\sigma\upsilon\nu\theta$$

καὶ ἡ διὰ τῆς ἐπιφανείας ροὴ εἶναι

$$\Phi = \frac{W}{t} = E\,S\,\sigma\upsilon\nu\,\Theta \qquad (2)$$

Ἂν ἡ ἐπιφάνεια εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν δέσμην, εἶναι $\theta = 0$, $\sigma\upsilon\nu\theta = 1$ καὶ

$$\Phi = E\,S \qquad (3)$$

Ἡ διὰ μεγάλης ἐπιφανείας ροὴ ἰσοῦται πρὸς τὸ ἄθροισμα τῶν διὰ τῶν στοιχείων αὐτῆς φωτεινῶν ροῶν.

Τὸ πηλίκον τῆς φωτεινῆς ροῆς Φ διὰ τῆς ἐπιφανείας S ὀνομάζομεν *φωτισμὸν τῆς ἐπιφανείας*, ἑπομένως ὁ φωτισμὸς φ εἶναι

$$\varphi = \frac{\Phi}{S} = E\,\sigma\upsilon\nu\theta$$

καὶ ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὸ ποσὸν τοῦ φωτὸς τὸ ὁποῖον εἰς μονάδα τοῦ χρόνου προσπίπτει ἐπὶ τῆς μονάδος τῆς φωτιζομένης ἐπιφανείας.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὸ γινόμενον τοῦ φωτισμοῦ ἐπὶ τὸν χρόνον ὀνομάζομεν *ὁλικὸν φωτισμόν*.

Τὴν *ἰσχὺν* I φωτεινῆς πηγῆς ὁρίζομεν διὰ τοῦ εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου ἐκπεμπομένου φωτὸς θέτομεν δηλ.

$$J = \alpha \frac{W}{t}$$

ὅπου W ἡ ἐκπεμπομένη φωτεινὴ ἐνέργεια κατὰ τὸν χρόνον t καὶ α συντελεστὴς σταθερὸς τὸν ὁποῖον θέτομεν ἴσον πρὸς $1/4\pi$, ἑπομένως ἡ ἐξίσωσις τοῦ ὁρισμοῦ τῆς ἰσχύος γίνεται

$$J = \frac{1}{4\pi} \frac{W}{t} \quad (4) \quad (*)$$

Ἂν δεχθῶμεν ὅτι ἡ ἐνέργεια ἐκπέμπεται ὁμοιομόρφως πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις, καὶ θεωρήσωμεν εἰς ἀπόστασιν r ἀπὸ τῆς φωτεινῆς πηγῆς, τὴν ὁποίαν θεωροῦμεν ὡς φωτεινὸν σημεῖον, μικρὰν ἐπιφάνειαν σ κάθετον ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα r, ἐπειδὴ τὸ ὅλον ποσὸν W τῆς ἐνεργείας μοιράζεται εἰς ἐπιφάνειαν $4\pi r^2$, διέρχεται εἰς χρόνον t διὰ τῆς ἐπιφανείας σ ἐνέργεια $w = \frac{W\sigma}{4\pi r^2}$ καὶ ἑπομένως ἡ ἔντασις τῆς φωτεινῆς δέσμης εἰς ἀπόστασιν r ἀπὸ τῆς πηγῆς εἶναι

$$= \frac{W}{4\pi r^2 t} = \frac{J}{r^2} \quad 5)$$

ἀνάλογος δηλ. πρὸς τὴν ἰσχὺν τῆς πηγῆς καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἀποστάσεως.

Διὰ τοῦ καταλλήλου προσδιορισμοῦ τοῦ συντελεστοῦ α κατωρθώθη νὰ μὴ ὑπάρχῃ ἀριθμητικὸς συντελεστὴς εἰς τὴν ἐξ. (5), ἑπομένως μὲ τὰς οὕτω ὁριζομένας μονάδας (πρβλ. τὴν ἑπομένην §) ἡ ἔντασις φωτεινῆς δέσμης *ἰσοῦται* πρὸς τὴν ἰσχὺν τῆς πηγῆς διὰ τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως.

Ἡ ἐξ. (3) γίνεται μὲ τὴν βοήθειαν τῆς ἐξ. (5)

$$\Phi = J \frac{S}{r^2} \quad (6)$$

(*) Τὸ ποσὸν τὸ ὁποῖον ὠνομάσαμεν *ἰσχὺν* ὀνομάζεται πολλάκις *ἔντασις* τῆς πηγῆς. Ἀλλ' ἂν θέλωμεν οἱ αὐτοὶ ὅροι νὰ δηλώνουν πάντοτε τὰ αὐτὰ πράγματα πρέπει τὸ διὰ τῆς ἐξισώσεως (4) ὁριζόμενον ποσόν, *πηλίκον ἐνεργείας διὰ χρόνου*, νὰ ὀνομασθῇ *ἰσχύς* (πρβλ. §§ 71, 340).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἤτοι: ἡ διά τινος ἐπιφανείας, καθέτου ἐπὶ τὴν δέσμην, φωνεινὴ ροὴ ἰσοῦται μὲ τὴν ἰσχὺν τῆς πηγῆς ἐπὶ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας διὰ τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως, καὶ ἐπειδὴ $\frac{S}{r^2}$ εἶναι ἡ στερεὰ γωνία ω ὑπὸ τὴν ὁποίαν ἐκ τῆς πηγῆς φαίνεται ἡ ἐπιφάνεια, ἡ ἐξίσωσις (6) γράφεται καὶ ὡς ἑξῆς

$$\Phi = J\omega \qquad (7)$$

Ἐκ τῶν σχέσεων (6, 7) ὁρίζεται ταὐτάπαλιν καὶ ἡ ἰσχὺς τῆς πηγῆς ἐκ τῆς εἰς ἀπόστασιν r μετρουμένης ἐντάσεως τοῦ ἐκπεμπομένου φωτός. Ἂν, ὅπως συνήθως συμβαίνει, ἡ ἔντασις εἶναι διάφορος κατὰ διαφόρους διευθύνσεις, ἐκ τῶν σχέσεων (6, 7) ὁρίζεται ἡ ἰσχὺς τῆς πηγῆς κατὰ τὴν θεωρουμένην διεύθυνσιν ἡ δὲ *ὁλικὴ μέση ἰσχὺς* εὑρίσκεται ἐκ τοῦ μέσου ὅρου τῶν ἰσχύων κατὰ διαφόρους διευθύνσεις ὁμοιομόρφως πέριξ τῆς πηγῆς κατανεμομένας.

Ἂν ἡ φωτεινὴ πηγὴ ἔχῃ ἔκτασιν, ὀνομάζομεν *λαμπρότητα* e τμήματος ἐφιφανείας αὐτῆς s τὸ πηλίκον τῆς ἰσχύος καθέτως πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν διὰ τοῦ ἐμβαδοῦ s εἶναι λοιπὸν

$$e = \frac{J}{s} = \frac{E}{s} r^2 \qquad (8)$$

Φαινομένην λαμπρότητα ε ὀνομάζομεν τὸ πηλίκον τῆς κατά τινα διεύθυνσιν ἐντάσεως τοῦ φωτὸς διὰ τοῦ *φαινομένου* ἐμβαδοῦ τῆς ἐπιφανείας s, δηλ. διὰ τῆς στερεᾶς γωνίας ω, τὴν ὁποίαν ἡ ἐπιφάνεια ὑποτείνει. Ἂν εἶναι r ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τῆς φωτεινῆς ἐπιφανείας, εἶναι

$$\omega = \frac{s}{r^2} \qquad E = \frac{J}{r^2}$$

ὅθεν

$$\varepsilon = \frac{E}{\omega} = \frac{J}{s} = e \qquad (9)$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης ἐξάγεται ὅτι ἡ φαινομένη λαμπρότης ἐπιφανείας τινὸς εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς ἀποστάσεως ἀπὸ τῆς ὁποίας τὴν παρατηροῦμεν.

§ 622. ***Θέμα τῆς φωτομετρίας.*** Ἡ μέτρησις τῶν ποσῶν, τὰ ὁποῖα ὡρίσαμεν εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, ἀπαιτεῖ τὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

θέμα τῆς *φωτομετρίας*, τὰ δὲ πρὸς τοῦτο χρησιμεύοντα ὄργανα ὀνομάζονται *φωτόμετρα*.

Εὐθὺς ἐξ ἀρχῆς παρουσιάζεται εἰς τὴν φωτομετρίαν θεμελιώδης δυσκολία προερχομένη ἐξ αὐτοῦ τοῦ ὁρισμοῦ τοῦ φωτός. Ὡρίσαμεν δηλ. τὸ φῶς ἐν σχέσει πρὸς τὸ ὑποκειμενικὸν ἡμῶν αἰσθητήριον. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι δὲν εἶναι ἀδύνατον ἄλλο δι' ἄλλον παρατηρητὴν μέρος τῆς ὅλης ἐνεργείας τῆς δέσμης νὰ γίνεται αἰσθητὸν ὑποκειμενικῶς ὡς *φῶς*, καὶ πράγματι τοῦτο συμβαίνει καὶ εἰς φυσιολογικὰ ἄτομα, εἰς πολὺ δὲ μεγαλύτερον βαθμὸν εἰς ἄτομα δαλτωνικά, ἄτομα δηλ. τυφλὰ δι' ὡρισμένα χρώματα.

Ἡ πρακτικὴ φωτομετρία συγκρίνει τὰς ἐντάσεις φωτεινῶν δεσμῶν καί, ἂν τὸ φῶς αὐτῶν δὲν εἶναι μονόχρουν ἢ δὲν εἶναι τοῦ αὐτοῦ χρώματος, αἱ μετρήσεις ἐπηρεάζονται πολὺ ἀπὸ ὑποκειμενικὰ σφάλματα, καὶ εἶναι δυνατὸν διάφοροι παρατηρηταὶ σημαντικῶς διάφορα ἀποτελέσματα νὰ εὑρίσκουν εἰς τὰς μετρήσεις των.

Ἀποφεύγομεν τὰ ὑποκειμενικὰ σφάλματα κατὰ τὴν σύγκρισιν δεσμῶν συνθέτου φωτὸς ἀναλύοντες αὐτὰς εἰς τὰ συστατικά των καὶ συγκρίνοντες τὰς ἐντάσεις τοῦ αὐτοῦ χρώματος εἰς τὰς ἐξεταζομένας δέσμας *(φασματικὴ φωτομετρία* ἢ *φασματοφωτομετρία)* εἴτε ὑποκειμενικῶς εἴτε ἀντικειμενικῶς, π. χ. διὰ συγκρίσεως τῆς μελανώσεως φωτογραφικῶν πλακῶν ἢ τῆς κατὰ τὴν ὑπὸ σκιερῶν σωμάτων ἀπορρόφησιν ἀναπτυσσομένης θερμότητος κ.τ.λ.

Συνήθης τρόπος συγκρίσεως φωτεινῶν πηγῶν διαφόρου χρώματος εἶναι ὁ ἑξῆς (Macé de Lépinay-Weber). Συγκρίνομεν τὰς φωτεινὰς πηγὰς θέντοντες πρὸ τοῦ ὀφθαλμοῦ πρῶτον ἐρυθρὸν καὶ ἔπειτα πρασίνην ὕαλον. Ἐκ τῶν δύο οὕτω εὑρισκομένων ἀριθμῶν εὑρίσκομεν συμφώνως πρὸς ἐμπειρικὸν τύπον τὸν λόγον τῶν ἰσχύων τῶν δύο πηγῶν. Ἡ μέθοδος αὕτη δὲν εἶναι ἀνεπίληπτος διότι προϋποθέτει ὅτι ἐκ τῶν ἐντάσεων τοῦ ἐρυθροῦ καὶ τοῦ πρασίνου φωτὸς ὁρίζεται ἡ ἔντασις ὅλων τῶν χρωμάτων τοῦ ὑπό τινος πηγῆς ἐκπεμπομένου φωτός. Ἔχει ὅμως τοῦτο τὸ πρακτικὸν προσόν, ὅτι διάφοροι παρατηρηταὶ κατὰ τὴν μέθοδον ταύτην ἐργαζόμενοι εὑρίσκουν σύμφωνα ἀποτελέσματα.

§ 623. ***Φωτομετρικαὶ μονάδες καὶ πρότυπα.*** Ἕνεκα τῆς ὑποκειμενικῆς φύσεως τῶν φωτομετρικῶν ποσῶν ἡ μέτρησις αὐτῶν γίνε-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ται ἐν συγκρίσει πρὸς πρότυπα κοινῶς παραδεδεγμένα, φωτεινὰς δηλ. πηγάς, αἱ ὁποῖαι ἐκπέμπουν φῶς ὑπὸ ἐντελῶς ὡρισμένους ὅρους, ὥστε κατὰ τὸ δυνατὸν νὰ εἶναι ἡ ἰσχὺς αὐτῶν ἀμετάβλητος, καὶ αἱ μονάδες δὲ τῶν φωτομετρικῶν ποσῶν ὁρίζονται ἐν σχέσει πρὸς τὰς προτύπους ταύτας πηγάς.

Τὸ εὐχρηστότερον τῶν προτύπων εἶναι ὁ λύχνος Hefner-Altenеck, εἰς τὸν ὁποῖον καίεται ὀξεικὸν ἰσοαμύλιον ($CH_3.COO.C_6H_{11}$) ἐκ θρυαλλίδος κυλινδρικῆς ἀποτελουμένης ἀπὸ βαμβάκινα ἄπλεκτα νήματα καὶ περιεχομένης ἐντὸς σωλῆνος ἐκ νεαργύρου μὲ ἐσωτερικὴν διάμετρον 8 mm καὶ τοιχώματα πάχους 0,15 mm. Τὸ ὕψος τῆς φλογὸς κανονίζεται εἰς 40 mm.

Ἡ φλὸξ τοῦ λύχνου τούτου, ὅταν ὁ πέριξ ἀὴρ ὑπὸ κανονικὴν περίπου ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν περιέχῃ τὴν κανονικὴν ποσότητα CO_2 καὶ ὑδρατμοὺς 6,6 gr/m³, ἔχει *κατὰ διεύθυνσιν ὁριζοντίαν* ἰσχύν, τὴν ὁποίαν λαμβάνομεν ὡς μονάδα καὶ ὀνομάζομεν *ἰσχὺν ἑνὸς κηρίου Hefner* (HK). Ὅταν ἡ περιεκτικότης τοῦ ἀέρος εἰς ὑδρατμοὺς εἶναι x gr/m³ ἡ ἰσχὺς εἶναι $1.049 - 0{,}0074\ x$ HK.

Ὁ *λύχνος Carcel*, ὁμοιάζων μὲ τοὺς συνήθεις λαμπτῆρας πετρελαίου, μὲ κυλινδρικὴν κοίλην θρυαλλίδα καὶ ὑάλινον σωλῆνα, ἔχει ὡς καύσιμον ὕλην *κραμβέλαιον* (huile de colza) καὶ καταναλίσκει 42 gr. τὴν ὥραν.

Ἡ ὁριζοντία ἰσχὺς τῆς φλογὸς αὐτοῦ ἰσοῦται πρὸς τὴν μονάδα Carcel, ἐνδεκάκις περίπου μεγαλυτέραν τοῦ κηρίου Hefner. Ἀκριβέστερον εἶναι

$$1 \text{ carcel} = 10{,}91 \text{ κηρία Hefner.}$$

Τὸ πρότυπον τοῦτο εἶναι δύσχρηστον ἕνεκα τῆς ἀπαραιτήτου διαρκοῦς ζυγίσεως κατὰ τὴν λειτουργίαν αὐτοῦ.

Ἡ μονὰς Violle εἶναι ἡ κατὰ κατακόρυφον διεύθυνσιν ἰσχὺς φωτεινῆς πηγῆς ἀποτελουμένης ἀπὸ 1 cm² ἐπιφανείας τετηγμένου λευκοχρύσου κατὰ τὴν στιγμὴν τῆς πήξεως.

Ἀντὶ τῆς μονάδος ταύτης ἐγένετο παραδεκτὴ ὑπὸ διαφόρων διεθνῶν συνεδρίων καὶ τελευταίως καὶ ὑπὸ τῆς Γαλλικῆς καὶ Ἑλληνικῆς νομοθεσίας μονὰς ἴση πρὸς τὸ $^1/_{20}$ τῆς μονάδος Violle ὑπὸ τὸ ὄνομα *Δεκαδικὸν κηρίον*.

Ἡ πραγματοποίησις τοῦ προτύπου τοῦ Violle εἶναι ἐξόχως

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δύσκολος, πρότυπον δὲ τοῦ δεκαδικοῦ κηρίου δὲν καθωρίσθη. Αἱ μετρήσεις λοιπὸν γίνονται μὲ ἄλλα πρότυπα καὶ ἀνάγονται ἔπειτα εἰς τὴν μονάδα τοῦ δεκαδικοῦ κηρίου.

Ἐκτὸς τῶν ἀνωτέρω προτύπων ὑπάρχουν ἀκόμη ἐν χρήσει διάφοροι λαμπάδες ἐκ ποικίλων οὐσιῶν, τῶν ὁποίων ἡ ἰσχὺς κατὰ διεύθυνσιν ὁριζοντίαν ἰσοῦται πρὸς τὰς ἀντιστοίχους μονάδας, τὰ διάφορα *κηρία*, ὡς π. χ. Τὸ *Γερμανικὸν κηρίον* (Vereins-Kerze, VK) Τὸ *Ἀγγλικὸν κηρίον* (Standard Sperm Candle) κ.λ.

Εἰς τὸν κατωτέρω πίνακα ἀναγράφονται αἱ σχέσεις τῶν κυριωτέρων τῶν διαφόρων τούτων μονάδων.

	Δεκαδικὸν Κηρίον	H K	Carcel
1 Δεκαδικὸν κηρίον =	1	1,13	0,104
1 H K =	0,89	1	0,092
1 Carcel =	9,62	10,91	1

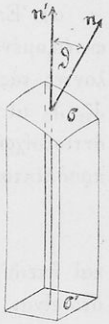
Ἐκ τῆς μονάδος τῆς ἰσχύος ὁρίζονται αἱ λοιπαὶ φωτομετρικαὶ μονάδες. Οὕτω μονὰς ἐντάσεως φωτεινῆς δέσμης ἢ φωτισμοῦ εἶναι ἡ ἔντασις φωτεινῆς δέσμης προερχομένης ἀπὸ πηγὴν ἔχουσαν ἰσχὺν ἴσην πρὸς τὴν μονάδα εἰς ἀπόστασιν ἴσην πρὸς τὴν μονάδα τῆς ἀποστάσεως, ἡ ὁποία εἰς τὴν φωτομετρίαν εἶναι τὸ *μέτρον*, ἢ ὁ φωτισμὸς ὁ προερχόμενος ἀπὸ τὴν αὐτὴν πηγὴν ἐπὶ ἐπιφανείας ἀπεχούσης ἓν μέτρον ἀπ' αὐτῆς καὶ καθέτου ἐπὶ τὴν προσπίπτουσαν δέσμην.

Ὁ φωτισμὸς πηγῆς ἑνὸς Δεκαδικοῦ Κηρίου εἰς ἀπόστασιν 1 μέτρου ἐπὶ ἐπιφανείας καθέτου ἐπὶ τὰς ἀκτῖνας ὀνομάζεται Lux.

Μονὰς φωτεινῆς ροῆς εἶναι ἡ φωτεινὴ ροὴ ἡ προσπίπτουσα ἐπὶ ἐπιφανείας, τῆς ὁποίας τὸ ἐμβαδὸν εἶναι 1 τετραγωνικὸν μέτρον, ὅταν αὕτη φωτίζεται ὑπὸ φωτεινῆς δέσμης, μὲ ὁμοιόμορφον ἔντασιν ἴσην πρὸς 1 lux. Τὴν μονάδα ταύτην ὀνομάζομεν Lumen.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 624. ***Αὐτόφωτοι ἐπιφάνειαι. Νόμος τοῦ Lambert ἢ νόμος τοῦ συνημιτόνου.*** Ὁ Lampert (1760) παρετήρησεν ὅτι ἡ φαινομένη λαμπρότης τοῦ ἡλιακοῦ δίσκου εἶναι ὁμοιόμορφος, ὅτι δηλ. ὁ ἥλιος φαίνεται ὡς ἐπίπεδος δίσκος ὁ ὁποῖος εἰς ὅλα τὰ μέρη τῆς ἐπιφανείας του παρουσιάζει τὴν αὐτὴν λαμπρότητα. Ἐπειδὴ δὲ ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἡλίου ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἔχουσα παντοῦ τὰς αὐτὰς ἰδιότητας, ἀφοῦ μάλιστα ἕνεκα τῆς περιστροφῆς τοῦ ἡλίου διαρκῶς τὰ μέρη αὐτῆς ἀλλάσσουν θέσιν, ἕπεται ἐκ τῆς παρατηρήσεως τοῦ Lampert ὅτι μέρος σ τῆς ἐπιφανείας (σχ. 459) ἐκπέμπει κατὰ τὴν διεύθυνσιν n′, σχηματίζουσαν μὲ τὴν κάθετον n γωνίαν θ, τὸ αὐτὸ ποσὸν φωτός, τὸ ὁποῖον εἰς τὸν αὐτὸν χρόνον t ἐκπέμπει *καθέτως* ἡ προβολὴ σ′ τῆς ἐπιφανείας σ ἐπὶ ἐπιπέδου καθέτου ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν n′. Ἂν ὀνομάσωμεν w τὸ ποσὸν τῆς φωτεινῆς ἐνεργείας, τὸ ὁποῖον ἡ μονὰς τῆς ἐπιφανείας ἐκπέμπει *καθέτως* εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου, ἡ ἐπιφάνεια σ′ ἐκπέμπει καθέτως εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου ἐνέργειαν



Σχ. 459.

$$W = w\sigma'.$$

Τὸ αὐτὸ ποσὸν φωτὸς ἐκπέμπει ἡ ἐπιφάνεια σ κατὰ τὸν αὐτὸν χρόνον t πρὸς τὴν διεύθυνσιν n′ καὶ ἑπομένως ἡ μονὰς τῆς ἐπιφανείας εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου ἐκπέμπει κατὰ τὴν διεύθυνσιν n′ ἐνέργειαν

$$w' = w\,\frac{\sigma'}{\sigma} = w\,\text{συν}\theta$$

Ἡ σχέσις αὕτη ὀνομάζεται νόμος τοῦ Lambert ἢ νόμος τοῦ συνημιτόνου.

Εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον ἐδείχθη ὅτι ἡ φαινομένη λαμπρότης εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς ἀποστάσεως. Ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Lambert ἐξάγομεν λοιπὸν τὴν ἑξῆς γενικωτέραν πρότασιν: Ἡ φαινομένη λαμπρότης αὐτοφώτου ἐπιφανείας εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς ἀποστάσεως καὶ τῆς κλίσεως αὐτῆς καὶ ἴση πρὸς τὴν ἀπόλυτον λαμπρότητα.

ΠΡΑΚΤΙΚΗ ΦΩΤΟΜΕΤΡΙΑ

§ 625. ***Ὑποκειμενικαὶ μέθοδοι.*** Διὰ τῆς ὑποκειμενικῆς αἰσθήσεως ἠμποροῦμεν νὰ ἀναγνωρίσωμεν ἂν δύο ὅμοιαι ἐπιφάνειαι, *πολὺ πλησίον ἀλλήλων εὑρισκόμεναι* καὶ φωτιζόμεναι ἀπὸ φῶς τοῦ αὐτοῦ περίπου χρώματος, ἔχουν τὸν αὐτὸν φωτισμὸν ἢ ἡ μία φωτίζεται ἰσχυρότερον τῆς ἄλλης. Ἀλλ' εἰς τὴν πιστοποίησιν ταύτην καὶ μόνην περιορίζεται ἡ ἱκανότης τοῦ αἰσθητηρίου.

Διὰ τοῦτο κατὰ τὴν ὑποκειμενικὴν φωτομετρίαν φροντίζομεν νὰ ἐπιτύχωμεν τὸν αὐτὸν φωτισμὸν ἐπὶ δύο ὁμοίων ἐπιφανειῶν, ἐκ τῶν ὅρων δέ, ὑπὸ τοὺς ὁποίους τοῦτο κατορθώνεται, συνάγομεν τὴν ποσοτικὴν σχέσιν τῶν συγκρινομένων φωτομετρικῶν ποσῶν.

Κατὰ ταῦτα τὸ κύριον μέρος παντὸς φωτομέτρου ἀποτελεῖ διά-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ταξις, διὰ τῆς ὁποίας ἀναγνωρίζομεν τὸν ἴσον φωτισμὸν δύο ὁμοίων ἐπιφανειῶν. Τὸ πρὸς τὸν εἰδικὸν τοῦτον σκοπὸν χρησιμεῦον μέρος τοῦ φωτομέτρου ὀνομάζεται *φωτομετρικὴ κεφαλή*.

§ 626. ***Μέτρησις τῆς ἰσχύος φωτεινῆς πηγῆς***. Ἡ σύγκρισις τῆς ἰσχύος δύο φωτεινῶν πηγῶν γίνεται καὶ τοὺς ἑξῆς δύο τρόπους.

α) Ἐπιτυγχάνομεν τὸν ἴσον φωτισμὸν δύο ὁμοίων ἐπιφανειῶν φωτιζομένων καθέτως ἀπὸ τὰς δύο συγκρινομένας πηγὰς μεταβάλλοντες τὰς ἀποστάσεις τῶν πηγῶν ἀπὸ τὰς ἐπιφανείας. Ἂν εἶναι J_1, J_2 αἱ ἰσχύες καὶ r_1, r_2 αἱ ἀπὸ τῶν ἐπιφανειῶν ἀποστάσεις τῶν ἀντιστοίχων πηγῶν, αἱ ἐντάσεις τῶν φωτεινῶν δεσμῶν, αἱ ὁποῖαι προσπίπτουν ἐπὶ τῶν ἐπιφανειῶν εἶναι (πρβλ. § 621 ἐξ. 5)

$$E_1 = \frac{J_1}{r^2_1} \qquad E_2 = \frac{J^2}{r^2_2}$$

καὶ ἐπειδὴ ὁ φωτισμὸς τῶν δύο ἐπιφανειῶν εἶναι ὅμοιος, ἔπεται ὅτι εἶναι

$$E_1 = E_2 \qquad \text{ἢ:} \qquad \frac{J_1}{{r_1}^2} = \frac{J_2}{{r_2}^2}$$

καὶ ἐπομένως

$$J_1 : J_2 = {r_1}^2 : {r^2}_2$$

Αἱ ἰσχύες τῶν φωτεινῶν πηγῶν εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰ τετράγωνα τῶν ἀποστάσεων αὐτῶν ἀπὸ τῶν ὁμοίων ἐπιφανειῶν τὰς ὁποίας ὁμοίως φωτίζουν (μὲ φῶς προσπίπτον ὑπὸ τὴν αὐτὴν γωνίαν).

Κατὰ τὴν μέθοδον ταύτην ἡ μέτρησις τῆς ἰσχύος ἀνάγεται εἰς τὴν μέτρησιν ἀποστάσεων.

β) Τὸν ἴσον φωτισμὸν ἐπιτυγχάνομεν ἐλαττώνοντες κατὰ τρόπον δεκτικὸν μετρήσεως τὴν ἔντασιν τοῦ φωτὸς τῆς μιᾶς πηγῆς π.χ. διὰ παρεμβολῆς ἀπορροφητικῶν διαφραγμάτων, πλακῶν ἐκ μελαίνης ὑάλου ἢ ὑγρῶν περιεχομένων ἐντὸς δοχείων μὲ παράλληλα τοιχώματα.

Ἁπλούστατα κατορθώνομεν νὰ ἐλαττώσομεν τὴν ἔντασιν τοῦ προσπίπτοντος φωτὸς παρεμβάλλοντες περιστρεφόμενον σκιερὸν δίσκον ἔχοντα ἄνοιγμα, τοῦ ὁποίου τὴν γωνίαν μεταβάλλομεν κατὰ βούλησιν. Ἂν ὁ δίσκος περιστρέφεται ἀρκετὰ ταχέως ὥστε ὁ φωτισμὸς νὰ φαίνεται συνεχὴς καὶ ἡ γωνία τοῦ ἀνοίγματος εἶναι α μοι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρῶν, καὶ ἡ ἔντασις τῆς ἐπὶ τῆς μιᾶς τῶν ἐπιφανειῶν τῆς φωτομετρικῆς κεφαλῆς προσπιπτούσης δέσμης εἶναι E_2, φανερὸν ὅτι μετὰ τὴν παρεμβολὴν τοῦ δίσκου ἡ ἔντασις θὰ εἶναι $E'_2 = E_2 \frac{\alpha}{360}$.

Ἂν λοιπόν, ὅπως καὶ ἀνωτέρω, ὀνομάσωμεν J_1, J_2 τὰς ἰσχῦς τῶν πηγῶν, r_1, r_2 τὰς ἀποστάσεις ἀπὸ τῶν ἐπιφανειῶν τῆς φωτομετρικῆς κεφαλῆς, αἱ ἐντάσεις τῶν προσπιπτουσῶν δεσμῶν θὰ εἶναι

Σχ. 460.

$$E_1 = \frac{J_1}{r_1^2} \qquad E'_2 = \frac{J_2}{r_2^2}\frac{\alpha}{360}$$

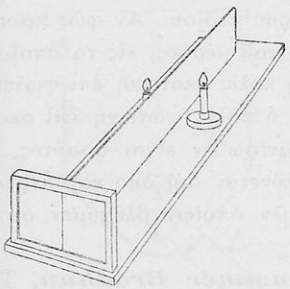
καὶ ὅταν ἐπιτευχθῇ ὁ αὐτὸς φωτισμὸς θὰ εἶναι

$$E_1 = E'_2 \qquad \frac{J_1}{r_1^2} = \frac{J_2}{r_2^2}\frac{\alpha}{360}$$

$$(2) \qquad J_1 : J_2 = \frac{\alpha}{360}(r_1^2 : r_2^2)$$

Διὰ τῆς μεθόδου ταύτης κατορθώνομεν νὰ συγκρίνωμεν πηγὰς πολὺ διαφόρου ἰσχύος χωρὶς νὰ ἀναγκαζώμεθα νὰ λάβωμεν πολὺ διαφόρους τὰς ἀποστάσεις r_1 καὶ r_2.

§ 627. *Φωτόμετρα* ***Bouguer, Rumford, Bunsen.*** Περιγράφομεν συντόμως ἀρχαιότερά τινα φωτόμετρα, τὰ ὁποῖα διὰ τὸ εὔκολον τῆς κατασκευῆς ἠμποροῦν καὶ τώρα νὰ χρησιμεύσουν, ὅταν δὲν ὑπάρχῃ καταλληλότερον ὄργανον.



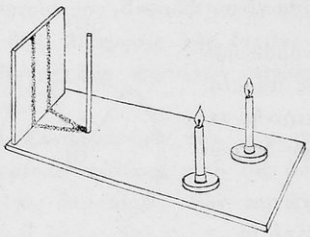
Σχ. 461.

Φωτόμετρον Bouguer (σχ. 461). Τὰ δύο ἡμίση ἡμιδιαφανοῦς ὑαλίνης πλακὸς φωτίζονται ὑπὸ τῶν δύο συγκρινομένων πηγῶν, σκιερὸν δὲ διάφραγμα περιορίζει τὸ φῶς ἑκατέρας αὐτῶν εἰς τὸ ἓν μόνον ἥμισυ τῆς πλακός.

Ὅταν διὰ καταλλήλου τοποθετήσεως τῶν φωτεινῶν πηγῶν ἐπιτύχωμεν ὁμοιόμορφον φωτισμὸν τῶν δύο ἡμίσεων τῆς πλακός, μετροῦμεν τὰς ἀπ' αὐτῆς ἀποστάσεις τῶν πηγῶν καὶ εὑρίσκομεν τὸν λόγον τῶν ἰσχύων ἐκ τοῦ τετραγώνου τοῦ λόγου τῶν ἀποστάσεων.

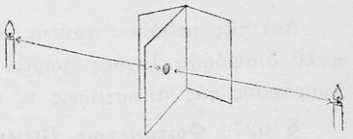
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Φωτόμετρον Rumford (σχ. 462). Ραβδίον ἀδιαφανὲς εὑρίσκεται ἐνώπιον λευκῆς καὶ διαχύτως ἀνακλώσης ἐπιφανείας. Ὅταν δύο φωτειναὶ δέσμαι προσπέσουν ἐπὶ τοῦ ὀργάνου, ἡ ἐκ τῆς μιᾶς δέσμης σκιὰ τοῦ ραβδίου φωτίζεται ὑπὸ τῆς ἄλλης. Ἡ ἰσότης τοῦ φωτισμοῦ ἀναγνωρίζεται ἐκ τῆς ἴσης σκιερότητος τῶν δύο σκιῶν.



Σχ. 462.

Φωτόμετρον Bunsen (σχ. 463). Τὸ ἁπλούστατον τῶν φωτομέτρων εἶναι τὸ τοῦ Bunsen, ἀποτελούμενον ἀπὸ φύλλον χάρτου φέρον μικρὰν κηλῖδα ἐλαίου ἢ πετρελαίου. Ἂν φῶς προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ χάρτου, μέρος μὲν διέρχεται διαχύτως διὰ τοῦ διαφωτίστου χάρτου μέρος δὲ ἀνακλᾶται διαχύτως ἐπίσης, ἐπειδὴ δὲ διὰ τῆς κηλῖδος διέρχεται περισσότερον σχετικῶς φῶς παρὰ διὰ τοῦ ὑπολοίπου μέρους τοῦ χάρτου, εἰς μὲν παρατηρητὴν βλέποντα ἐκ τοῦ μέρους ὁπόθεν προσπίπτει τὸ φῶς θὰ φανῇ ἡ κηλὶς σκοτεινὴ ἐντὸς φωτεινοῦ πεδίου, εἰς δὲ παρατηρητὴν βλέποντα ἐκ τοῦ ἀντιθέτου μέρους θὰ φανῇ ἡ κηλὶς φωτεινὴ ἐντὸς σκοτεινοτέρου πεδίου. Ἂν φῶς προσπίπτῃ ἑκατέρωθεν ἐπὶ τοῦ χάρτου, ἐκ μὲν τοῦ μέρους, εἰς τὸ ὁποῖον ὁ φωτισμὸς εἶναι ἰσχυρότερος, θὰ φανῇ ἡ κηλὶς σκοτεινὴ ἐπὶ φωτεινοῦ πεδίου, ἐκ δὲ τοῦ ἀντιθέτου θὰ φανῇ ἡ κηλὶς φωτεινὴ ἐπὶ σκοτεινοτέρου πεδίου. Ὅταν ὁ φωτισμὸς ἑκατέρωθεν εἶναι ὁ αὐτός, ἡ κηλὶς ἐξαφανίζεται. Ἡ παρατήρησις εὐκολύνεται διὰ δύο κατόπτρων ὑπὸ γωνίαν 45^0 πρὸς τὸ φύλλον, ἐντὸς τῶν ὁποίων βλέπομεν συγχρόνως τὰς δύο ἐπιφανείας αὐτοῦ.



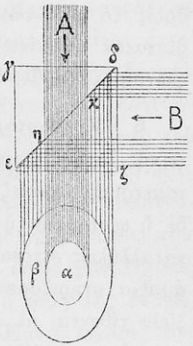
Σχ. 463.

§ 628. ***Φωτομετρικὸς κῦβος τῶν Lummer-Brodhun.*** Τὸ κύριον μέρος τῶν φωτομέτρων τῶν χρησιμοποιουμένων εἰς ἀκριβεῖς μετρήσεις ἀποτελεῖ ὁ *φωτομετρικὸς κῦβος τῶν Lummer-Brodhun.* (σχ. 464). Ἀποτελεῖται οὗτος ἀπὸ δύο ὀρθογώνια πρίσματα γδε καὶ δεζ, τοῦ ἑνὸς τῶν ὁποίων, τοῦ γδε, ἡ ὑποτείνουσα ἕδρα εἶναι ἀσθενῶς κυρτὴ καὶ μόνον τὸ μέσον αὐτῆς εἰς τὴν θέσιν κη εἶναι ἐπί-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

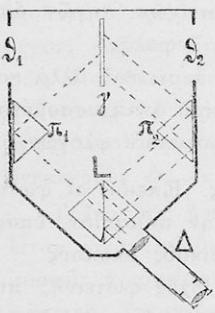
πεδον καὶ προσαρμόζεται εἰς τὴν ὑποτείνουσαν ἐπίπεδον ἕδραν τοῦ πρίσματος εδζ, μὲ τὴν ὁποίαν εὑρίσκεται εἰς ὀπτικὴν ἐπαφὴν χωρὶς διάμεσον στρῶμα ἀέρος.

Ἂν δέσμη φωτεινὴ Α προσπέσῃ καθέτως ἐπὶ τῆς ἕδρας γδ, αἱ μὲν ἀκτῖνες αἱ συναντῶσαι τὴν ἐπιφάνειαν ηκ διέρχονται ἀκωλύτως καὶ ἐξέρχονται ἐκ τῆς ἕδρας εζ, αἱ δὲ συναντῶσαι τὰ περιφερικὰ μέρη εη καὶ κδ τῆς ὑποτεινούσης ἕδρας ἀνακλῶνται ὁλικῶς καὶ ἐξέρχονται διὰ τῆς ἕδρας εγ. Τῆς δέσμης Β, ἡ ὁποία προσπίπτει καθέτως ἐπὶ τῆς ἕδρας δζ, αἱ μὲν μέσαι ἀκτῖνες διέρχονται ἀκωλύτως διὰ τῆς ἐπιφανείας ηκ καὶ ἐξέρχονται διὰ τῆς ἕδρας εγ, αἱ δὲ περιφερικαὶ ἀνακλῶνται ὁλικῶς ἐπὶ τῶν μερῶν εη καὶ κδ τῆς ὑποτεινούσης ἕδρας καὶ ἐξέρχονται διὰ τῆς ἕδρας εζ. Οὕτω παρατηρητὴς βλέπων τὴν ἕδραν εζ θὰ δεχθῇ δέσμην, τῆς ὁποίας τὸ μὲν κεντρικὸν μέρος α ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀκτῖνας τῆς δέσμης Α, τὸ δὲ περιφερικὸν β ἀπὸ ἀκτῖνας τῆς δέσμης Β.



Σχ. 464.

§ 629. ***Φωτομετρικὴ κεφαλὴ τῶν Lummer-Brodhun.*** Ἡ φωτομετρικὴ αὕτη κεφαλή, ἡ ὁποία ἀποκλειστικῶς σχεδὸν σήμερον χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν ἀκριβῆ ὑποκειμενικὴν φωτομετρίαν ἀποτελεῖται ἀπὸ τὰ ἑξῆς μέρη.



Σχ. 465.

Γυψίνη λευκὴ πλάξ γ (σχ. 465) εὑρισκομένη ἐντὸς φωτοστεγοῦς θήκης φωτίζεται ἑκατέρωθεν ὑπὸ τῶν δύο συγκρινομένων φωτεινῶν πηγῶν διὰ τῶν παραθύρων θ_1, θ_2. Τὰς δύο ἐπιφανείας αὐτῆς παρατηροῦμεν μὲ τὴν βοήθειαν τῶν πρισμάτων ὁλικῆς ἀνακλάσεως π_1 καὶ π_2 καὶ τοῦ φωτομετρικοῦ κύβου L διὰ τῆς διόπτρας Δ. Ἐντὸς τῆς διόπτρας βλέπομεν ἐλλειπτικὸν φωτεινὸν πεδίον περιβαλλόμενον ὑπὸ ἑτέρου δακτυλιοειδοῦς (πρβλ. τὸ σχ. 464). Καὶ τὸ μὲν ἐσωτερικὸν πεδίον ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν ἀριστερὰν ἐπιφάνειαν τῆς γυψίνης πλακὸς τὸ δὲ δακτυλιοειδὲς εἰς τὴν δεξιάν. Ὅταν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αἱ δύο ἐπιφάνειαι φωτίζωνται ὁμοίως, ἡ διαχωρίζουσα τὰ δύο πεδία γραμμὴ ἐξαφανίζεται καὶ τὰ πεδία συγχέονται εἰς ἕν.

Ἡ διὰ τῆς φωτομετρικῆς κεφαλῆς τῶν Lummer-Brodhun μέτρησις, ὅταν τὸ φῶς τῶν δύο πηγῶν ἔχῃ τὸ ἴδιον χρῶμα, εἶναι πολὺ ἀκριβής, διότι ἕνεκα τῆς θέσεως τῶν δύο φωτεινῶν πεδίων γίνονται ἀντιληπταὶ καὶ ἐλάχισται διαφοραὶ τοῦ φωτισμοῦ. Ἂν ὅμως τὸ φῶς τῶν δύο φωτεινῶν πηγῶν ἔχῃ διάφορον χρῶμα καθίσταται πολλάκις ἀδύνατος ὁ προσδιορισμὸς τῆς θέσεως τοῦ ἴσου φωτισμοῦ (πρβλ. § 622).

§ 630. ***Φωτομετρικὴ τράπεζα.*** Τὰ πρὸς ἀκριβεῖς μετρήσεις φωτεινῆς ἰσχύος χρησιμεύοντα φωτόμετρα ἀποτελοῦνται ἀπὸ τὴν φωτομετρικὴν τράπεζαν καὶ τὴν φωτομετρικὴν κεφαλήν. Ἀποτελεῖται δὲ ἡ φωτομετρικὴ τράπεζα συνήθως ἀπὸ δύο ράβδους παραλλήλους καταλλήλως στερεωμένας, ἐπὶ τῶν ὁποίων μετακινοῦνται εὐκόλως τρία ἁμάξια στηριζόμενα ἐπὶ μικρῶν τροχῶν. Ἐπὶ τῶν δύο ἄκρων ἁμαξίων τίθενται αἱ συγκρινόμεναι φωτειναὶ πηγαί, ἐκ τῶν ὁποίων ἡ μία εἶναι συνήθως πρότυπος, π.χ. λύχνος Heffner-Alteneck, ἐπὶ δὲ τοῦ μέσου εἶναι στερεωμένη ἡ φωτομετρικὴ κεφαλή, συνήθως τοῦ τύπου Lummer-Brodhun. Τὰ ἁμάξια φέρουν δείκτας, οἱ ὁποῖοι χρησιμεύουν διὰ νὰ προσδιορίζωμεν ἐπὶ κλίμακος, χαραγμένης ἐπὶ τῆς μιᾶς τῶν ράβδων, τὰς ἀποστάσεις τῶν φωτεινῶν πηγῶν ἀπὸ τῶν φωτιζομένων ἐπιφανειῶν τῆς φωτομετρικῆς κεφαλῆς.

Ἡ ὅλη διάταξις εὑρίσκεται ἐντὸς δωματίου σκοτεινοῦ ἀλλὰ καλῶς ἀεριζομένου διὰ νὰ μὴ ἐπιδρᾷ ἡ περίσσεια τοῦ ἀναπτυσσομένου διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος ἐπὶ τῆς ἰσχύος τῶν προτύπων φλογῶν.

§ 631. ***Φωτόμετρα πρὸς εἰδικοὺς σκοπούς.*** Ἐπειδὴ οἱ φωτομετρικοὶ προσδιορισμοὶ ἔχουν μεγίστην πρακτικὴν σημασίαν, ὑπάρχουν πλεῖστα φωτόμετρα χρησιμεύοντα πρὸς εἰδικοὺς σκοπούς.

Διατάξεις π.χ. διὰ τῶν ὁποίων μετρεῖται ἡ ἰσχὺς φωτεινῆς πηγῆς κατὰ διαφόρους διευθύνσεις, φωτόμετρα χρησιμεύοντα πρὸς μέτρησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ φωτισμοῦ εἰς διάφορα μέρη αἰθουσῶν ἐργασίας κ.λ. Ἀλλὰ λεπτομερὴς τούτων περιγραφὴ θὰ παρεῖλκε.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

§ 632. ***Μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως κατὰ τὴν ἐλευθέραν διάδοσιν τοῦ φωτός.*** Ἂν φωτεινὴ δέσμη διαδίδεται ἐλευθέρως χωρὶς νὰ μεταβάλλεται ἡ φωτεινὴ ἐνέργεια εἰς ἄλλο εἶδος ἐνεργείας, ἡ ὁλικὴ φωτεινὴ ροὴ δι' ἐπιφανείας τεμνούσης τὴν δέσμην θὰ εἶναι παντοῦ ἡ αὐτή, καὶ ἑπομένως ἡ ἔντασις τοῦ φωτός, ἴση κατὰ τὴν ἐξ. (3) τῆς § 621 πρὸς τὸ πηλίκον τῆς διὰ καθέτου ἐπὶ τὴν δέσμην ἐπιφανείας ὁλικῆς ροῆς διὰ τοῦ ἐμβαδοῦ τῆς ἐπιφανείας ταύτης, θὰ εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸ ἐμβαδὸν τῆς ὑποτεινούσης τὴν δέσμην καθέτου ἐπιφανείας. Ἂν ἡ δέσμη ἀποκλίνῃ, ἡ ἔντασις θὰ ἐλαττώνεται ὅταν προχωροῦμεν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως τοῦ φωτός, ἂν ἡ δέσμη συγκλίνῃ, ἡ ἔντασις τἀνάπαλιν θὰ αὐξάνεται. Εἰς ἑστίαν τῆς δέσμης, ἐπειδὴ ἡ ὑποτείνουσα ἐπιφάνεια συμπτύσσεται εἰς ἓν σημεῖον, τὸ ἐμβαδὸν δηλ. γίνεται μηδέν, ἡ ἔντασις πρέπει νὰ γίνεται ἄπειρος. Πράγματι ὅμως ἑστίαι, ὅπως γεωμετρικῶς ὡρίσαμεν αὐτάς, δὲν ὑπάρχουν ἀλλὰ πάντοτε ἡ τομὴ τῆς δέσμης ἔχει ἐλάχιστον μὲν ἀλλὰ πεπερασμένον ἐμβαδόν. Καὶ ἡ ἔντασις λοιπὸν εἰς τὰς ἑστίας εἶναι μεγίστη ἀλλ' ὄχι ἄπειρος.

Ἂν ἡ δέσμη εἶναι παράλληλος, ἡ ἔντασις εἶναι σταθερά.

§ 633. ***Ἀπορρόφησις τοῦ φωτός.*** Ἡ ἔντασις φωτεινῆς δέσμης ἀκολουθεῖ πράγματι τοὺς εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον ἐκτεθέντας νόμους, ὅταν τὸ φῶς διαδίδεται εἰς τὸ κενόν. Ἂν ὅμως τὸ φῶς διαδίδεται ἐντὸς οἱουδήποτε ὑλικοῦ μέσου, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἔντασις, ἐφ' ὅσον προχωροῦμεν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως αὐτοῦ, εὑρίσκεται διαρκῶς μικροτέρα ἐκείνης, τὴν ὁποίαν θὰ ἀνεμένομεν ὡς ἐκ τῆς γεωμετρικῆς μορφῆς τῆς δέσμης.

Τοῦτο μᾶς δεικνύει ὅτι μέρος τῆς φωτεινῆς ἐνεργείας μεταβάλλεται κατὰ τὴν διάδοσιν τοῦ φωτὸς ἐντὸς ὑλικῶν μέσων εἰς ἄλλας μορφὰς ἐνεργείας, συνήθως θερμότητα. Τὴν μεταβολὴν ταύτην τῆς φωτεινῆς ἐνεργείας εἰς ἐνέργειαν ἄλλης μορφῆς ὀνομάζομεν *ἀπορρόφησιν τοῦ φωτός.*

§ 634. ***Συντελεστὴς ἀπορροφήσεως.*** Ἂν δέσμη μονόχρους *παράλληλος* διαδίδεται ἐντὸς ὑλικοῦ μέσου, παρατηροῦμεν κατὰ τὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀνωτέρω ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως, ὀφειλομένην ἀποκλειστικῶς εἰς ἀπορρόφησιν.

Ἔστω E_0 ἡ ἔντασις τῆς δέσμης εἴς τι σημεῖον καὶ E_1 ἡ ἔντασις εἰς σημεῖον ἀπέχον ἀπὸ τοῦ πρώτου 1 ἑκατοστόμετρον κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης.

Ἡ ἔντασις E_1 θὰ εἶναι μικροτέρα τῆς E_0, ὁ δὲ λόγος

$$\alpha = E_1 : E_0 < 1 \qquad (1)$$

ἀποδεικνύεται ἐκ τῆς παρατηρήσεως ὅτι εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς ἐντάσεως, ἐξαρτᾶται δὲ μόνον ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ὀπτικοῦ μέσου καὶ ἀπὸ τὸ χρῶμα τῆς δέσμης (Νόμος Bouguer-Lambert).

Τὸν λόγον τοῦτον ὀνομάζομεν *συντελεστὴν ἀπορροφήσεως* τοῦ ὀπτικοῦ μέσου διὰ τὸ θεωρούμενον φῶς.

Ἂν προχωρήσωμεν κατὰ ἓν ἀκόμη ἑκατοστόμετρον θὰ εὕρωμεν ἔντασιν E_2 καὶ θὰ ὑφίσταται πάλιν ἡ σχέσις

$$E_2 : E_1 = \alpha$$

Ἂν ἀντικαταστήσωμεν τὸ E_1 διὰ τῆς τιμῆς του ἐκ τῆς ἐξισώσεως (1), λαμβάνομεν

$$E_2 = E_0 \cdot \alpha^2$$

Ἂν προχωρήσωμεν κατὰ ἓν ἀκόμη ἑκατοστόμετρον, θεωρήσωμεν δηλ. σημεῖον εὑρισκόμενον εἰς ἀπόστασιν 3 cm ἀπὸ τοῦ ἀρχικοῦ, εὑρίσκομεν ἔντασιν

$$E_3 = E_2 \cdot \alpha = E_0 \cdot \alpha^3$$

καὶ ἐν γένει εἰς ἀπόστασιν δ ἀπὸ τοῦ σημείου, ὅπου ἡ ἔντασις εἶναι E_0, εὑρίσκομεν ἔντασιν

$$E_\delta = E_0 \cdot \alpha^\delta \qquad (2)$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης συνάγομεν ὅτι, ὅταν αἱ ἀποστάσεις βαίνουν κατ' ἀριθμητικὴν πρόοδον, ἡ ἔντασις τῆς *παραλλήλου* δέσμης φθίνει κατὰ γεωμετρικὴν πρόοδον, τῆς ὁποίας ὁ λόγος ἰσοῦται πρὸς τὸν συντελεστὴν ἀπορροφήσεως.

ΣΧΕΣΕΙΣ ΕΝΤΑΣΕΩΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΑΝΑΚΛΑΣΙΝ ΚΑΙ ΔΙΑΘΛΑΣΙΝ

§ 635. Ὅταν δέσμη φωτεινὴ προσπίπτῃ ἐπὶ λείας ἐπιφανείας, μέρος μὲν ἀνακλᾶται, μέρος δὲ διαθλᾶται ἢ καὶ ἀπορροφᾶται, μεταβάλλεται δηλ. εἰς ἄλλην μορφὴν ἐνεργείας. Ἂν εἶναι E_π ἡ ἔντασις

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῆς προσπιπτούσης δέσμης καὶ E_α ἡ ἔντασις τῆς ἀνακλωμένης, μικροτέρα φυσικὰ τῆς E_π, ὀνομάζομεν *ἀνακλαστικὴν ἱκανότητα* ἢ *συντελεστὴν ἀνακλάσεως* τῆς ἐπιφανείας τὸν λόγον

$$\sigma = \frac{E_\alpha}{E_\pi}$$

Ὁ λόγος οὗτος ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς φύσεως τῆς ἐπιφανείας καὶ τῶν ὀπτικῶν μέσων, τὰ ὁποῖα αὕτη διαχωρίζει, ἐκ τῆς φύσεως τοῦ προσπίπτοντος φωτὸς καὶ ἐκ τῆς γωνίας προσπτώσεως. Ὅταν τὸ προσπίπτον φῶς προέρχεται κατ' εὐθεῖαν ἐξ αὐτοφώτου πηγῆς, εἶναι δηλ. ὡς λέγομεν *σύνηθες* ἢ *φυσικὸν φῶς*, ὁ συντελεστὴς ἀνακλάσεως εἶναι τόσον μεγαλύτερος, ὅσον ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι μεγαλυτέρα. Κατὰ τὴν περίπτωσιν τῆς ὁλικῆς ἀνακλάσεως εἶναι $E_\alpha = E_\pi$ καὶ ἑπομένως $\sigma = 1$.

Ἂν τὸ φῶς δὲν προέρχεται ἀμέσως ἐξ αὐτοφώτου πηγῆς ἀλλ' ἔχει ἤδη ὑποστῇ ἀνάκλασιν ἢ διάθλασιν, ἡ ἐξάρτησις τοῦ σ ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως εἶναι πολυπλοκωτέρα καὶ εἶναι δυνατὸν δι' ὡρισμένην γωνίαν προσπτώσεως ἡ ἀνάκλασις νὰ μὴ εἶναι δυνατή, νὰ εἶναι δηλ. $\sigma = 0$, ἐνῶ διὰ μικροτέραν ἢ μεγαλυτέραν γωνίαν προσπτώσεως τὸ σ ἔχει τιμὴν διάφορον τοῦ 0, ἀνακλᾶται δηλ. ἡ δέσμη μὲ αἰσθητὴν ἔντασιν.

Ὅταν ἀμφότερα τὰ ἑκατέρωθεν τῆς ἐπιφανείας ὀπτικὰ μέσα εἶναι διαφανῆ, μέγα μέρος τῆς προσπιπτούσης φωτεινῆς ροῆς διέρχεται εἰς τὸ δεύτερον μέσον, τόσον μεγαλύτερον, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ γωνία προσπτώσεως, καὶ μικρὸν μόνον μέρος ἀνακλᾶται. Ὅταν ὅμως τὸ δεύτερον μέσον εἶναι ἀδιαφανές, αἱ σχέσεις ἐντάσεως εἶναι πολύπλοκοι, ἰδίως ἂν τὸ ἀδιαφανὲς μέσον εἶναι μεταλλικόν. Κατὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην ἔχομεν ἐκλεκτικὴν ἀπορρόφησιν καὶ ἀνάκλασιν, οὕτως ὥστε εἶναι δυνατὸν δι' ἐπανειλημμένων ἀνακλάσεων ἐπὶ μεταλλικῶν ἐπιφανειῶν νὰ ἀπομονώσωμεν ἐκ συνθέτου φωτὸς μονόχροα συστατικά.

ΟΠΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ

§ 636. Τὰ ὀπτικὰ ὄργανα εἶναι σώματα ἢ συστήματα σωμάτων ἢ ἐν γένει ὀπτικῶν μέσων, διὰ τῶν ὁποίων μετασχηματίζομεν πρὸς ὡρισμένους σκοποὺς προσπιπτούσας φωτεινὰς δέσμας. Ὁ τελικὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

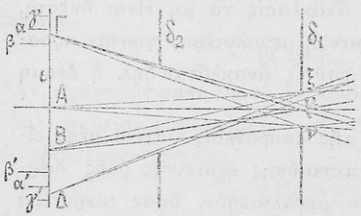
σκοπὸς τοῦ μετασχηματισμοῦ τῶν δεσμῶν συνίσταται εἰς *ἀπεικόνισιν*, εἰς τὸν σχηματισμὸν δηλ. εἰκόνος πραγματικῆς ἢ φανταστικῆς δοθέντος ἀντικειμένου· ἡ δὲ ἀπεικόνισις πρέπει νὰ εἶναι *εὐκρινὴς* καὶ εἰ δυνατὸν ἐπίπεδος, προσέτι δὲ ζητοῦμεν *φωτεινότητα* τῆς εἰκόνος καὶ πολλάκις καὶ *μέγα ὀπτικὸν πεδίον*, μεγάλην δηλ. ἔκτασιν τῆς ἀπεικονιζομένης περιοχῆς.

ΔΙΑΦΡΑΓΜΑΤΑ

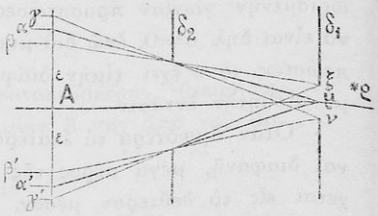
§ 637. *Ὁρισμοί.* Ἤδη εἰς τὴν § 620 ὑπεδείξαμεν τὴν σημασίαν τὴν ὁποίαν ἔχουν ἐπὶ τῶν ἰδιοτήτων τῶν ὀπτικῶν συστημάτων τὰ διαφράγματα, καὶ διὰ τοῦτο, πρὶν περιγράψωμεν τὰ ἁπλούστερα καὶ συνηθέστερα τῶν ὀπτικῶν ὀργάνων, θὰ ἀσχοληθῶμεν κάπως λεπτομερέστερον μὲ τὰς ἰδιότητας τῶν διαφραγμάτων, τὰ ὁποῖα εἰς τὸ ἑξῆς θὰ θεωροῦμεν ὡς σκιερὰ ἐπίπεδα κάθετα ἐπὶ τὸν ἄξονα τοῦ ὀπτικοῦ συστήματος καὶ ἔχοντα κυκλικὴν ὀπήν, τῆς ὁποίας τὸ κέντρον εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος.

Ἔστω (σχ. 466) φωτεινὸν ἐπίπεδον ε, ἡ εὐθεῖα Αμ κάθετος ἐπ' αὐτὸ ὁ ἄξων τοῦ συστήματος, καὶ δύο διαφράγματα δ_1, δ_2.

Ἐκ τοῦ σημείου Α τοῦ ἐπιπέδου ἐκπέμπεται φῶς πρὸς ὅλας τὰς διευθύν-



Σχ. 466.



Σχ. 467.

σεις, εἰς δὲ τὸν ὀπίσω (πρὸς τὰ δεξιὰ) τοῦ διαφράγματος δ_1 χῶρον φθάνει φωτεινὴ κωνικὴ δέσμη Α ξ ν, τῆς ὁποίας τὸ ἄνοιγμα ὁρίζεται ἀπὸ τὸ μέγεθος τῆς ὀπῆς τοῦ διαφράγματος δ_1, ὅπως τὸ ἄνοιγμα τῶν δεσμῶν, αἱ ὁποῖαι εἰσέρχονται εἰς τὸν ὀφθαλμὸν ὁρίζεται ἀπὸ τὸ εὖρος τῆς κόρης.

Διὰ τοῦτο ἡ ὀπὴ τοῦ διαφράγματος δ_1 ὀνομάζεται *Κόρη (K)* τοῦ συστήματος, τὸ δὲ διάφραγμα δ_1 *Διάφραγμα Ἀνοίγματος (Δ.Α.)*.

Ὀνομάζομεν *κυρίας ἀκτῖνας* τῶν δεσμῶν τὰς ἀκτῖνας, αἱ ὁποῖαι διέρχονται διὰ τοῦ κέντρου μ τῆς κόρης, ὅπως π. χ. αἱ Αμ, Βμ.

Ἄλλη εἶναι ἡ λειτουργία τοῦ διαφράγματος δ_2. Ἂν ἐκ τοῦ κέντρου μ τῆς κόρης παρατηροῦμεν τὸ ἐπίπεδον ε, (σχ. 467) θὰ δεχθῶμεν φῶς ἐκ τῶν σημείων αὐτοῦ τῶν περιλαμβανομένων ἐντὸς τῆς περιοχῆς αα', τὴν ὁποίαν εὑρίσκομεν φέροντες ἐκ τοῦ μ εὐθείας διὰ τῆς περιμέτρου τῆς ὀπῆς τοῦ διαφράγματος δ_2.

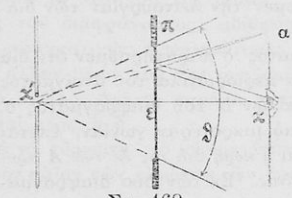
Τὸ διάφραγμα τοῦτο ὁρίζει λοιπὸν τὴν περιοχὴν τῶν ἐκ τοῦ μ ὁρατῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

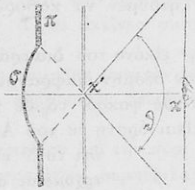
σημείων τοῦ ε, τὸ *ὀπτικὸν πεδίον*, ὅπως διὰ τοὺς ἐντὸς δωματίου εὑρισκομένους τὸ ἄνοιγμα τοῦ παραθύρου ὁρίζει τὴν ὁρατὴν περιοχήν. Διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν τὸ διάφραγμα $δ_2$ *Διάφραγμα Πεδίου (Δ. Π.)*, τὴν δὲ ὀπὴν αὐτοῦ *Θυρίδα* τοῦ συστήματος *(Θ)*.

Ἂν ὡς σημεῖον παρατηρήσεως λάβωμεν ἀντὶ τοῦ μ πλάγιόν τι σημεῖον τῆς κόρης, π. χ. τὸ ξ, τὸ ὀπτικὸν πεδίον εἶναι ἄλλο, τὸ βγ′, ἐντὸς ἂν ἡ *θυρὶς* εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ε, ὅτε τὸ ὀπτικὸν πεδίον δι' ὅλα τὰ σημεῖα τῆς *κόρης* εἶναι τὸ αὐτό. Ὀνομάζομεν ὅμως *κύριον ὀπτικὸν πεδίον* τὸ ὀπτικὸν πεδίον τοῦ κέντρου τῆς κόρης διότι ὅλα τὰ σημεῖα τοῦ πεδίου τούτου ἐκπέμπουν πρὸς τὴν κόρην δέσμας περιεχούσας κυρίαν ἀκτῖνα, ἐνῶ τὸ πεδίον βγ′ π. χ. (σχ. 466) περιέχει σημεῖα, ὅπως τὸ λ, τὰ ὁποῖα ἐκπέμπουν πρὸς τὴν κόρην δέσμην μὴ περιέχουσαν κυρίαν ἀκτῖνα. Μέρος τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης ἐμποδίζεται ἀπὸ τὸ διάφραγμα πεδίου $δ_2$, τὸ ὁποῖον ἑπομένως ἐνεργεῖ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἐν μέρει ὡς διάφραγμα ἀνοίγματος.

§ 638. *Ὀπτικὸν πεδίον κατόπτρων.* Ἔστω (σχ. 468) ἐπίπεδον κάτοπτρον ε καὶ ἡ κόρη τοῦ παρατηροῦντος ὀφθαλμοῦ εἰς τὸ κ. Τὸ σύστημα ἔχει δύο



Σχ. 468.



Σχ. 469.

Σχ. 470.

διαφράγματα, ἓν αὐτὸν τὸν ὀφθαλμόν, τοῦ ὁποίου ὀπὴ εἶναι ἡ κόρη, καὶ δεύτερον τὸ πλαίσιον π τοῦ κατόπτρου. Ἐκ τῶν ἐκ τινος σημείου α ἐκπεμπομένων ἀκτίνων θὰ φθάσουν μετὰ τὴν ἀνάκλασιν ἐκεῖναι εἰς τὴν κόρην, αἱ ὁποῖαι πρὸ τῆς ἀνακλάσεως εἶχον διεύθυνσιν πρὸς τὴν εἰκόνα αὐτῆς κ′. Ἐπειδὴ δὲ ἐκ τοῦ α ἡ ὀπὴ κ′ φαίνεται ὑπὸ μικροτέραν γωνίαν παρὰ τὸ πλαίσιον π, ἕπεται ὅτι τὸ ἄνοιγμα τῆς εἰς τὸν ὀφθαλμὸν προσπιπτούσης δέσμης ὁρίζεται ἀπὸ τὸ εὖρος τῆς εἰκόνος κ′ τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ. Ἑπομένως ἡ εἰκὼν κ′ εἶναι ἡ *κόρη* τοῦ συστήματος.

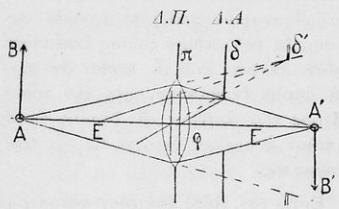
Ἐκ τοῦ σχήματος φαίνεται ἀμέσως ὅτι αἱ κύριαι ἀκτῖνες, αἱ ὁποῖαι φθάνουν εἰς τὸν ὀφθαλμόν, περιέχονται πρὸ τῆς ἀνακλάσεως ἐντὸς κώνου θ, τοῦ ὁποίου ἡ κορυφὴ εἶναι τὸ μέσον τῆς κόρης κ′ αἱ δὲ γενέτειραι διέρχονται διὰ τῆς περιμέτρου τοῦ κατόπτρου. Εἶναι λοιπὸν τὸ πλαίσιον π τοῦ κατόπτρου τὸ *διάφραγμα πεδίου* αὐτὸ δὲ τὸ κάτοπτρον εἶναι ἡ *θυρίς*.

Ὁμοίως εὑρίσκομεν ὅτι εἰς σφαιρικὸν κάτοπτρον σ, κοῖλον (σχ. 469) ἢ κυρτὸν (σχ. 470) ἄνευ προσθέτου διαφράγματος *κόρη* μὲν εἶναι ἡ εἰκὼν κ′ τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ, πραγματικὴ εἰς τὸ σχ. 469, φανταστικὴ εἰς τὸ σχ. 470, *διάφραγμα πεδίου* τὸ πλαίσιον π τοῦ κατόπτρου καὶ *θυρὶς* τὸ ἄνοιγμα τοῦ κατόπτρου. Τὸ κύριον ὀπτικὸν πεδίον θ εὑρίσκομεν φέροντες ἐκ τοῦ κέντρου τῆς

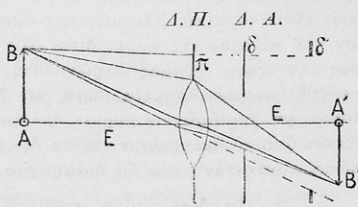
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κόρης κ' εὐθείας πρὸς τὴν περίμετρον τῆς *θυρίδος*, ἀδιάφορον ἂν αὕτη εὑρίσκεται πρὸ τῆς κόρης ἢ ὀπίσω αὐτῆς.

§ 639. ***Διαφράγματα ὀπτικῶν συστημάτων ἓν γένει.*** Ἔστω ὀπτικὸν σύστημα, π. χ. ὁ φακὸς φ (σχ. 471) περιοριζόμενος ὑπὸ τοῦ πλαισίου π καὶ διάφραγμα δ πρὸς τὰ δεξιὰ αὐτοῦ. Τὸ φῶς δεχόμεθα ὡς διαδιδόμενον ἐξ ἀριστερῶν πρὸς τὰ δεξιά. Θεωροῦμεν τώρα τὸ ἀντικείμενον ΑΒ, τὸ ὁποῖον διὰ τοῦ φακοῦ ἀπει-



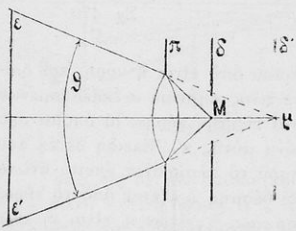
Σχ. 471.



Σχ. 472.

κονίζεται εἰς τὸ Α'Β' καὶ ζητοῦμεν νὰ καθορίσωμεν τὴν λειτουργίαν τῶν διαφραγμάτων.

Ἂν ὀνομάσωμεν δ' τὴν εἰκόνα τοῦ διαφράγματος δ παρατηροῦμεν ὅτι διὰ τὴν ἐκ του Α προερχομένην δέσμην διαφράγματα περιοριστικὰ τοῦ ἀνοίγματος εἶνε τὸ μὲν τὸ πλαίσιον π τοῦ φακοῦ, τὸ δὲ ἡ εἰκὼν δ' τοῦ διαφράγματος δ, ἐπειδὴ δὲ ἡ εἰκὼν αὕτη εἶναι ὁρατὴ ἐκ τοῦ Α ὑπὸ μικροτέραν γωνίαν, ἔπεται ὅτι τὸ δ' εἶναι ἡ *κόρη διὰ τὰς ἐκ τοῦ Α προερχομενας ἀκτῖνας*. Ἐκ τῶν δύο διαφραγμάτων τὸ δ εἶναι τὸ ἐνεργόν, τὸ *διάφραγμα ἀνοίγματος*.



Σχ. 473.

Διὰ τὰς ἐκ τοῦ Β προερχομένας ἀκτῖνας (σχ. 472) δὲν ἠμπορεῖ νὰ χρησιμοποιηθῇ ὁλόκληρος ἡ κόρη, μέρος αὐτῶν ἐμποδίζεται ἀπὸ τὸ πλαίσιον τοῦ φακοῦ.

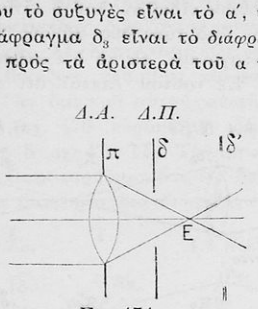
Τὸ κύριον ὀπτικὸν πεδίον διὰ τὸ ἐπίπεδον εε' (σχ. 473), εὑρισκόμενον εἰς τὴν θέσιν τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ τῶν σχημάτων 471, 472, εὑρίσκομεν φέροντες ἐκ τοῦ κέντρου μ τῆς κόρης ἀκτῖνας πρὸς τὴν περίμετρον τοῦ πλαισίου π, τὸ ὁποῖον ἐπομένως εἶναι τὸ *διάφραγμα πεδίου*.

Σημειωτέον ὅτι δι' ἄλλην θέσιν τοῦ ἀπεικονιζομένου ἀντικειμένου ἄλλη εἶναι ἡ λειτουργία τῶν διαφραγμάτων. Οὕτω π. χ. ἂν τὸ ἀντικείμενον εἶναι πολὺ μακράν, τὸ πλαίσιον π φαίνεται ὑπὸ μικροτέραν γωνίαν παρὰ ἡ εἰκὼν δ' (σχ. 474) καὶ ἐπομένως τὸ π εἶναι *διάφραγμα ἀνοίγματος καὶ κόρη* ἡ ὁπὴ αὐτοῦ. Τὸ διάφραγμα δ εἶναι τώρα *διάφραγμα πεδίου*, ἡ δὲ εἰκὼν αὐτοῦ εἶναι ἡ *θυρὶς* (σχ. 475).

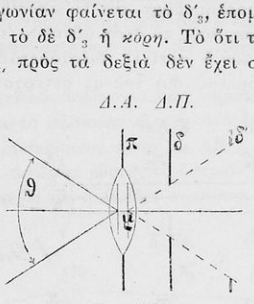
Ἂν ὑπάρχουν περισσότερα τοῦ ἑνὸς διαφράγματα ὄπισθεν τοῦ φακοῦ (σχ. 476) τὰ δ_1, δ_2, δ_3, κατασκευάζομεν τὰ εἴδωλα αὐτῶν, δ'_1, δ'_2, δ'_3. Ταῦτα μετὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τοῦ πλαισίου π περιορίζουν τὸ ἄνοιγμα τῶν προσπιπτουσῶν δεσμῶν, τὸ ἐνεργὸν *διάφραγμα ἀνοίγματος* εἶναι ἐκεῖνο τοῦ ὁποίου ἡ εἰκὼν φαίνεται ἐκ τοῦ ἀπεικονιζομένου σημείου ὑπὸ τὴν ἐλαχίστην γωνίαν. Διὰ τὸ σημεῖον α π. χ., τοῦ ὁποίου τὸ συζυγὲς εἶναι τὸ α′, ὑπὸ ἐλαχίστην γωνίαν φαίνεται τὸ δ'_3, ἑπομένως τὸ διάφραγμα δ_3 εἶναι τὸ *διάφραγμα ἀνοίγματος* τὸ δὲ δ'_3 ἡ *κόρη*. Τὸ ὅτι τὸ δ'_3 εἶναι πρὸς τὰ ἀριστερὰ τοῦ α τὰ δὲ π, δ'_1, δ_2, πρὸς τὰ δεξιὰ δὲν ἔχει σημασίαν, διότι τὸ ἄνοιγμα τῆς δέσμης ὁρίζεται ὑπὸ τῆς κορυφῆς αὐτῆς καὶ τῆς εἰκόνος τοῦ διαφράγματος, ἀδιάφορον ἂν αἱ ἀκτῖνες συναντοῦν τὴν εἰκόνα ταύτην πραγματικῶς ἢ φανταστικῶς.



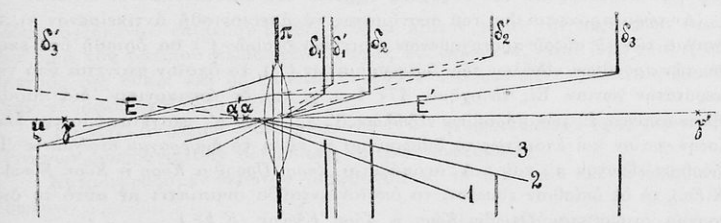
Σχ. 474.



Σχ. 475.

Δι' ἄλλην θέσιν τοῦ ἀπεικονιζομένου σημείου δυνατὸν νὰ εἶναι ἄλλο τὸ διάφραγμα πεδίου. Διὰ τὸ σημεῖον γ π. χ. εὑρίσκομεν ὅτι *διάφραγμα πεδίου* εἶναι τὸ δ_1 καὶ *κόρη* ἡ δ'_1.

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὸ κύριον *ὀπτικὸν* πεδίον διὰ τὴν περὶ τὸ α περιοχὴν ἀναζητοῦμεν ποῖον τῶν εἰδώλων τῶν διαφραγμάτων, συμπεριλαμβανομένου καὶ τοῦ



Σχ. 476.

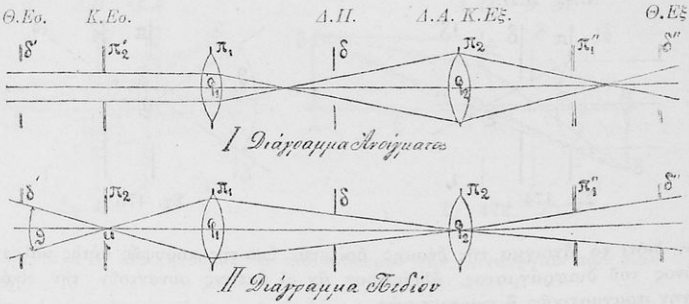
π, φαίνεται ἐκ τοῦ μέσου μ τῆς *κόρης* ὑπὸ τὴν ἐλαχίστην γωνιαν καὶ εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι τὸ δ'_1. *Διάφραγμα πεδίου* εἶναι λοιπὸν τὸ δ_1 καὶ *θυρὶς* ἡ δ'_1.

Ἔστω τώρα γενικώτερον (σχ. 477) σύστημα ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο φακοὺς τὸν φ_1 καὶ τὸν φ_2 μὲ τὸ διάφραγμα δ μεταξὺ αὐτῶν. Τὰ διαφράγματα τοῦ συστήματος εἶναι τὸ δ καὶ τὰ πλαίσια π_1 καὶ π_2 τῶν φακῶν. Τοῦ δ τὸ εἴδωλον ὡς πρὸς τὸ πρὸ αὐτοῦ μέρος τοῦ συστήματος, τὸ ὁποῖον ἐνταῦθα εἶναι ὁ φακὸς φ_1, εἶναι τὸ δ′, ἐπίσης τοῦ π_2 τὸ εἴδωλον ὡς πρὸς τὸν φακὸν φ_1 εἶναι τὸ π'_2. Τὰ εἴδωλα ταῦτα ὀνομάζομεν *πρόσθια εἴδωλα*. Τοῦ π_1 τὸ πρόσθιον εἴδωλον εἶναι αὐτὸ τοῦτο τὸ π_1 διότι δὲν ὑπάρχει πρὸ αὐτοῦ μέρος τοῦ ὀπτικοῦ συστήματος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τῶν π_1 καὶ δ τὰ εἴδωλα ὡς πρὸς τὸ ὄπισθεν αὐτῶν μέρος τοῦ συστήματος, τὸ ὁποῖον ἐνταῦθα εἶναι ὁ φακὸς φ_2, εἶναι τὰ π_1'' καὶ δ''. Ὀνομάζομεν αὐτὰ ὀπίσθια εἴδωλα. Τοῦ π_2 τὸ ὀπίσθιον εἴδωλον εἶναι αὐτὸ τοῦτο τὸ π_2.

Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ πρόσθιον καὶ τὸ ὀπίσθιον εἴδωλον τοῦ δ εἶναι συζυγῆ ὡς πρὸς τὸ ὅλον σύστημα τὸ ἀποτελούμενον ἀπὸ τοὺς δύο φακούς. Διότι αἱ ἐκ τοῦ δ' ἀκτῖνες διερχόμεναι διὰ τοῦ φ_1 συνέρχονται εἰς τὸ δ ἐκεῖθεν δὲ διερχόμεναι διὰ τοῦ φ_2 συνέρχονται εἰς τὸ δ''. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι πᾶσα



Σχ. 477.

προσπίπτουσα ἀκτὶς συναντῶσα πραγματικῶς ἢ φανταστικῶς σημεῖόν τι τοῦ προσθίου εἰδώλου διαφράγματός τινος διέρχεται *πραγματι* διὰ τοῦ συζυγοῦς σημείου τοῦ διαφράγματος καὶ ἐξερχομένη τοῦ συστήματος διέρχεται πραγματικῶς ἢ φανταστικῶς διὰ τοῦ συζυγοῦς σημείου τοῦ ὀπισθίου αὐτοῦ εἰδώλου.

Ἂν τώρα πρόκειται διὰ τοῦ συστήματος νὰ ἀπεικονισθῇ ἀντικείμενόν τι, τὸ ἄνοιγμα τῶν ἐξ αὐτοῦ προερχομένων φωτεινῶν δεσμῶν (*) θὰ ὁρισθῇ ὑπὸ ἐκείνου τῶν προσθίων εἰδώλων τῶν διαφραγμάτων (**), τὸ ὁποῖον φαίνεται ὑπὸ τὴν μικροτάτην γωνίαν. Εἰς τὸ σχῆμα 477 I π. χ. καὶ δι' ἀπεικόνισιν διὰ παραλλήλων ἀκτίνων ἐκ τῶν προσθίων εἰδώλων δ', π'_2, π_1 τὸ π'_2 φαίνεται ὑπὸ τὴν ἐλαχίστην γωνίαν καὶ ἐπομένως τὸ διάφραγμα π_2 εἶναι τὸ *διάφραγμα ἀνοίγματος*. Τὸ πρόσθιον εἴδωλον π'_2 τοῦ Δ.Α. ὀνομάζεται *Κόρη, Προσθία Κόρη* ἢ *Κόρη Εἰσόδου (Κ.Εσ.)*, τὸ δὲ ὀπίσθιον εἴδωλον, τὸ ὁποῖον ἐνταῦθα συμπίπτει μὲ αὐτὸ τὸ διάφραγμα, ὀνομάζεται *Ὀπισθία Κόρη* ἢ *Κόρη Ἐξόδου (Κ.Εξ.)*.

Ἐκ τοῦ σχ. 477 I φαίνεται ὅτι αἱ ἀκτῖνες τῆς παραλλήλου δέσμης, ἡ ὁποία πληροῖ ὁλόκληρον τὴν Κ.Εσ. πληροῦν ἐπίσης καὶ ὁλόκληρον τὸ Δ.Α. καὶ τὴν Κ.Εξ.

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὸ κύριον ὀπτικὸν πεδίον, ἀναζητοῦμεν ποῖον ἐκ τῶν προσθίων εἰδώλων τῶν διαφραγμάτων φαίνεται ἐκ τοῦ μέσου μ τῆς Κ.Εσ. ὑπὸ τὴν ἐλαχίστην γωνίαν. Εἰς τὸ σχ. 477 II εἶναι τὸ δ'. Τὸ διάφραγμα δ λοιπὸν εἶναι τὸ *διάφραγμα πεδίου (Δ.Π.)*. Τὸ πρόσθιον εἴδωλον δ' τοῦ Δ.Π. ὀνομάζεται

(*) Ὅταν αἱ δέσμαι εἶναι παράλληλοι ἀντὶ τοῦ ἀνοίγματος ὁρίζεται ἡ τομή.
(**) Ἐνταῦθα εὐνόητον ὅτι πρόκειται περὶ τῶν *ὀπῶν* τῶν διαφραγμάτων.

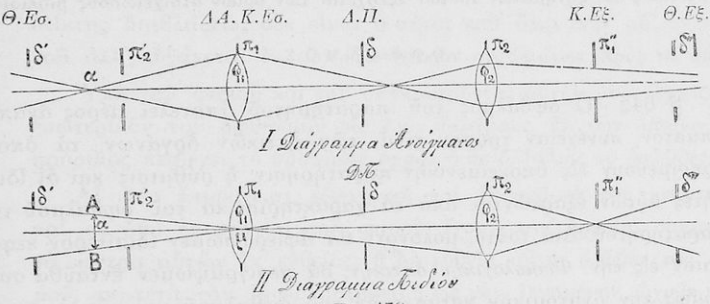
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Θυρὶς ἢ Προσθία Θυρὶς ἢ Θυρὶς Εἰσόδου (Θ.Εσ.) τὸ δὲ ὀπίσθιον δ'' *Ὀπισθία Θυρὶς ἢ Θυρὶς Ἐξόδου (Θ.Εξ.).*

Ἐκ τοῦ σχήματος 477 ΙΙ φαίνεται ὅτι αἱ ὁρίζουσαι τὸ ὀπτικὸν πεδίον ἄκραι ἀκτῖνες διέρχονται πραγματικῶς μὲν διὰ τῆς περιμέτρου τοῦ Δ.Π. πραγματικῶς δὲ ἢ φανταστικῶς (εἰς τὸ σχῆμα πραγματικῶς) διὰ τῶν περιμέτρων τῶν θυρίδων, προσθίας καὶ ὀπισθίας.

Ἂν διὰ τοῦ αὐτοῦ συστήματος θελήσωμεν νὰ ἀπεικονίσωμεν σημεῖα περὶ τὸ α (σχ. 478) εὑρίσκομεν ὅτι Δ.Α. μὲν εἶναι τὸ πλαίσιον π_1 (σχ. 478 Ι), Δ.Π. δὲ τὸ δ (σχ. 478 ΙΙ) Τὸ ὀπτικὸν πεδίον τοῦ συστήματος εἶναι τὸ ΑΒ.

Παρατηροῦμεν ὅτι, ἐφ' ὅσον ἡ Κ.Εσ. ἔχει ἀρκετὸν εὖρος, τὸ ὀπτικὸν πεδίον εἶναι διάφορον διὰ διάφορα σημεῖα αὐτῆς ἐκτὸς ἂν ἡ Θ.Εσ. συμπίπτῃ μὲ τὸ



Σχ. 478.

ἀπεικονιζόμενον ἐπίπεδον (πρβλ. § 637). Μόνον κατὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην τὰ ὅρια τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου εἶναι σαφῶς καθωρισμένα, εἶναι δηλ. αὐτὴ ἡ περίμετρος τῆς Θ.Εσ. καὶ διὰ τοῦτο ζητοῦμεν πάντοτε εἰς τὰς ὀπτικὰς διατάξεις τὴν πλήρωσιν τοῦ ὅρου τούτου.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγομεν τὸν ἑξῆς γενικὸν κανόνα πρὸς εὕρεσιν τῶν ἐνεργῶν διαφραγμάτων οἱουδήποτε ὀπτικοῦ συστήματος:

Κατασκευάζομεν ἑκάστου διαφράγματος τὸ πρόσθιον καὶ τὸ ὀπίσθιον εἴδωλον.

Κ.Εσ. τοῦ συστήματος εἶναι ἐκεῖνο ἐκ τῶν προσθίων εἰδώλων, τὸ ὁποῖον ἐκ τοῦ ἀπεικονιζομένου σημείου φαίνεται ὑπὸ τὴν ἐλαχίστην γωνίαν. Τὸ ἀντίστοιχον διάφραγμα εἶναι τὸ Δ.Α. τὸ δὲ ὀπίσθιον εἴδωλον αὐτοῦ εἶναι ἡ Κ.Εξ.

Θ.Εσ. τοῦ συστήματος εἶναι ἐκεῖνο ἐκ τῶν προσθίων εἰδώλων, τὸ ὁποῖον φαίνεται ὑπὸ τὴν ἐλαχίστην γωνίαν ἐκ τοῦ κέντρου τῆς Κ.Εσ. Τὸ ἀντίστοιχον διάφραγμα εἶναι τὸ Δ.Π. τὸ δὲ ὀπίσθιον εἴδωλον αὐτοῦ εἶναι ἡ Θ.Εξ.

§ 640. Ἐπανερχόμενοι εἰς τὰ πρῶτα παραδείγματα βλέπομεν τώρα ὅτι εἰς τὰ σχήματα 468, 469, 470 ἡ κόρη τοῦ ὀφθαλμοῦ (ἀκριβέστερον τὸ ὡς πρὸς τὸν ὀφθαλμὸν πρόσθιον εἴδωλον αὐτῆς) εἶναι Δ.Α. καὶ συγχρόνως Κ.Εξ. ἡ δὲ περίμετρος τοῦ κατόπτρου εἶναι συγχρόνως Δ.Π., Θ.Εσ. καὶ Θ.Εξ. Εἰς τὰ σχ. 471, 472, 473 τὸ διάφραγμα δ εἶναι Δ.Α. καὶ Κ.Εξ., ἡ δὲ περίμετρος τοῦ φακοῦ π εἶναι συγχρόνως Δ.Π., Θ.Εσ. καὶ Θ.Εξ. Εἰς τὰ σχ. 474, 475, ἡ περίμετρο

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

π τοῦ φακοῦ εἶναι Δ.Λ., Κ.Εσ. καὶ Κ.Εξ. τὸ δὲ διάφραγμα δ εἶναι Δ.Π. καὶ Θ.Εξ. Τὸ εἴδωλον δ΄ εἶναι ἡ Θ.Εσ. ἂν καὶ εὑρίσκεται ὀπίσω τοῦ δ.

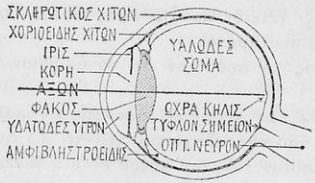
§ 641. ***Χρησιμότης τῶν διαφραγμάτων.*** Διὰ τῆς χρήσεως καταλλήλων διαφραγμάτων εἶναι δυνατὸν νὰ βελτιωθοῦν σημαντικῶς αἱ ἰδιότητες ὀπτικῶν συστημάτων, π. χ. νὰ ἀρθῇ τελειότερον τὸ χρωματικὸν σφάλμα, ὁ ἀστιγματισμός, νὰ ἐλαττωθῇ ἡ παραμόρφωσις τῶν εἰκόνων. Εἰς τὴν § 613 π. χ. ἐξετέθη πῶς διὰ τῆς χρήσεως διαφράγματος εἶναι δυνατὸν ὁ αὐτὸς φακὸς νὰ παρουσιάσῃ παραμόρφωσιν εἰκόνος εἴτε μηνοειδῆ εἴτε πιθοειδῆ.

Ἐπίσης εἶναι δυνατὸν διὰ καταλλήλου διαφράγματος νὰ κατορθωθῇ ἡ ἐπὶ ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου ἀπεικόνισις ἀντικειμένων, τὰ ὁποῖα εὑρίσκονται εἰς διαφόρους ἀπὸ τοῦ φακοῦ ἀποστάσεις (βάθος τῶν φωτογραφικῶν φακῶν). Ἀλλ' ἡ ἐξέτασις τῶν ζητημάτων τούτων ἐξέρχεται τῶν ὁρίων στοιχειώδους βιβλίου.

ΟΦΘΑΛΜΟΣ

§ 642. Ὁ ὀφθαλμὸς τοῦ παρατηρητοῦ ἀποτελεῖ μέρος ἀναπόσπαστον, συνέχειαν τρόπον τινά, τῶν ὀπτικῶν ὀργάνων, τὰ ὁποῖα χρησιμεύουν εἰς ὑποκειμενικὴν παρατήρησιν· ἡ ρύθμισις καὶ αἱ ἰδιότητες αὐτῶν ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὰ χαρακτηριστικὰ τοῦ ὀφθαλμοῦ τοῦ παρατηρητοῦ. Διὰ τοῦτο, μολονότι θὰ ἀφιερώσωμεν ἰδιαίτερον κεφάλαιον εἰς τὴν *Φυσιολογικὴν ὀπτικήν*, θὰ περιγράψωμεν ἐνταῦθα συντόμως τὴν ἀνατομικὴν κατασκευὴν τοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ τὴν λειτουργίαν αὐτοῦ ὡς διοπτρικοῦ συστήματος.

§ 643. ***Ἀνατομικὴ περιγραφή.*** Ὁ ὀφθαλμός, τοῦ ὁποίου τὴν ἀνατομικὴν κατασκευὴν παριστᾷ εἰς γενικωτάτας γραμμὰς τὸ σχηματικὸν διάγραμμα 479 εἶναι σφαιρόμορφον σῶμα, τὸ ὁποῖον ἀποτελοῦν τὰ ἑξῆς μέρη:



Σχ. 479.

Ὁ ἐξώτατος *σκληρωτικὸς χιτών*, ὁ ὁποῖος εἶναι λευκὸς καὶ ἀδιαφανὴς καὶ εἰς τὸ ἐμπρόσθιον μέρος συνεχίζεται ὑπὸ τοῦ διαφανοῦς *κερατοειδοῦς χιτῶνος*.

Ὁ *χοριοειδὴς χιτών*, ὁ ὁποῖος ἐπενδύει ἐσωτερικῶς τὸν κερατοειδῆ καὶ περιέχει τὰ εἰς τὴν θρέψιν τοῦ ὀφθαλμοῦ χρήσιμα ἀγγεῖα καὶ χρωστικὴν οὐσίαν χρησιμεύουσαν εἰς τὸ νὰ ἀπορροφᾷ τὸ φῶς καὶ νὰ ἐμποδίζῃ τὰς ἐντὸς τοῦ ὀφθαλμοῦ ἀνακλάσεις.

Ὁ χοριοειδὴς χιτὼν εἰς τὸ ἐμπρόσθιον μέρος τοῦ ὀφθαλμοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

συνεχίζεται ὑπὸ τῆς *ἴριδος*, ἡ ὁποία ἔχει εἰς τὸ μέσον κυκλικὴν ὀπὴν μεταβλητῆς διαμέτρου, τὴν *κόρην*.

Ὁ *ἀμφιβληστροειδὴς χιτὼν* ἀποτελούμενος ἀπὸ διακλαδώσεις καὶ καταλήξεις τοῦ ὀπτικοῦ νεύρου ἀποτελεῖ τὴν ἐσωτάτην ἐπένδυσιν τῶν τοιχωμάτων τοῦ ὀφθαλμοῦ.

Ὄπισθεν τῆς ἴριδος ὑπάρχει φακοειδὲς ἀμφίκυρτον διαφανὲς σῶμα, ὁ *φακός*, συγκρατούμενος ὑπὸ κυκλικοῦ μυός. Αἱ δύο ἐπιφάνειαι τοῦ φακοῦ, σφαιρικαὶ κατὰ προσέγγισιν, δὲν ἔχουν τὴν αὐτὴν καμπυλότητα ἀλλ᾽ ἡ ὀπισθία εἶναι κυρτοτέρα τῆς προσθίας, ὁ δὲ δείκτης διαθλάσεως δὲν εἶναι ὁ αὐτὸς καθ᾽ ὅλην τὴν μᾶζαν τοῦ φακοῦ ἀλλ᾽ αὐξάνεται ἐκ τῶν ἐξωτερικῶν στρωμάτων πρὸς τὰ ἐσώτερα.

Ὑπὸ τοῦ φακοῦ καὶ τοῦ συγκρατοῦντος αὐτὸν μυὸς χωρίζεται τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ ὀφθαλμοῦ εἰς δύο θαλάμους, ἐκ τῶν ὁποίων ὁ μὲν πρόσθιος περιέχει τὸ *ὑδατῶδες ὑγρὸν*, ὁ δὲ ὀπίσθιος τὸ *ὑαλῶδες σῶμα*.

Αἱ δύο ἐπιφάνειαι, ἐξωτερικὴ καὶ ἐσωτερική, τοῦ κερατοειδοῦς καὶ αἱ δύο ἐπιφάνειαι τοῦ φακοῦ ἔχουν κατ᾽ ἀρχετὴν προσέγγισιν τὰ κέντρα αὐτῶν ἐπ᾽ εὐθείας, ἡ δὲ εὐθεῖα αὕτη, *ὁ ἄξων τοῦ ὀφθαλμοῦ*, συναντᾷ τὸν ἀμφιβληστροειδῆ εἰς τὴν λεγομένην *ὠχρὰν κηλῖδα*. Εἰς τὸ κέντρον τῆς ὠχρᾶς κηλίδος ὁ ἀμφιβληστροειδὴς σχηματίζει μικρὸν κοίλωμα, τὸ *βοθρίον*, καὶ εἶναι κατ᾽ ἐξοχὴν εὐαίσθητος, ἐνῷ εἰς τὸ κατὰ τὴν εἴσοδον τοῦ ὀπτικοῦ νεύρου μέρος εἶναι ἀναίσθητος δηλ. τυφλός.

Τὸ σύνολον τῶν θλαστικῶν μέσων τοῦ ὀφθαλμοῦ λειτουργεῖ ὡς συγκλίνων φακός, ὁ ὁποῖος σχηματίζει πραγματικὰς καὶ ἀνεστραμμένας εἰκόνας τῶν ἀπέναντι ἀντικειμένων ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς.

§ 644. *Προσαρμογή*. Εἰς τὸν ἐμμέτρωπα ὀφθαλμόν, ὅταν ὁ περιβάλλων τὸν φακὸν μῦς εἶναι χαλαρός, ἀπεικονίζονται εὐκρινῶς ἐπὶ τῆς ὠχρᾶς κηλίδος τὰ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος μακρὰν εὑρισκόμενα ἀντικείμενα καὶ ἑπομένως ἐπὶ τῆς ὠχρᾶς κηλίδος εὑρίσκεται ἡ κυρία ἑστία τοῦ θλαστικοῦ συστήματος τοῦ ὀφθαλμοῦ.

Ὅταν ὁ ὀφθαλμὸς ἀτενίζῃ ἀντικείμενα πλησίον εὑρισκόμενα, διὰ νὰ σχηματισθῇ πάλιν εὐκρινὲς τὸ εἴδωλον ἐπὶ τῆς ὠχρᾶς κηλίδος, πρέπει νὰ προσαρμοσθῇ ὁ ὀφθαλμός, νὰ γίνῃ δηλ. ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ θλαστικοῦ συστήματος μικροτέρα. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται διὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῆς συστολῆς τοῦ περιβάλλοντος τὸν φακὸν μυός, διὰ τῆς ὁποίας αἱ ἐπιφάνειαι αὐτοῦ γίνονται κυρτότεραι *).

§ 645. *Διακριτικὴ ἱκανότης.* Διὰ νὰ γίνουν ἰδιαιτέρως ἀντιληπτὰ δύο φωτεινὰ σημεῖα εὑρισκόμενα ἀπέναντι τοῦ ὀφθαλμοῦ, πρέπει αἱ εἰκόνες αὐτῶν ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς νὰ μὴ ἀπέχουν ἀπ' ἀλλήλων ὀλιγώτερον ἐλαχίστης τινὸς ἀποστάσεως, ἡ ὁποία εἶναι διάφορος εἰς τὰ διάφορα ἄτομα. Ὁ ὀφθαλμὸς συνήθους ἀνθρώπου εἶναι ἱκανὸς νὰ διακρίνῃ φωτεινὰ σημεῖα ἀπέχοντα γωνιακῶς ἀπ' ἀλλήλων κατὰ 2 πρῶτα λεπτὰ τῆς μοίρας, ὀξεῖς δὲ παρατηρηταὶ διακρίνουν καὶ σημεῖα ἀπέχοντα ἀπ' ἀλλήλων γωνιακῶς κατὰ 1′ ἢ καὶ ὀλιγώτερον, μέχρι 10″.

Τὸ τόξον 1′ ἐπὶ περιφερείας, τῆς ὁποίας ἡ ἀκτὶς εἶναι 1, ἔχει μῆκος

$$\frac{2\pi}{360\times 60} = \frac{3}{10\,000}$$

Ἄνθρωπος δηλ. μὲ συνήθεις ὀφθαλμοὺς διακρίνει δύο φωτεινὰ σημεῖα εἰς ἀπόστασιν 10 μέτρων ὅταν ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις εἶναι 6 mm, ὀξὺς δὲ παρατηρητὴς τὰ διακρίνει ὅταν ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις εἶναι 3 mm καὶ ἀκόμη μικροτέρα μέχρι 0,5 (mm).

§ 646. *Ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως.* Ἡ γωνιακὴ ἀπόστασις δύο σημείων εὑρισκομένων εἰς σταθερὰν ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασιν γίνεται τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ ἀπόστασις αὐτῶν ἀπὸ τοῦ ὀφθαλμοῦ. Διὰ τοῦτο πλησιάζομεν πρὸς τὰ ἀντικείμενα ὅταν θέλωμεν νὰ ἀναγνωρίσωμεν λεπτομερείας αὐτῶν.

Ὑπάρχει ὅμως δι' ἕκαστον ὀφθαλμὸν ἐλαχίστη τις ἀπόστασις, ἐγγύτερον τῆς ὁποίας δὲν ἠμπορεῖ οὔτος ἀκόπως νὰ προσαρμοσθῇ. Ἡ ἐλαχίστη αὕτη ἀπόστασις εἶναι ἡ εὐνοϊκωτάτη διὰ τὴν λεπτομερῆ παρατήρησιν τῶν ἀντικειμένων, διότι ἡ εἰκὼν αὐτῶν ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς ἔχει τὸ μέγιστον δυνατὸν μέγεθος, ὀνομάζομεν δὲ αὐτὴν *ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως.* Εἶναι ἡ ἀπόστασις εἰς τὴν ὁποίαν π. χ. κρατοῦμεν τὸ βιβλίον κατὰ τὴν ἀνάγνωσιν.

*) Εἰς πολλὰ ὑδρόβια ζῷα, π. χ. κεφαλόποδα, ὁ ὀφθαλμὸς εἶναι συνήθως προσηρμοσμένος εἰς τὴν ἐκ τοῦ πλησίον ὅρασιν. Ὅταν δὲ τὸ ζῷον θέλῃ νὰ ἴδῃ ἀντικείμενα μακρὰν εὑρισκόμενα, πλησιάζει τὸν φακὸν πρὸς τὸν ἀμφιβληστροειδῆ. Ὁ μηχανισμὸς τῆς προσαρμογῆς εἶναι λοιπὸν ὅλως διάφορος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Διὰ τὸν συνήθη φυσιολογικὸν ὀφθαλμὸν ἡ ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι περίπου 25 cm. Εἰς τὸν μυωπικὸν ὀφθαλμὸν εἶναι μικροτέρα, εἰς δὲ τὸν πρεσβυωπικὸν μεγαλυτέρα. Εἰς ἀπόστασιν 25 cm τὸ τόξον δύο λεπτῶν ἔχει μῆκος $^{150}/_{10000}$ cm, ἤτοι 0,15 mm.

Τὸ ἄνοιγμα τῶν εἰς τὸν ὀφθαλμὸν εἰσερχομένων φωτεινῶν δεσμῶν ρυθμίζεται ἀπὸ τὴν διάμετρον τῆς κόρης, ἡ ὁποία γίνεται μικροτέρα μὲν ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ προσπίπτοντος φωτὸς εἶναι μεγάλη μεγαλυτέρα δὲ ὅταν ἡ ἔντασις εἶναι μικρά.

Ἡ ἶρις εἶναι τὸ πραγματικὸν διάφραγμα ἀνοίγματος καὶ ἡ κόρη εἶναι ἡ πραγματικὴ ὀπτικὴ *κόρη*.

Τὸ πρόσθιον εἴδωλον τῆς κόρης, τὸ σχηματιζόμενον ἀπὸ τὰ ἔμπροσθεν αὐτῆς εὑρισκόμενα μέρη τοῦ ὀφθαλμοῦ (ὑδατῶδες ὑγρόν, ὀπισθία ἐπιφάνεια τοῦ κερατοειδοῦς, κερατοειδής, προσθία ἐπιφάνεια τοῦ κερατοειδοῦς) εἶναι ἡ *κόρη εἰσόδου* καὶ ταύτην ἐννοοῦμεν ὅταν ὁμιλοῦμεν περὶ κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ κατὰ τὴν περιγραφὴν τῶν ὀπτικῶν ὀργάνων.

Τὸ πεδίον τοῦ ὀφθαλμοῦ δὲν εἶναι σαφῶς καθωρισμένον. Εἰς τὸν ὀφθαλμὸν εἰσέρχονται καὶ ἀκτῖνες ἀκόμη, αἱ ὁποῖαι προσπίπτουν κατὰ τὴν ἐφαπτομένην τοῦ κερατοειδοῦς· εὐκρινὴς ὅμως ἀπεικόνισις γίνεται μόνον εἰς στενωτάτην περὶ τὸ βοθρίον τῆς ὠχρᾶς κηλίδος περιοχὴν τὴν δὲ ἔλλειψιν εὐκρινείας τοῦ ὑπολοίπου μέρους τῆς εἰκόνος ἀναπληροῖ ὁ ὀφθαλμὸς διὰ τῆς εὐκινησίας αὐτοῦ, χάρις εἰς τὴν ὁποίαν ἀπεικονίζονται εἰς τὴν ὠχρὰν κηλῖδα ἀλληλοδιαδόχως καὶ εἰς βραχὺ χρονικὸν διάστημα τὰ διάφορα μέρη τῶν παρατηρουμένων ἀντικειμένων.

Εἰς τὴν διαρκῆ ταύτην κίνησιν τσῦ ὀφθαλμοῦ ὀφείλονται πολλαὶ ὀπτικαὶ ἀπάται, τινὰς τῶν ὁποίων συντόμως θὰ ἀναφέρωμεν εἰς τὴν φυσιολογικὴν ὀπτικήν.

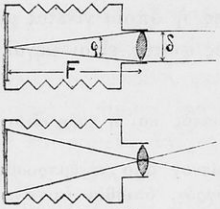
ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΚΟΣ ΘΑΛΑΜΟΣ

§ 648. Ὁ φωτογραφικὸς θάλαμος (σχ. 480) εἶναι κιβώτιον φωτοστεγές, τοῦ ὁποίου ἡ μία πλευρὰ ἔχει ὀπήν, εἰς τὴν ὁποίαν προσαρμόζεται συγκλίνων φακός. Διὰ τοῦ φακοῦ τούτου σχηματίζεται ἐπὶ τῆς ἀπέναντι πλευρᾶς πραγματικὴ ἀνεστραμμένη εἰκὼν τῶν ἀντικειμένων, ἡ ὁποία ἀποτυπώνεται ἐπὶ πλακὸς καλυπτομένης ἀπὸ οὐσίας προσβαλλομένας ὑπὸ τοῦ φωτός.

Τὸ σπουδαιότατον μέρος τῆς φωτογραφικῆς μηχανῆς εἶναι ὁ φα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κός, ὁ ὁποῖος εἰς τὴν ὀπτικὴν τεχνικὴν ὀνομάζεται *ἀντικειμενικὸς φακὸς* ἢ ἁπλῶς *ἀντικειμενικός*. Ὁ φακὸς πρέπει νὰ πληροῖ διαφόρους ὅρους, ὁ οὐσιωδέστατος τῶν ὁποίων εἶναι ὁ σχηματισμὸς εὐκρινοῦς καὶ ἐπιπέδου εἰκόνος. Ζητοῦμεν ἐπίσης ἀπὸ καλὸν φωτογραφικὸν φακὸν μέγα πεδίον καὶ φωτεινότητα τῆς εἰκόνος.



Σχ. 480.

Οἱ καλοὶ φωτογραφικοὶ φακοὶ εἶναι πάντοτε σύνθετοι, ἀποτελούμενοι ἀπὸ πολλοὺς συγκλίνοντας καὶ ἀποκλίνοντας φακούς, ἔχουν δὲ ἰδιότητας ἀνταποκρινομένας εἰς τὴν χρῆσιν, διὰ τὴν ὁποίαν προορίζονται. Οὕτω π. χ. ἂν θέλωμεν νὰ ἔχωμεν στιγμιότυπα ταχέως κινουμένων ἀντικειμένων, θὰ ζητήσωμεν πρὸ παντὸς φωτεινότητα τῆς εἰκόνος, ἂν δὲ πρόκειται νὰ φωτογραφήσωμεν κτίρια ἢ πανοραματικὰς ἀπόψεις, θὰ ζητήσωμεν πρὸ παντὸς μέγα πεδίον μὲ μικροτέραν ἔστω φωτεινότητα.

Μεταχειριζόμενοι διαφράγματα μὲ μικρὰν ὀπὴν ἠμποροῦμεν νὰ αὐξήσωμεν τὸ πεδίον καὶ νὰ ἀπεικονίσωμεν εὐκρινῶς ἐπὶ τῆς πλακὸς ἀντικείμενα εὑρισκόμενα εἰς διαφόρους ἀποστάσεις (βάθος τῆς εἰκόνος) εἰς βάρος ὅμως τῆς φωτεινότητος.

Εἰς τὸν φωτογραφικὸν θάλαμον διάφραγμα ἀνοίγματος εἶναι τὸ πλαίσιον τοῦ φακοῦ ἢ καὶ πρόσθετον διάφραγμα μὲ μεταβλητὴν ὀπὴν παρεντιθέμενον συνήθως μεταξὺ τῶν μερῶν ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελεῖται ὁ φακός, διάφραγμα δὲ πεδίου εἶναι αὐτὴ ἡ φωτογραφικὴ πλάξ.

Εἰς τὴν ἁπλουστάτην περίπτωσιν τῆς ἀπεικονίσεως πολὺ μακρὰν εὑρισκομένων ἀντικειμένων ἡ εἰκὼν σχηματίζεται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ φακοῦ καὶ ἂν ὀνομάσωμεν δ τὴν διάμετρον τῆς κόρης καὶ F τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν τοῦ φακοῦ, τὸ ἄνοιγμα φ τῆς δέσμης (πρβλ. § 521) εἶναι κατὰ προσέγγισιν

$$\varphi = \frac{\delta}{F}$$

Ἀλλ' ἀπὸ τὸ ἄνοιγμα τοῦτο ἐξαρτᾶται ἡ φωτεινότης τῆς εἰκόνος, ὅπως ἀποδεικνύεται διὰ τοῦ ἑξῆς ἁπλουστάτου συλλογισμοῦ. Ἡ τομὴ τῶν φωτεινῶν δεσμῶν, αἱ ὁποῖαι εἰσέρχονται εἰς τὸν φωτογραφικὸν θάλαμον προερχόμεναι ἀπὸ πολὺ μακρυνὰ ἀντικείμενα, εἶναι ἴση πρὸς τὸ ἐμβαδὸν τῆς κόρης, ἀνάλογος δηλ. πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς διαμέτρου αὐτῆς δ, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν *διάμετρον τοῦ φακοῦ*. Ἡ εἰκὼν σχηματίζεται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ φακοῦ καὶ αἱ γραμμικαὶ αὐτῆς διαστάσεις εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν F, τὸ δὲ ἐμβαδὸν τῆς εἰκόνος εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὸ τετράγωνον τοῦ F.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ φωτεινότης τῆς εἰκόνος εἶναι ἀνάλογος μὲν πρὸς τὴν τομὴν τῶν δεσμῶν, αἱ ὁποῖαι χρησιμεύουν διὰ τὴν ἀπεικόνισιν, ἀντιστρόφως δὲ ἀνάλογος πρὸς τὸ ἐμβαδόν, εἰς τὸ ὁποῖον τὸ φῶς κατανέμεται, εἶναι δηλ. ἀνάλογος πρὸς τὸ δ^2/F^2, καὶ ἑπομένως ἡ φωτεινότης τοῦ φακοῦ ἐξαρτᾶται ὄχι ἀπὸ τὸ ἀπόλυτον μέγεθος τῆς ὀπῆς τοῦ διαφράγματος, ἀλλὰ ἀπὸ τὸν λόγον αὐτοῦ πρὸς τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν. Διὰ τοῦτο κατὰ τὴν περιγραφὴν τῶν φωτογραφικῶν φακῶν ἀναγράφεται ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις καὶ ὁ λόγος τῆς διαμέτρου τῆς κόρης πρὸς αὐτήν, καὶ ἐπὶ τῶν μεταβλητῶν δὲ διαφραγμάτων τῶν φακῶν ἀναγράφεται μόνον ὁ λόγος οὗτος. Οὕτω π. χ. τὰ χαρακτηριστικὰ φακοῦ παρέχονται ὡς ἑξῆς:

$F = 25$ cm φωτεινότης $F : 4{,}5$ πεδίον 80^0.

Σημειωτέον ὅτι ἡ γωνία τοῦ πεδίου προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν ἱκανότητα τοῦ φακοῦ νὰ παρέχῃ εὐκρινῆ καὶ ἐπίπεδον ἀπεικόνισιν μὲ δέσμας μὴ ἀξονικὰς καὶ τὸ μέγεθος τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς πρέπει νὰ εἶναι τόσον, ὥστε καθ' ὅλην τὴν ἔκτασιν αὐτῆς ἡ εἰκὼν νὰ εἶναι καθαρά.

ΠΡΟΒΟΛΕΥΣ

§ 649. ***Ὁ προβολεὺς*** εἶναι συσκευή, διὰ τῆς ὁποίας προβάλλομεν ἐπὶ διαφράγματος εἰκόνας διαφόρων ἀντικειμένων, ἀποτελεῖται δὲ ἀπὸ δύο κύρια μέρη. Τὸν λαμπτῆρα καὶ τὸ σύστημα τῆς προβολῆς.

Λαμπτήρ. Ἡ πηγὴ τοῦ φωτὸς πρέπει νὰ ἔχῃ μεγάλην ἰσχὺν καὶ ὅσον τὸ δυνατὸν μικροτέραν ἔκτασιν. Διὰ τοῦτο χρησιμοποιοῦμεν εἴτε τὸ ἠλεκτρικὸν τόξον, εἴτε ἠλεκτρικοὺς λαμπτῆρας πυρακτώσεως μεγάλης ἰσχύος, εἴτε, ὁσάκις δὲν διαθέτομεν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, τὸν λαμπτῆρα Drummond, εἰς τὸν ὁποῖον τὸ φῶς παράγεται ἀπὸ τεμάχιον κρητίδος διαπυρούμενον ὑπὸ φλογὸς κροτοῦντος ἀερίου.

Τὸ φῶς τῆς πηγῆς κατευθύνεται διὰ κοίλου κατόπτρου ἢ συγκλίνοντος φακοῦ πρὸς τὰ προβαλλόμενα ἀντικείμενα ὑπὸ μορφὴν δέσμης συνήθως παραλλήλου, τὴν ὁποίαν πρὶν χρησιμοποιήσωμεν διαβιβάζομεν ὡς ἐπὶ τὸ πλεῖστον διὰ ψυκτῆρος, δοχείου δηλ. μὲ παράλληλα ὑάλινα τοιχώματα περιέχοντος ὕδωρ, τὸ ὁποῖον ἀπορροφᾷ ἀρκετὸν μέρος τῶν ἀκτίνων ἐκείνων, αἱ ὁποῖαι δὲν εἶναι ὁραταὶ ὡς φῶς καὶ ἠμποροῦν νὰ θερμάνουν ἐπικινδύνως τὰ φωτιζόμενα ἀντικείμενα (πρβλ. § 694).

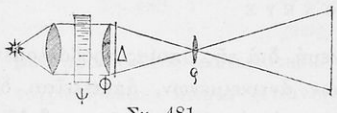
Σύστημα προβολῆς. Τὸ σύστημα προβολῆς εἶναι διάφορον ἀναλόγως τοῦ εἴδους τῶν προβαλλομένων ἀντικειμένων καὶ ἡ ὅλη συσκευὴ λαμβάνει διάφορα ἀντίστοιχα ὀνόματα. Οὕτω ὀνομάζεται *διασκόπιον* ἡ συσκευὴ ὅταν χρησιμεύῃ εἰς προβολὴν διαφανῶν εἰκόνων (διασκοπικὴ προβολή), *ἐπισκόπιον*, ὅταν χρησιμεύῃ εἰς προ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

βολὴν ἀδιαφανῶν ἀντικειμένων (ἐπισκοπικὴ προβολή), *ἐπιδιασκόπιον* ὅταν ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ δι' ἀμφότερα τὰ εἴδη τῆς προβολῆς, *μικροσκόπιον προβολῆς*, ὅταν χρησιμεύῃ εἰς προβολὴν διαφανῶν ἢ καὶ ἀδιαφανῶν ἀντικειμένων ὑπὸ πολὺ μεγάλην μεγέθυνσιν.

Διασκοπικὴ προβολή. Ἡ ἐκ τοῦ λαμπτῆρος προερχομένη παράλληλος δέσμη (σχ. 481) ἀφοῦ διέλθῃ διὰ τοῦ ψυκτῆρος Ψ μεταβάλλεται διὰ τοῦ φακοῦ Φ εἰς συγκλίνουσαν. Ἡ διαφανὴς εἰκὼν Δ τίθεται ἀμέσως μετὰ τὸν φακὸν Φ καὶ διὰ τοῦ φακοῦ τῆς προβολῆς φ προβάλλεται ἐπὶ τοῦ ἀπέναντι διαφράγματος.

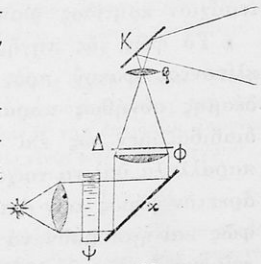
Διὰ νὰ προβληθῇ ὁλόκληρος ἡ εἰκὼν Δ πρέπει τὸ φῶς τὸ ἐξ ὅλων τῶν μερῶν αὐτῆς προερχόμενον νὰ διέλθῃ διὰ τοῦ φακοῦ φ. Διὰ τοῦτο φροντίζομεν νὰ εἶναι αἱ ἑστιακαὶ ἀποστάσεις τῶν φακῶν Φ καὶ φ κατὰ προσέγγισιν ἴσαι, ὥστε ὁ φακὸς φ νὰ εὑρίσκεται περίπου εἰς τὸ στενώτατον μέρος τῆς προβαλλούσης δέσμης.



Σχ. 481.

Ἀντὶ τῆς διαφανοῦς εἰκόνος Δ ἠμποροῦμεν νὰ προβάλωμεν διὰ τῆς περιγραφείσης διατάξεως οἱαδήποτε ἄλλα ἀντικείμενα π. χ. συσκευὰς ὑαλίνας κ. λ. Ἂν κατὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην θέλωμεν νὰ ἀποφύγωμεν τὴν ἀναστροφὴν τῆς εἰκόνος, παρενθέτομεν μετὰ τὸν φακὸν φ πρίσμα ἀναστροφῆς (πρβλ. σχ. 414 σελ. 60) τὸ ὁποῖον ἀνορθώνει αὐτήν.

Ἡ εἰκὼν 482 παριστάνει διάφορον κάπως διάταξιν, κατὰ τὴν ὁποίαν διὰ τῆς παρενθέσεως τῶν δύο ἐπιπέδων κατόπτρων κ καὶ Κ ἐπιτυγχάνομεν τὴν προβολὴν ὁριζοντίων διαφανῶν πλακῶν ἢ ἀντικειμένων.



Σχ. 482.

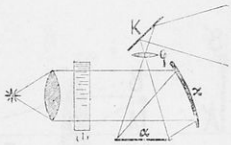
Ἐκ τῶν δύο κατόπτρων τὸ μὲν κ, χρησιμεῦον ἁπλῶς πρὸς φωτισμόν, εἶναι σύνηθες κάτοπτρον μὲ ἐπάργυρον τὴν ὀπισθίαν ἐπιφάνειαν, τὸ δὲ Κ, ἀποτελοῦν μέρος τοῦ κυρίου συστήματος προβολῆς, εἶναι ὀπτικῶς ἀκριβὲς μὲ ἐπάργυρον τὴν *ἐμπροσθίαν ἐπιφάνειαν*.

Ἐπισκοπικὴ προβολή. Ἡ ἐκ τοῦ λαμπτῆρος προερχομένη πα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ράλληλος δέσμη (σχ. 483) κατευθύνεται διὰ τοῦ κοίλου κυλινδρικοῦ ἢ σφαιρικοῦ κατόπτρου κ ἐπὶ τῶν σκιερῶν ἀντικειμένων α, τὰ ὁποῖα οὕτω φωτίζονται ἰσχυρῶς καὶ προβάλλονται διὰ τοῦ φακοῦ.

Τὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον Κ χρησιμεύει διὰ νὰ ἀλλάσσῃ τὴν διεύθυνσιν τῆς δέσμης καὶ ρίπτῃ τὴν εἰκόνα ἐπὶ τοῦ ἀπέναντι κατακορύφου διαφράγματος.



Σχ. 483.

Κατὰ τὴν ἐπισκοπικὴν προβολὴν ἡ εἰκὼν δὲν πρέπει νὰ εἶναι πολὺ μεγάλη, διότι ἕνεκα τῆς κατανομῆς τοῦ φωτὸς εἰς μεγάλην ἐπιφάνειαν ἡ λαμπρότης τῆς εἰκόνος γίνεται πολὺ μικρά. Ἀλλὰ διὰ νὰ ἔχωμεν μικρὰν μεγέθυνσιν, ἐφ' ὅσον τὸ διάφραγμα δὲν εἶναι πολὺ πλησίον, χρειάζεται φακὸς μεγάλης ἑστιακῆς ἀποστάσεως· καὶ ἐπειδὴ διὰ τὴν φωτεινότητα τῆς εἰκόνος χρειαζόμεθα δέσμας μεγάλου ἀνοίγματος πρέπει ἡ διάμετρος τοῦ φακοῦ νὰ εἶναι μεγάλη.

Τὰ κάτοπτρα κ καὶ Κ εἶναι, ὅπως καὶ εἰς τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 482, τὸ μὲν κ σύνηθες κάτοπτρον μὲ ἐπάργυρον τὴν ὀπισθίαν ἐπιφάνειαν τὸ δὲ Κ ὀπτικῶς ἀκριβὲς μὲ ἐπάργυρον τὴν ἐμπροσθίαν ἐπιφάνειαν.

Μικροσκοπικὴ προβολή. Ἡ μικροσκοπικὴ προβολὴ δὲν διαφέρει κατ' ἀρχὴν τῆς συνήθους διασκοπικῆς ἢ ἐπισκοπικῆς προβολῆς. Διὰ νὰ ἔχωμεν μεγάλην μεγέθυνσιν πρέπει νὰ εἶναι πολὺ μικρὰ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ τῆς προβολῆς, ἐπειδὴ δὲ ἡ εἰκὼν εἶναι πολὺ μεγάλη ἐν σχέσει πρὸς τὸ ἀντικείμενον, πρέπει νὰ φωτίζεται τοῦτο ἰσχυρότατα διὰ νὰ εἶναι ἡ εἰκὼν ἀρκούντως φωτεινή.

ΜΙΚΡΟΣΚΟΠΙΑ — ΤΗΛΕΣΚΟΠΙΑ

§ 650. Τὰ μικροσκόπια καὶ τηλεσκόπια εἶναι ὄργανα, διὰ τῶν ὁποίων αὐξάνομεν τὸ φαινόμενον ἢ γωνιακὸν μέγεθος ἀντικειμένων, τὰ ὁποῖα διὰ τοῦ ἀόπλου ὀφθαλμοῦ φαίνονται ὑπὸ μικρὰν γωνίαν εἴτε διότι πράγματι εἶναι μικρά, εἴτε διότι ἀπέχουν πολύ.

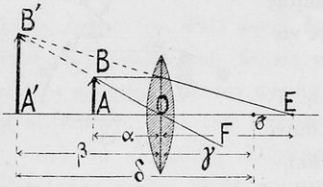
ΜΙΚΡΟΣΚΟΠΙΑ

§ 651. Τὰ μικροσκόπια εἶναι ὄργανα διὰ τῶν ὁποίων αὐξάνομεν τὸ φαινόμενον μέγεθος πραγματικῶς μικρῶν καὶ πλησίον εὑρισκομένων ἀντικειμένων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 652. ***Ἁπλοῦν μικροσκόπιον.*** Τὸ ἁπλούστατον τῶν μικροσκοπίων ἀποτελεῖται ἀπὸ ἕνα καὶ μόνον συγκλίνοντα φακόν.

Ἔστω (σχ. 484) συγκλίνων φακὸς ἑστιακῆς ἀποστάσεως F καὶ ἀντικείμενον AB εὑρισκόμενον μεταξὺ τῆς μιᾶς τῶν κυρίων ἑστιῶν καὶ τοῦ φακοῦ. Ὑπὸ τοῦ φακοῦ σχηματίζεται φανταστικὴ εἰκὼν τοῦ ἀντικειμένου, ἡ A′B′, τὴν ὁποίαν θὰ ἴδωμεν ἂν θέσωμεν τὸν ὀφθαλμὸν π. χ. εἰς τὴν θέσιν σ. Διὰ νὰ ἴδωμεν ἀκόπως καὶ εὐκρινῶς τὴν εἰκόνα πρέπει αἱ θέσεις τοῦ ἀντικειμένου, τοῦ φακοῦ καὶ τοῦ ὀφθαλμοῦ νὰ εἶναι τοιαῦται, ὥστε ἡ ἀπόστασις τοῦ εἰδώλου A′B′ ἀπὸ τοῦ ὀφθαλμοῦ νὰ εἶναι ἴση πρὸς τὴν ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως δ.



Σχ. 484.

§ 653. ***Μεγέθυνσις.*** Ὀνομάζομεν *μεγέθυνσιν* τοῦ φακοῦ τὸ πηλίκον τοῦ φαινομενικοῦ μεγέθους τῆς εἰκόνος πρὸς τὸ φαινομενικὸν μέγεθος, ὑπὸ τὸ ὁποῖον θὰ ἐβλέπομεν τὸ ἀντικείμενον διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ. Ἀλλὰ τὸ φαινομενικὸν ἢ γωνιακὸν μέγεθος τῆς εἰκόνος A′B′, ἐφ' ὅσον περιοριζόμεθα εἰς μικρὰ ἀντικείμενα καὶ ἑπομένως μικρὰς εἰκόνας, ἰσοῦται πρὸς τὸ μέγεθος τῆς εἰκόνος διὰ τῆς ἀποστάσεως ἀπὸ τοῦ ὀφθαλμοῦ, δηλ. A′B′ : δ, τὸ δὲ γωνιακὸν μέγεθος ὑπὸ τὸ ὁποῖον θὰ ἐβλέπομεν τὸ ἀντικείμενον δι' ἀόπλου ὀφθαλμοῦ, θέτοντες αὐτὸ φυσικὰ εἰς τὴν ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως, εἶναι AB : δ. Ἑπομένως ἡ μεγέθυνσις M εἶναι

$$M = \frac{A'B'}{\delta} : \frac{AB}{\delta} = \frac{A'B'}{AB}$$

ἴση δηλ. πρὸς τὸν λόγον τῶν μεγεθῶν εἰκόνος καὶ ἀντικειμένου (καθέτως πρὸς τὸν ἄξονα). Ὁ ὁρισμὸς τῆς μεγεθύνσεως συμπίπτει οὕτω πρὸς τὸν τῶν § 543, 549, 595, 600. Ἡ οὕτω ὁριζομένη μεγέθυνσις εἶναι ἐγκαρσία καὶ εἰς τὸ μικροσκόπιον αὐτὴ σχεδὸν ἀποκλειστικῶς ἐνδιαφέρει.

Μεγεθυντικὴν ἱκανότητα ἢ ἰσχὺν τοῦ φακοῦ ὀνομάζομεν τὸ πηλίκον τοῦ φαινομένου μήκους τῆς εἰκόνος διὰ τοῦ πραγματικοῦ μήκους τοῦ ἀντικειμένου. Εἶναι λοιπὸν ἡ μεγεθυντικὴ ἱκανότης

$$\mu = \frac{A'B'}{\delta} : AB = \frac{1}{\delta}\,\frac{A'B'}{AB} = \frac{M}{\delta}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἴση πρὸς τὴν μεγέθυνσιν διὰ τῆς ἀποστάσεως τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως.

Ἐκ τοῦ σχήματος 484, ἂν ὀνομάσωμεν α, β τὰς ἀποστάσεις ἀντικειμένου καὶ εἰκόνος ἀπὸ τοῦ φακοῦ, θετικῶς λαμβανομένας, γ τὴν ἀπόστασιν τοῦ ὀφθαλμοῦ ἀπὸ τοῦ φακοῦ καὶ δ τὴν ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως, ἔχομεν τὰς ἑξῆς σχέσεις:

$$M = \frac{A'B'}{AB} = \frac{\beta}{\alpha} \qquad \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} = \frac{1}{F} \qquad \frac{\beta}{\alpha} = 1 + \frac{\beta}{F}$$

καὶ ἐπειδὴ $\beta = \delta - \gamma$

$$(1) \qquad M = \frac{\delta - \gamma}{F} + 1$$

Ἂν ὁ ὀφθαλμὸς εὑρίσκεται εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν τοῦ φακοῦ, εἶναι $\gamma = F$ καὶ ἡ μεγέθυνσις παρέχεται ἀπὸ τὸν ἁπλούστερον τύπον

$$M = \frac{\delta}{F}$$

ἰσοῦται δηλ. πρὸς τὸ πηλίκον τῆς ἀποστάσεως εὐκρινοῦς ὁράσεως διὰ τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως.

Ἡ μεγεθυντικὴ ἱκανότης εἶναι εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην

$$(2) \qquad \mu = \frac{M}{\delta} = \frac{1}{F}$$

ἴση δηλ. πρὸς τὴν εἰς τὴν § 603 ὁρισθεῖσαν *ἰσχὺν* τοῦ φακοῦ.

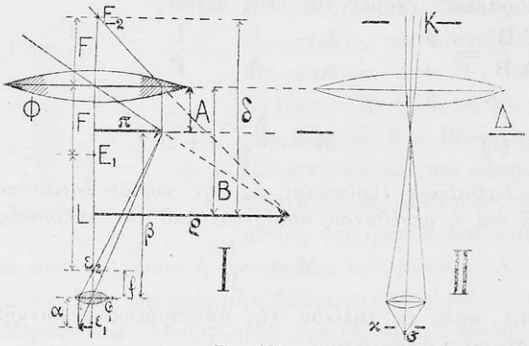
§ 654. ***Τὸ σύνθετον μικροσκόπιον*** ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ἢ περισσοτέρους ὁμοαξονικοὺς φακοὺς οἱ ὁποῖοι ἠμποροῦν νὰ χωρισθοῦν εἰς δύο συστήματα. Τὸ πρὸς τὸ ἀντικείμενον ἐστραμμένον σύστημα ὀνομάζεται *ἀντικειμενικὸν* τὸ δὲ πρὸς τὸν ὀφθαλμὸν *προσοφθάλμιον*. Τὸ ἀντικειμενικὸν σύστημα σχηματίζει πραγματικὴν εἰκόνα τοῦ παρατηρουμένου ἀντικειμένου, τῆς δὲ εἰκόνος ταύτης σχηματίζει τὸ προσοφθάλμιον σύστημα φανταστικὴν εἰκόνα, τὴν ὁποίαν καὶ βλέπομεν.

Ἡ πραγματικὴ λειτουργία τοῦ συνθέτου μικροσκοπίου δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ κατανοηθῇ μὲ τὴν βοήθειαν τῶν νόμων τῆς γεωμετρικῆς μόνον ὀπτικῆς. Διὰ τοῦτο θὰ περιορισθῶμεν εἰς στοιχειώδη περιγραφὴν τῶν θεμελιωδῶν ἰδιοτήτων τοῦ ἁπλουστάτου τῶν συνθέτων μικροσκοπίων εἰς τὸ ὁποῖον τὸ ἀντικειμενικὸν καὶ τὸ προσοφθάλμιον σύστημα ἀποτελοῦνται ἑκάτερον ἀπὸ ἕνα καὶ μόνον *λεπτὸν συγκλίνοντα* φακόν [1]).

[1]) Ἐπειδὴ τὸ προσοφθάλμιον σύστημα πρέπει νὰ σχηματίσῃ φανταστικὴν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἔστω λοιπὸν (σχ. 485) φ ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς μὲ τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν f, πολὺ μικράν, ε_1, ε_2 αἱ ἑστίαι αὐτοῦ, Φ ὁ προσοφθάλμιος μὲ τὴν μεγαλυτέραν ἑστιακὴν ἀπόστασιν F καὶ E_1, E_2 αἱ ἑστίαι αὐτοῦ. Τὸ παρατηρούμενον ἀντικείμενον θέτομεν εἰς ἀπό-



Σχ. 485.

στασιν α ἀπὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ, πέραν τοῦ ε_1. Ὑπὸ τοῦ φακοῦ φ σχηματίζεται ἡ πραγματικὴ εἰκὼν π τοῦ ἀντικειμένου, μεταξὺ τοῦ προσοφθαλμίου καὶ τῆς κ. ἑστίας αὐτοῦ E_1, τὴν ὁποίαν εὑρίσκομεν διὰ τῆς γνωστῆς γεωμετρικῆς κατασκευῆς. Εἰς τὴν θέσιν ταύτην εὑρίσκεται διάφραγμα Δ, μετάλλινον δηλ. ἔλασμα ἔχον κυκλικὴν ὀπήν, τῆς ὁποίας ἡ περίμετρος καθορίζει σαφῶς τὸ ὀπτικὸν πεδίον τοῦ μικροσκοπίου, πολλάκις δὲ τίθεται ἐπὶ τοῦ διαφράγματος τούτου ὑάλινον λεπτὸν πλακίδιον φέρον χαραγμένην κλίμακα (προσοφθάλμιον μικρόμετρον).

Τῆς εἰκόνος π, τῆς περιμέτρου τοῦ διαφράγματος καὶ τῆς τυχὸν ὑπαρχούσης κλίμακος σχηματίζει ὁ προσοφθάλμιος φακὸς φανταστικὸν εἴδωλον εἰς τὴν θέσιν ρ, τὸ ὁποῖον βλέπομεν θέτοντες τὸν ὀφθαλμόν μας εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν E_2 τοῦ προσοφθαλμίου.

Ἐννοεῖται ὅτι πρὸς τοῦτο πρέπει νὰ εἶναι τοιαύτη ἡ θέσις τοῦ ἀντικειμένου ὡς πρὸς τὸ μικροσκόπιον, ὥστε ἡ φανταστικὴ εἰκὼν ρ νὰ εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ E_2 ἴσην πρὸς τὴν ἀπόστα-

εἰκόνα πραγματικοῦ ἀντικειμένου ἠμπορεῖ νὰ εἶναι καὶ ἀποκλίνον. Σήμερον ὅμως δὲν κατασκευάζονται μικροσκόπια μὲ ἀποκλίνον προσοφθάλμιον σύστημα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σιν εὐκρινοῦς ὁράσεως δ. Πρὸς τοῦτο ὁ σωλὴν τοῦ μικροσκοπίου φέρει ὀδοντωτὴν ράβδον καὶ δι' ὀδοντωτοῦ τροχοῦ μετακινεῖται τὸ ὅλον σύστημα ὡς πρὸς τὸ ἀντικείμενον. Ὅταν διὰ τῆς μετακινήσεως ταύτης φέρωμεν τὸ μικροσκόπιον περίπου εἰς τὴν κατάλληλον θέσιν, μετακινοῦμεν αὐτὸ διὰ μικρομετρικοῦ κοχλίου μέχρις ὅτου γίνῃ ἐντελῶς εὐκρινὴς ἡ εἰκών.

§ 655. ***Μεγέθυνσις τοῦ συνθέτου μικροσκοπίου.*** Διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν μεγέθυνσιν τοῦ μικροσκοπίου, τὸν λόγον δηλ. τῶν ἐγκαρσίων μηκῶν εἰκόνος καὶ ἀντικειμένου (βλέπε προηγουμένην παράγραφον) ὀνομάζομεν α, β τὰς ἀποστάσεις τοῦ ἀντικειμένου καὶ τῆς εἰκόνος π ἀπὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ, Α, Β τὰς θετικῶς λαμβανομένας ἀποστάσεις τῶν εἰκόνων π, ρ ἀπὸ τοῦ προσοφθαλμίου καὶ L τὴν ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασιν τῶν ἑστιῶν $ε_2$ καὶ E_1.

Ὁ λόγος τοῦ μεγέθους τῆς εἰκόνος π πρὸς τὸ μέγεθος τοῦ ἀντικειμένου εἶναι β : α, ὁ λόγος τοῦ μεγέθους τῆς εἰκόνος ρ πρὸς τὸ τῆς π εἶναι Β : Α, ἑπομένως ἡ μεγέθυνσις Μ, ὁ λόγος δηλ. τοῦ μεγέθους τῆς φανταστικῆς τελικῆς εἰκόνος ρ πρὸς τὸ τοῦ ἀντικειμένου, εἶναι

$$M = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{B}{A}$$

Ἐκ τοῦ σχήματος 485 ἔχομεν τὰς ἑξῆς σχέσεις:

(3) $$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{f}$$

(4) $$\frac{1}{A} - \frac{1}{B} = \frac{1}{F}$$

(5) $$B = \delta - F$$

(6) $$A + \beta = f + F + L$$

Ἀπὸ τὰς ἐξ. (4, 5) λαμβάνομεν

(7) $$\frac{B}{A} = 1 + \frac{B}{F} = 1 + \frac{\delta - F}{F} = \frac{\delta}{F}$$

ὅθεν

(8) $$A = \frac{BF}{\delta} = \frac{(\delta - F)F}{\delta} = F - \frac{F^2}{\delta}$$

Ἀπὸ τὴν ἐξ. (3) ἔχομεν

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{\beta}{f} - 1$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διαφράγματος Δ, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται εἰς θέσιν συζυγῆ πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμένου, τὸ πρόσθιον εἴδωλον εἶναι ἐπὶ τοῦ ἀντικειμένου σ. Ἡ κόρη Κ εὑρίσκεται εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν τοῦ προσοφθαλμίου, ἑπομένως αἱ ἐκ τῶν σημείων αὐτῆς προερχόμεναι δέσμαι γίνονται μετὰ τὴν διὰ τοῦ προσοφθαλμίου δίοδον παράλληλοι καὶ διαθλώμεναι ὑπὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ συνέρχονται εἰς τὸ ἑστιακὸν αὐτοῦ ἐπίπεδον· ἑπομένως τὸ πρόσθιον εἴδωλον τῆς κόρης Κ εὑρίσκεται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ φ εἰς τὴν θέσιν κ, πολὺ πλησίον τοῦ ἀντικειμένου. Τοῦ πλαισίου τέλος τοῦ προσοφθαλμίου, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται μεταξὺ τοῦ Κ καὶ τοῦ λ, τὸ εἴδωλον θὰ εὑρίσκεται μεταξὺ τοῦ κ καὶ τοῦ ἑστιακοῦ ἐπιπέδου τοῦ ἀντικειμενικοῦ. Οὕτω τὰ τρία τελευταῖα πρόσθια εἴδωλα εὑρίσκονται εἴτε ἀκριβῶς εἴτε περίπου *ἐπὶ τοῦ ἀντικειμένου* καὶ ἑπομένως τὸ πλαίσιον τοῦ ἀντικειμενικοῦ φαίνεται ἐκ τῶν ἀξονικῶν σημείων τοῦ ἀντικειμένου ὑπὸ τὴν ἐλαχίστην γωνίαν. Τὸ πλαίσιον τοῦ ἀντικειμενικοῦ εἶναι λοιπὸν τὸ *διάφραγμα ἀνοίγματος* τοῦ μικροσκοπίου καὶ συγχρόνως *θυρὶς εἰσόδου*, ἐφ' ὅσον ἐννοεῖται αἱ ἐκ τοῦ ἀντικειμένου προερχόμεναι δέσμαι καλύπτουν ὁλόκληρον τὸν ἀντικειμενικόν, ὅπως π. χ. συμβαίνει ὅταν τὸ ἀντικείμενον εἶναι αὐτόφωτον. Ἂν τὸ ἀντικείμενον εἶναι ἑτερόφωτον, εἶναι δυνατὸν ἡ φωτίζουσα δέσμη νὰ μὴ καλύπτῃ τὸν ἀντικειμενικόν. Κατὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην τὸ διάφραγμα ἀνοίγματος εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ φωτιστικοῦ συστήματος.

Τὸ ὀπτικὸν πεδίον εὑρίσκομεν φέροντες ἐκ τοῦ κέντρου τῆς θυρίδος εἰσόδου, τοῦ ὀπτικοῦ δηλ. κέντρου τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ, εὐθείας πρὸς τὴν περίμετρον τοῦ ὑπὸ τὴν ἐλαχίστην γωνίαν φαινομένου προσθίου εἰδώλου τῶν λοιπῶν διαφραγμάτων. Ἐκ τῆς κατασκευῆς τοῦ μικροσκοπίου τοῦτο εἶναι τὸ ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ ἀντικειμένου εὑρισκόμενον πρόσθιον εἴδωλον τοῦ διαφράγματος Δ καὶ ἑπομένως τὸ Δ εἶναι τὸ *διάφραγμα πεδίου*.

Ἐκ τῆς συντόμου ταύτης ἐκθέσεως φαίνεται ὅτι διὰ νὰ ἔχωμεν φωτεινὴν εἰκόνα πρέπει νὰ εἶναι ὅσον τὸ δυνατὸν μεγαλύτερον τὸ ἄνοιγμα τῆς ἐκ τοῦ σ εἰς τὸν ἀντικειμενικὸν εἰσερχομένης δέσμης. Δὲν εἶναι σκόπιμον λοιπὸν νὰ περιορισθῶμεν εἰς ἀξονικὰς μόνον ἀκτῖνας ἀλλὰ τοὐναντίον πρέπει νὰ χρησιμοποιήσωμεν καὶ ἀκτῖνας αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν σχεδὸν ὀρθὴν γωνίαν μὲ τὸν ἄξονα, προσπαθοῦμεν δηλ. νὰ ἔχωμεν δέσμας ἀνοίγματος 180° περίπου.

Πρὸς τοῦτο ἐπωφελήθη ὁ Amici τῆς ἰδιότητος τοῦ σφαιρικοῦ διόπτρου νὰ ἔχῃ ἐπὶ ἑκάστης διαμέτρου δύο συζυγῆ ἀπλανητικὰ σημεῖα (§ 587 σελ. 73) καὶ κατεσκεύασε τὸν ἀντικειμενικὸν σύνθετον (πρβλ. σχ. 486), ἀποτελούμενον ἀπὸ πολλοὺς διαδοχικοὺς φακούς, τῶν ὁποίων ὁ πρῶτος εἶναι ἡμισφαιρικός. Τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται πολὺ πλησίον τῆς πρὸς αὐτὸ στρεφομένης ἐπιπέδου ἐπιφανείας τοῦ πρώτου φακοῦ καὶ ἑπομένως ἐκ τῶν σημείων αὐτοῦ εἰσέρχονται εἰς τὸν ἀντικειμενικὸν δέσμαι μεγάλου ἀνοίγματος, διὰ τῶν ὁποίων ἐν τούτοις, ἕνεκα τῆς καταλλήλου θέσεως τοῦ ἀντικειμένου ὡς πρὸς τὸν φακόν, γίνεται στιγματικὴ ἀπεικόνισις. Αἱ δέσμαι αὗται διαθλώμεναι εἰς τοὺς διαδοχικοὺς φακοὺς τοῦ συνθέτου ἀντικειμενικοῦ ἐξέρχονται ἐν τέλει ἐξ αὐτοῦ ὡς ἀξονικαί.

§ 657. ***Διακριτικὴ ἱκανότης.*** Ὅλως διάφορος τῆς μεγεθύνσεως εἶναι ἡ *διακριτικὴ ἱκανότης* τοῦ μικροσκοπίου. Διὰ καταλλήλου δηλ. ἐκλογῆς τῶν ὀπτικῶν στοιχείων τοῦ μικροσκοπίου ἠμποροῦμεν νὰ ἐπιτύχωμεν οἱανδήποτε θέλομεν τιμὴν τῆς μεγεθύνσεως κατὰ τὸν τύπον (9) τῆς § 655, νὰ καταστήσωμεν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δηλ. τὸ φαινομενικὸν ἢ γωνιακὸν μέγεθος τῆς τελικῆς φανταστικῆς εἰκόνος ὁσονδήποτε θέλομεν μέγα. Ἐκ τούτου ὅμως δὲν ἕπεται ὅτι καὶ θὰ διακρίνωμεν ἀπ' ἀλλήλων δύο φωτεινὰ σημεῖα ὁσονδήποτε πλησίον ἀλλήλων καὶ ἂν εὑρίσκωνται. Ἡ αὔξησις τῆς μεγεθύνσεως πέραν ὁρίου τινὸς δὲν ὠφελεῖ πλέον διότι αἱ λεπτομέρειαι τῆς εἰκόνος συγχέονται.

Ὀνομάζομεν *διακριτικὴν ἱκανότητα* ὀπτικοῦ ὀργάνου τὴν ἱκανότητα τοῦ νὰ σχηματίζῃ *εὐκρινῆ* εἴδωλα τῶν ἀντικειμένων καὶ χαρακτηρίζομεν αὐτὴν διὰ τῆς ἐλαχίστης ἀποστάσεως δύο σημείων, τῶν ὁποίων αἱ εἰκόνες σαφῶς διακρίνονται ἀπ' ἀλλήλων.

Εἰς τὸ μικροσκόπιον, διὰ τοῦ ὁποίου παρατηροῦνται σχεδὸν ἀποκλειστικῶς *ἐτερόφωτα* ἀντικείμενα, ἀποδεικνύεται ἐκ τῆς φυσικῆς θεωρίας τοῦ φωτὸς καὶ βεβαιοῦται διὰ τῆς παρατηρήσεως ὅτι ἡ διακριτικὴ ἱκανότης ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὸ *ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα* τῶν εἰς τὸν ἀντικειμενικὸν εἰσερχομένων δεσμῶν. Ἂν εἶναι α τὸ ἀριθμητικὸν τοῦτο ἄνοιγμα, στοιχεῖον χαρακτηριστικὸν τοῦ ἀντικειμενικοῦ, ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις d δύο διακρινομένων σημείων εἶναι

$$d = \frac{\lambda}{2\alpha}$$

ὅπου λ εἶναι μῆκος ἐξαρτώμενον ἐκ τοῦ χρώματος τοῦ φωτός (*). Διὰ τὴν συνήθη παρατήρησιν μὲ λευκὸν φῶς ἠμποροῦμεν νὰ θέσωμεν κατὰ προσέγγισιν $\lambda = 0{,}5$ ἢ $0{,}6$ μ.

Οὕτω ἂν ἔχωμεν ἀντικειμενικὸν ἀριθμητικοῦ ἀνοίγματος 1,25 (**) καὶ λάβωμεν διὰ τὸ λ τὴν εὐνοϊκωτέραν τιμὴν 0,5 μ, εὑρίσκομεν

$$d = \frac{0{,}5}{2{,}5}\ \mu = \frac{2}{10\,000}\ \text{mm}.$$

Διὰ τοῦ ἀντικειμενικοῦ τούτου, ὁσονδήποτε μεγάλη καὶ ἂν εἶναι ἡ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου, εἶναι ἀδύνατον νὰ διαχωρίσωμεν σημεῖα ἀπέχοντα ἀλλήλων ὀλιγώτερον τῶν 2/10000 τοῦ χιλιομέτρου.

Διὰ νὰ χρησιμοποιήσωμεν δοθέντα ἀντικειμενικὸν μὲ τὰ ἄριστα ἀποτελέσματα πρέπει νὰ ἐκλέξωμεν τὴν μεγέθυνσιν οὕτως ὥστε εἰς τὴν τελικὴν εἰκόνα ἡ ἀπόστασις d νὰ φαίνεται ὑπὸ γωνίαν 2 λεπτῶν περίπου. Μικροτέρα μεγέθυνσις δὲν μᾶς ἐπιτρέπει νὰ διακρίνωμεν ὅλας τὰς λεπτομερείας τῆς εἰκόνος, διότι αὗται συγχέονται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς, μεγαλυτέρα δὲ δὲν προσθέτει καμμίαν νέαν λεπτομέρειαν ἀλλὰ μόνον καθιστᾷ τὴν εἰκόνα ὀλιγώτερον φωτεινήν, διότι τὸ φῶς κατανέμεται εἰς μεγαλυτέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς.

Ἂν π. χ. τὸ ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα τοῦ ἀντικειμενικοῦ εἶναι 1,25 καὶ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις 2 mm, θὰ ὑπολογίσωμεν τὴν ἀρίστην μεγένθυνσιν ὡς ἑξῆς:

Κατὰ τὰ ἀνωτέρω εἶναι $d = 2/10000$ mm. Τὸ μῆκος τοῦτο πρέπει εἰς τὴν τελικὴν φανταστικὴν εἰκόνα, εὑρισκομένην εἰς τὴν ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως, ἔστω 25 cm, νὰ ἀπεικονισθῇ εἰς μῆκος ὑποτεῖνον γωνίαν 2′, δηλ. 0,15 mm (πρβλ. § 642 σελ. 29), καὶ ἑπομένως ἡ μεγέθυνσις πρέπει νὰ εἶναι

$$M = 0{,}15 : \frac{2}{10\,000} = 750.$$

(*) Μῆκος κύματος.

(**) Διὰ νὰ ἔχωμεν τόσον μεγάλην τιμὴν τοῦ ἀριθμητικοῦ ἀνοίγματος πρέπει ὁ ἀντικειμενικὸς νὰ εἶναι καταδυτικός (πρβλ. τὴν ἑπομένην παράγραφον).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν εἶναι 15 cm ἡ ἀπόστασις τῶν πρὸς ἀλλήλας ἐστραμμένων κυρίων ἑστιῶν τῶν φακῶν τοῦ μικροσκοπίου, εὑρίσκομεν ἐκ τοῦ τύπου (10) τῆς § 655, εἰς τὸν ὁποῖον ὅλα τὰ μήκη ἐκφράζονται εἰς ἑκατοστόμετρα,

$$750 = \frac{25.15}{0{,}2.F} \qquad F = 2{,}5 \text{ cm}.$$

Ὁ ἰσχυρότατος χρήσιμος προσοφθάλμιος διὰ τὸν δοθέντα ἀντικειμενικὸν ἔχει λοιπὸν ἑστιακὴν ἀπόστασιν 2,5 cm.

§ 658. ***Καταδυτικοὶ φακοί.*** Ἐκ τῶν ἐκτεθέντων εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον φαίνεται ἡ μεγίστη σημασία τοῦ *ἀριθμητικοῦ ἀνοίγματος* τοῦ ἀντικειμενικοῦ. Ἀλλ' εἰς τὴν § 565 εἴδομεν ὅτι ἂν τὸ σημεῖον, ἐκ τοῦ ὁποίου προέρχεται ἡ φωτεινὴ δέσμη, εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἀέρος, ἡ μεγίστη τιμὴ τοῦ ἀριθμητικοῦ ἀνοίγματος εἶναι 1. Διὰ νὰ αὐξήσωμεν τὸ ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα παρενθέτομεν μεταξὺ τοῦ ἀντικειμένου καὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ οὐσίαν μὲ μέγαν δείκτην διαθλάσεως, π.χ. σταγόνα κεδρελαίου, καὶ οὕτω ἔχομεν ἀντὶ τῶν *ξηρῶν* λεγομένων ἀντικειμενικῶν τοὺς *καταδυτικούς*.

Τὰ ἄριστα ἀποτελέσματα ἐπιτυγχάνονται ὅταν ἡ τυχὸν καλύπτουσα τὸ ἀντικείμενον ὑαλίνη πλάξ (καλυπτρίς), τὸ διάμεσον ὑγρὸν καὶ ὁ πρῶτος φακὸς τοῦ ἀντικειμενικοῦ συστήματος ἔχουν τὸν ἴδιον δείκτην διαθλάσεως διότι τότε, ἂν μάλιστα καὶ ὁ μέσος δείκτης διαθλάσεως τοῦ παρασκευάσματος δὲν εἶναι πολὺ διάφορος ἢ, καλλίτερον, ἂν τὸ παρασκεύασμα καλύπτεται ἀπ' εὐθείας ὑπὸ τοῦ ὑγροῦ, διάθλασις γίνεται μόνον ἐπὶ τῆς ὀπισθίας ἐπιφανείας τοῦ πρώτου φακοῦ καὶ ἑπομένως ἔχομεν τὴν ἰδανικὴν περίπτωσιν τοῦ ἁπλοῦ σφαιρικοῦ διόπτρου μὲ τὰ πραγματικῶς ἀπλανητικὰ συζυγῆ σημεῖα. Καὶ πράγματι διὰ τῆς *ὁμογενοῦς καταδύσεως* φθάνομεν περίπου τὸ θεωρητικὸν ὅριον τῆς διακριτικῆς ἱκανότητος τοῦ μικροσκοπίου.

Οἱ καταδυτικοὶ ἀντικειμενικοὶ κατασκευάζονται σήμερον μὲ ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα μέχρι 1,4 καὶ διακρίνουν ἑπομένως σημεῖα τῶν ὁποίων ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις εἶναι κατά τι μικροτέρα τῶν δύο δεκάκις χιλιοστῶν τοῦ χιλιοστομέτρου (*)

Ἀλλὰ καὶ ἡ φωτεινότης τῆς εἰκόνος αὐξάνεται διὰ τῆς καταδύ-

(*) Μεταχειριζόμενοι τὸν ἀντικειμενικὸν πρὸς φωτογράφησιν διὰ φωτὸς μὲ μικρότερον μῆκος κύματος (ἰώδους ἢ ὑπεριώδους) κατορθώνομεν νὰ ἀποτυπώσωμεν λεπτομερείας, τὰς ὁποίας εἶναι ἀδύνατον νὰ ἀντιληφθῶμεν διὰ τῆς ὑποκειμενικῆς παρατηρήσεως.

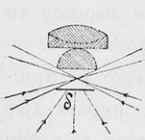
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σεως διότι δεικνύεται ὅτι ἐξαρτᾶται ἐπίσης ἀπὸ τὸ ἄνοιγμα τῆς ἐντὸς τοῦ πρώτου φακοῦ διαδιδομένης δέσμης, τοῦτο δὲ πάλιν γίνεται μεγαλύτερον διὰ τῆς καταδύσεως.

§ 659. ***Φωτισμὸς τοῦ ἀντικειμένου.*** Ἐπειδὴ εἰς τὸ μικροσκόπιον ἡ τελικὴ φανταστικὴ εἰκὼν εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα τοῦ ἀντικειμένου, διὰ νὰ εἶναι αὕτη ἀρκετὰ φωτεινὴ πρέπει τὸ ἀντικείμενον νὰ φωτίζεται ἰσχυρῶς. Συγχρόνως δὲ αἱ φωτίζουσαι δέσμαι πρέπει νὰ εἶναι τοιαῦται, ὥστε τὸ ἐκ τῶν σημείων τοῦ ἀντικειμένου προερχόμενον φῶς νὰ ἀποκλίνῃ ἰσχυρῶς καὶ νὰ σχηματίζῃ δέσμας μεγάλου ἀριθμητικοῦ ἀνοίγματος. Διὰ τοῦτο σπουδαιότατον μέρος τοῦ μικροσκοπίου ἀποτελεῖ τὸ σύστημα φωτισμοῦ, τὸ ὁποῖον συγκεντρώνει ἐπὶ τοῦ διαφανοῦς ἀντικειμένου (παρασκευάσματος) τὸ φῶς, εἴτε ἡλιακόν, εἴτε τὸ διάχυτον τῆς ἡμέρας, εἴτε καὶ τεχνητόν. Τὸ σύστημα φωτισμοῦ πρέπει νὰ παρέχῃ δέσμας ἀριθμητικοῦ ἀνοίγματος ἴσου τουλάχιστον πρὸς τὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ.

Ἀδιαφανῆ ἀντικείμενα φωτίζομεν εἴτε ἐκ τῶν πλαγίων, εἴτε καλλίτερον κατὰ τὸν ἄξονα διὰ μικροῦ κατόπτρου ἢ πρίσματος ὁλικῆς ἀνακλάσεως εὑρισκομένου ἐντὸς τοῦ ἀντικειμενικοῦ συστήματος.

§ 660. ***Παρατήρησις ἐπὶ σκοτεινοῦ πεδίου.*** Εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον ἐξετέθη ὅτι διὰ νὰ χρησιμοποιηθῇ πλήρως ἡ διακριτικὴ ἱκανότης τοῦ ἀντικειμενικοῦ πρέπει τὸ ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα τοῦ φωτιστικοῦ συστήματος νὰ μὴ εἶναι κατώτερον τοῦ τοῦ ἀντικειμενικοῦ. Ἂν τὸ ἀριθμητ. ἄνοιγμα τοῦ φωτιστικοῦ συστήματος εἶναι μεγαλύτερον, δὲν κερδίζομεν ἐκ τούτου εἰς διακριτικὴν ἱκανότητα. Τὸ μεγαλύτερον ἀρ. ἄνοιγμα τῆς φωτιζούσης δέσμης χρησιμοποιοῦμεν πρὸς παρατήρησιν πολὺ μικρῶν ἀντικειμένων, τὰ ὁποῖα, ἂν καὶ ἀρκετὰ μεγάλα διὰ νὰ διακρίνωνται διὰ τοῦ ἀντικειμενικοῦ, δὲν φαίνονται εὐκρινῶς, ἢ καὶ διόλου, διότι ὁ δείκτης διαθλάσεως ἢ τὸ χρῶμα αὐτῶν ἐλάχιστα διαφέρουν τῶν τοῦ περιβάλλοντος.



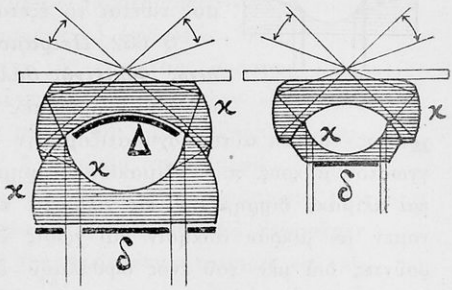
Σχ. 486.

Πρὸς τοῦτο ἀποκόπτομεν τὸν κεντρικὸν κῶνον τῆς φωτιζούσης δέσμης (σχ. 486) τοῦ ὁποίου αἱ ἀκτῖνες θὰ εἰσήρχοντο εἰς τὸν ἀντικειμενικόν, παρεμβάλλοντες π. χ. τὸ σκιερὸν δισκίον δ· τὸ ὀπτικὸν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πεδίον τοῦ μικροσκοπίου μένει σκοτεινόν. Ἂν ἐντὸς τοῦ παρατηρουμένου παρασκευάσματος ὑπάρχουν μικρὰ σωμάτια, π. χ. μικρόβια, μὲ ὀπτικὰ χαρακτηριστικὰ διάφορα τῶν τοῦ περιβάλλοντος, τὸ φῶς διαθλώμενον καὶ ἀνακλώμενον ἐπὶ τῶν χωριστικῶν ἐπιφανειῶν εἰσέρχεται εἰς τὸν ἀντικειμενικὸν καὶ οὕτω βλέπομεν τὰ μικρὰ ταῦτα ἀντικείμενα φωτεινὰ ἐντὸς σκοτεινοῦ πεδίου.

Τὸ σχῆμα 487 παριστᾷ δύο φωτιστικὰ συστήματα διὰ παρατήρησιν ἐπὶ σκοτεινοῦ πεδίου, τὸ μὲν πρῶτον τοῦ Zsigmondy (Zeiss) τὸ δὲ δεύτερον τοῦ Ignatowsky (Leitz). Τὸ φῶς εἰσερχόμενον ὑπὸ μορφὴν παραλλήλου δέσμης μὲ δακτυλιοειδῆ τομὴν ἀνακλᾶται ἐπὶ τῶν κατοπτρικῶν ἐπιφανειῶν κ καὶ φθάνει εἰς τὸ παρασκεύασμα ὡς φωτεινὸς κῶνος, τοῦ ὁποίου λείπει τὸ κεντρικὸν μέρος. Δ καὶ δ εἶναι σκιερὰ δισφράγματα.



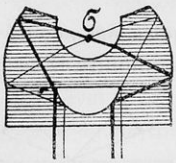
Σχ. 487.

§ 661. ***Ὑπερμικροσκόπιον.*** Διὰ τῆς διατάξεως ἡ ὁποία περιεγράφη εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, κάπως τροποποιουμένης ὥστε τὸ ἐπὶ τοῦ ἀντικειμένου προσπίπτον φῶς νὰ εἶναι περίπου κάθετον ἐπὶ τὸν ἄξονα τοῦ μικροσκοπίου, κατορθώνεται ἡ παρατήρησις ἀντικειμένων ὑπερμικροσκοπικῶν, τοιούτων δηλ. ὥστε αἱ διαστάσεις των νὰ εἶναι πολὺ μικρότεραι τοῦ κατωτάτου ὁρίου τοῦ μήκους, τὸ ὁποῖον ἠμποροῦμεν νὰ διακρίνωμεν μὲ τὸ μέγιστον δυνατὸν ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα τῶν σημερινῶν ἀντικειμενικῶν. Τὰ μικρότατα ταῦτα ἀντικείμενα, π. χ. κονιορτὸς αἰωρούμενος εἰς τὸν ἀέρα, διάφορα λεπτὰ αἰωρήματα ἐντὸς ὑγρῶν, μόρια κολλοειδοῦς χρυσοῦ ἐντὸς ἐρυθρᾶς ὑάλου, φωτιζόμενα ἐκ τῶν πλαγίων, καθίστανται τρόπον τινὰ δευτερογενεῖς ἑστίαι φωτὸς ἕνεκα φαινομένου, τὸ ὁποῖον θὰ γνωρίσωμεν εἰς τὴν φυσικὴν ὀπτικήν, τῆς *περιθλάσεως*, καὶ φαίνονται ὡς φωτεινὰ σημεῖα ἐντὸς σκοτεινοῦ πεδίου, ὅπως ὁ κονιορτὸς καθίσταται ὁρατὸς ὅταν ἐντὸς σκοτεινοῦ σχετικῶς χώρου φωτί-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ζεται ὑπὸ ἰσχυρᾶς φωτεινῆς δέσμης διευθυνομένης πλαγίως ἢ καλλίτερον καθέτως πρὸς τὸν παρατηροῦντα.

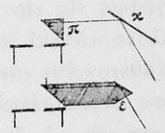
Τὸ σχ. 488 παριστᾷ φωτιστικὸν σύστημα (Leitz) δι' ὑπερμικροσκοπικὴν παρατήρησιν ὑγρῶν ἢ ἀερίων. Τὸ φῶς εἰσερχόμενον ὑπὸ μορφὴν δέσμης μὲ δακτυλιοειδῆ τομὴν συγκεντρώνεται μετὰ δύο ἀνακλάσεις εἰς τὸ σημεῖον σ ἐκεῖθεν δὲ μετὰ δύο ἄλλας ἀνακλάσεις ἐξέρχεται κατὰ τὴν διεύθυνσιν ἐκ τῆς ὁποίας ἦλθεν. Εἰς τὸν περὶ τὸ σ θάλαμον τίθεται τὸ ἐξεταζόμενον ὑγρὸν ἢ ἀέριον.



Σχ. 488.

§ 662. ***Πειραματικὴ εὕρεσις τῆς μεγεθύνσεως. Φωτεινὸς θάλαμος.*** Τὴν μεγέθυνσιν μικροσκοπίου εὑρίσκομεν πειραματικῶς βλέποντες συγχρόνως τὴν ὑπ' αὐτοῦ σχηματιζομένην εἰκόνα μικροῦ ἀντικειμένου γνωστοῦ μήκους, π. χ. κλιμακίου διῃρημένου εἰς ἑκατοστὰ τοῦ mm, καὶ κλίμακα διῃρημένην εἰς χιλιοστὰ τοῦ μέτρου. Τοῦτο κατορθώνομεν μὲ μικρὰν ἄσκησιν καὶ χωρὶς ἰδιαίτερον βοήθημα παρατηροῦντες διὰ μὲν τοῦ ἑνὸς ὀφθαλμοῦ ἐντὸς τοῦ μικροσκοπίου διὰ δὲ τοῦ ἄλλου τὴν κλίμακα, τοποθετημένην παραπλεύρως καὶ εἰς τὴν ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως.

Ἀκοπώτερον γίνεται ἡ παρατήρησις μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ *φωτεινοῦ θαλάμου* τοῦ ὁποίου δύο μορφὰς παριστᾷ τὸ σχ. 489. Εἰς τὸ σχ. 489 I αἱ ἐκ τῆς κλίμακος ἀκτῖνες ἀνακλώμεναι ἐπὶ τοῦ κατόπτρου κ καὶ ἔπειτα ἐπὶ τοῦ πρίσματος ὁλικῆς ἀνακλάσεως π εἰσέρχονται εἰς τὸν ὀφθαλμόν, ὁ ὁποῖος δέχεται συγχρόνως καὶ τὰς ἐκ τοῦ μικροσκοπίου προερχομένας ἀκτῖνας διερχομένας παρὰ τὴν ἀκμὴν τοῦ πρίσματος.



Σχ. 489.

Εἰς τὸ σχ. 489 II τὸ κάτοπτρον καὶ τὸ πρίσμα ἀναπληροῦνται ἀπὸ ἓν καὶ μόνον πρίσμα μὲ τέσσαρας ὀπτικῶς κατειργασμένας ἕδρας. Αἱ ἐκ τῆς κλίμακος προερχόμεναι ἀκτῖνες εἰσέρχονται καθέτως διὰ τῆς ἕδρας ε, ἀνακλῶνται δὶς ὁλικῶς καὶ ἐξερχόμεναι πάλιν καθέτως διὰ τῆς τετάρτης ἕδρας ἔρχονται εἰς τὸν ὀφθαλμόν.

ΤΗΛΕΣΚΟΠΙΑ

§ 663. Τὰ τηλεσκόπια ἐν γένει εἶναι ὄργανα διὰ τῶν ὁποίων αὐξάνομεν τὸ φαινόμενον μέγεθος ἀντικειμένων εὑρισκομένων μακράν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ λειτουργία τῶν τηλεσκοπίων ἔχει μεγίστην ἀναλογίαν μὲ τὴν τοῦ συνθέτου μικροσκοπίου διότι εἰς πᾶν τηλεσκόπιον ἔχομεν συγκλίνον ἀντικειμενικὸν σύστημα (ἁπλοῦν ἢ σύνθετον φακὸν ἢ κοῖλον κάτοπτρον), τὸ ὁποῖον σχηματίζει πραγματικὴν εἰκόνα τῶν ἀπέναντι ἀντικειμένων, καὶ προσοφθάλμιον σύστημα συγκλίνον ἢ ἀποκλίνον, τὸ ὁποῖον σχηματίζει φανταστικὸν εἴδωλον τῆς πραγματικῆς ταύτης εἰκόνος. Οὐσιώδης διαφορὰ ἀπὸ τὸ μικροσκόπιον εἶναι ὅτι, ἐπειδὴ τὰ ἀντικείμενα καὶ διὰ τοῦ τηλεσκοπίου παρατηρούμενα δὲν παύουν συνήθως νὰ φαίνωνται ἀπομακρυσμένα, ὁ ὀφθαλμὸς δὲν προσαρμόζεται ἐν γένει εἰς τὴν ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως, ὅπως εἰς τὸ μικροσκόπιον, ἀλλ' εἰς τὸ ἄπειρον ἢ τοὐλάχιστον εἰς ἀρκετὰ μεγάλην ἀπόστασιν καὶ ἑπομένως αἱ ἐκ τοῦ προσοφθαλμίου ἐξερχόμεναι ἀκτῖνες εἶναι παράλληλοι ἢ περίπου παράλληλοι.

Εἰς τὰ ἑξῆς θὰ ἀσχοληθῶμεν μὲ τὴν ἄκραν περίπτωσιν τῶν πολὺ ἀπομακρυσμένων ἀντικειμένων καὶ ἑπομένως θὰ θεωροῦμεν καὶ τὴν ὑπὸ τοῦ προσοφθαλμίου σχηματιζομένην φανταστικὴν εἰκόνα ὡς εὑρισκομένην εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν καὶ τὰς ἐκ τοῦ προσοφθαλμίου ἐξερχομένας ἀκτῖνας ὡς παραλλήλους.

Τὰ τηλεσκόπια διαιροῦνται εἰς δύο μεγάλας τάξεις :

Διοπτρικὰ τηλεσκόπια ἢ διόπτραι ὀνομάζονται τὰ τηλεσκόπια, εἰς τὰ ὁποῖα τὸ ἀντικειμενικὸν σύστημα εἶναι φακός, ταῦτα δὲ διαιροῦνται εἰς *Ὁλλανδικὰς διόπτρας ἢ διόπτρας τοῦ Γαλιλαίου* (*) μὲ ἀποκλίνοντα προσοφθάλμιον καὶ *ἀστρονομικὰς διόπτρας ἢ διόπτρας τοῦ Κεπλέρου* μὲ συγκλίνοντα προσοφθάλμιον (**) αἱ ὁποῖαι διὰ παρενθέτου συστήματος μεταβάλλονται εἰς *διόπτρας τῶν ἐπιγείων*.

Κατοπτρικὰ τηλεσκόπια ἢ κυρίως τηλεσκόπια ὀνομάζομεν τὰ τηλεσκόπια εἰς τὰ ὁποῖα τὸ ἀντικειμενικὸν σύστημα εἶναι κοῖλον σφαιρικόν, ἢ παραβολικὸν κάτοπτρον. Εἰς τὰ τηλεσκόπια ταῦτα τὸ προσοφθάλμιον σύστημα εἶναι πάντοτε συγκλίνον.

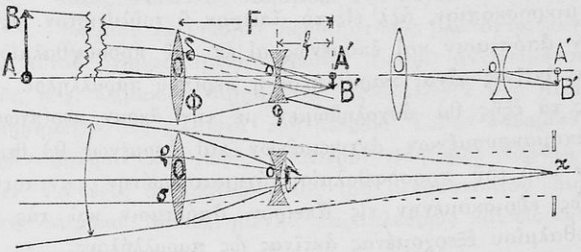
(*) Ὁ Γαλιλαῖος δὲν ἐφεῦρε τὴν φερώνυμον διόπτραν ἀλλὰ μετεχειρίσθη αὐτὴν δι' ἀστρονομικὰς παρατηρήσεις. Ὁ πραγματικὸς ἐφευρέτης τῆς διόπτρας εἶναι ἄγνωστος.

(**) Ἡ πρώτη τοιαύτη διόπτρα κατεσκευάσθη καθ' ὑπόδειξιν τοῦ Κεπλέρου ὑπὸ τοῦ Scheiner, ὅστις μετεχειρίσθη αὐτὴν εἰς ἀστρονομικὰς παρατηρήσεις.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 664. *Διόπτρα τοῦ Γαλιλαίου.* Ἡ διόπτρα τοῦ Γαλιλαίου ἔχει συγκλίνον διοπτρικὸν ἀντικειμενικὸν σύστημα καὶ ἀποκλίνον προσοφθάλμιον, τὰ ὁποῖα διὰ τὴν ἁπλότητα θὰ θεωρήσωμεν ὡς ἀποτελούμενα ἕκάτερον ἀπὸ ἕνα λεπτὸν φακόν, τὸν συγκλίνοντα Φ καὶ τὸν ἀποκλίνοντα φ (σχ. 490), τῶν ὁποίων αἱ ἑστιακαὶ ἀποστάσεις εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν F καὶ f καὶ ὁ κοινὸς κύριος ἄξων διέρχεται διὰ τῶν δύο ὀπτικῶν κέντρων Ο καὶ ο.

Ἔστω τὸ βέλος ΑΒ ἀρχόμενον ἀπὸ τοῦ ἄξονος καὶ κάθετον ἐπ' αὐτοῦ καὶ εὑρισκόμενον εἰς πολὺ μεγάλην ἀπόστασιν. Τοῦ ἀντι-



Σχ. 490.

κειμένου τούτου σχηματίζει ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς Φ τὸ πραγματικὸν εἴδωλον Α΄Β΄, ἀνεστραμμένον καὶ εἰς ἀπόστασιν F. Ὁ ἀποκλίνων προσοφθάλμιος φ, εὑρισκόμενος μεταξὺ τῆς εἰκόνος καὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τῆς εἰκόνος ἴσην πρὸς τὴν ἑστιακὴν αὐτοῦ ἀπόστασιν f, καθιστᾷ τὰς προσπιπτούσας δέσμας παραλλήλους καὶ ὁ ὀφθαλμός, εὑρισκόμενος ἀμέσως ὀπίσω τοῦ προσοφθαλμίου, δεχόμενος τὰς ἀκτῖνας ταύτας παρέχει τὴν ἐντύπωσιν ὅτι βλέπει αὐτὰς ὡς προερχομένας ἀπὸ ἀντικείμενον μακρὰν εὑρισκόμενον.

Ἡ ἐκ τοῦ Α προερχομένη παράλληλος δέσμη μεταβάλλεται ὑπὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ εἰς συγκλίνουσαν μὲ τὴν ἑστίαν Α΄, αὕτη δὲ μεταβάλλεται ὑπὸ τοῦ προσοφθαλμίου εἰς παράλληλον κατὰ τὴν διεύθυνσιν οΑ΄, ἡ ὁποία εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ΑΟ. Ἡ ἐκ τοῦ Β παράλληλος δέσμη μεταβάλλεται ὑπὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ εἰς συγκλίνουσαν μὲ τὴν ἑστίαν Β΄, αὕτη δὲ μεταβάλλεται ὑπὸ τοῦ προσοφθαλμίου εἰς παράλληλον κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πλαγίου ἄξονος δ ο Β΄.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οὕτω βλέπομεν διὰ τῆς διόπτρας τὸ μὲν σημεῖον Α κατὰ τὴν διεύθυνσιν οΑ, τὸ δὲ Β κατὰ τὴν διεύθυνσιν οδ, ἑπομένως διὰ τῆς ὁλλανδικῆς διόπτρας βλέπομεν τὰ ἀντικείμενα *ὄρθια*.

Ἂν τὸ ἀντικείμενον πλησιάσῃ πρὸς τὸ τηλεσκόπιον, ἡ εἰκὼν Α′Β′ ἀπομακρύνεται τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ πρέπει νὰ ἀπομακρύνωμεν ἐπίσης καὶ τὸν προσοφθάλμιον διὰ νὰ μείνῃ ἡ ἀπόστασις αὐτοῦ ἀπὸ τῆς εἰκόνος Α′Β′ ἴση πρὸς f.

Ἡ διόπτρα ἔχει τὸ ἐλάχιστον μῆκος ὅταν εἶναι προσηρμοσμένη εἰς τὸ ἄπειρον. Τὸ μῆκος εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι ἴσον πρὸς τὴν διαφορὰν τῶν ἑστιακῶν ἀποστάσεων τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τοῦ προσοφθαλμίου.

§ 665. ***Μεγέθυνσις.*** Τὴν μεγέθυνσιν ὁρίζομεν ὡς τὸν λόγον τῶν φαινομένων ἢ γωνιακῶν μεγεθῶν τοῦ ἀντικειμένου παρατηρουμένου διὰ τῆς διόπτρας καὶ διὰ τοῦ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ.

Ἡ γωνία, ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν τὸ ἀντικείμενον Α Β διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ, εἶναι ἡ ΑΟΒ, ἴση ὡς κατὰ κορυφὴν πρὸς τὴν Α′ΟΒ′. Διὰ τῆς διόπτρας βλέπομεν τὸ μὲν σημεῖον Α κατὰ τὴν διεύθυνσιν οΟΑ τὸ δὲ Β κατὰ τὴν διεύθυνσιν οδ καὶ ἑπομένως βλέπομεν τὸ ἀντικείμενον ὑπὸ τὴν γωνίαν δοΟ, ἡ ὁποία εἶναι ἴση ὡς κατὰ κορυφὴν πρὸς τὴν Α′οΒ′. Ἡ μεγέθυνσις εἶναι

$$M = A'oB' : A'OB'$$

καὶ ἂν ἀντικαταστήσωμεν τὰς μικρὰς ταύτας γωνίας διὰ τῶν ἐφαπτομένων αὐτῶν

$$M = \frac{A'B'}{oA'} : \frac{A'B'}{OA'} = \frac{F}{f}$$

Ἡ μεγέθυνσις ἰσοῦται πρὸς τὸν λόγον τῶν ἑστιακῶν ἀποστάσεων τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τοῦ προσοφθαλμίου.

§ 666. ***Διαφράγματα τῆς ὁλλανδικῆς διόπτρας.*** Εἰς τὴν διόπτραν τοῦ Γαλιλαίου ἔχομεν τὰ ἑξῆς διαφράγματα: Τὸ πλαίσιον τοῦ ἀντικειμενικοῦ, τὸ πλαίσιον τοῦ προσοφθαλμίου καὶ τὸ πρόσθιον εἴδωλον τῆς κόρης τοῦ παρατηροῦντος ὀφθαλμοῦ, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν ἁπλῶς κόρην τοῦ ὀφθαλμοῦ, καὶ τὸ ὁποῖον, πολὺ μικρότερον τοῦ προσοφθαλμίου, εὑρίσκεται ἀμέσως ὀπίσω αὐτοῦ. Ἕνεκα τῆς θέσεως ταύτης τῆς κόρης ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν τὸ ἔμπροσθεν αὐτῆς εὑρισκόμενον κεντρικὸν μέρος τοῦ προσοφθαλμίου ὡς πλάκα μὲ παραλλήλους ἕδρας καὶ οὕτω τὸ ὡς πρὸς τὴν διόπτραν πρόσθιον εἴδωλον τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ εἶναι κατὰ προσέγγισιν τὸ εἴδωλον αὐτῆς τὸ σχηματιζόμενον ὑπὸ μόνου τοῦ ἀντικειμενικοῦ, φανταστικόν, μεγαλύτερον καὶ εἰς τὴν θέσιν ν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν ὀνομάσωμεν d τὴν διάμετρον τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ d′ τὴν διάμετρον τοῦ εἰδώλου αὐτῆς καὶ θεωρήσωμεν τὴν κόρην τοῦ ὀφθαλμοῦ ὡς συμπίπτουσαν μὲ τὸν προσοφθάλμιον, ἔχομεν τὰς ἑξῆς σχέσεις :

$$d' : d = O\kappa : Oo$$

$$\frac{1}{Oo} - \frac{1}{O\kappa} = \frac{}{f} \qquad \frac{O\kappa}{Oo} = \frac{O\kappa - f}{f} = \frac{F}{f}$$

ὅθεν $d' : d = F : f$

Τὸ πρόσθιον εἴδωλον τοῦ προσοφθαλμίου εὑρίσκεται ἐπίσης περίπου εἰς τὴν θέσιν κ καὶ ἔχει φυσικὰ μεγαλυτέραν διάμετρον, ἐπίσης δὲ καὶ ὁ ἀντικειμενικὸς εἶναι πάντοτε ἐκ κατασκευῆς μεγαλύτερος, ὥστε ἐκ τῆς θέσεως τῶν παρατηρουμένων ἀντικειμένων τὸ κ φαίνεται ὑπὸ τὴν ἐλαχίστην γωνίαν. Εἶναι λοιπὸν ἡ κόρη τοῦ ὀφθαλμοῦ τὸ Δ. Α. καὶ τὸ πρόσθιον εἴδωλον αὐτῆς κ ἡ ΚΕσ. Ἐκ τοῦ σχήματος φαίνεται ὅτι ἐκ τῶν προσπιπτουσῶν κατὰ τὸν ἄξονα δεσμῶν μόνον τὸ μέρος σρ εἰσέρχεται εἰς τὸν ὀφθαλμόν.

Ἂν π. χ. ἡ μεγέθυνσις τῆς διόπτρας εἶναι 6, τὸ εἴδωλον κ εἶναι 6 φορὰς μεγαλύτερον τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ, τῆς ὁποίας ἡ διάμετρος δὲν εἶναι μεγαλυτέρα τῶν 8 mm. Εἶναι λοιπὸν ἡ διάμετρος τοῦ κ μικροτέρα τῶν 4,8 cm. Ἀλλ' εἰς ὁλλανδικὰς διόπτρας μεγεθύνσεως 6 ὁ ἀντικειμενικὸς ἔχει διάμετρον τοὐλάχιστον 5 cm.

Ἐκ τῆς θέσεως κ τὸ πρόσθιον εἴδωλον τοῦ προσοφθαλμίου φαίνεται ὑπὸ πολὺ μεγάλην γωνίαν, διότι εἶναι πολὺ πλησίον καὶ ἑπομένως Δ. Η. εἶναι τὸ πλαίσιον τοῦ ἀντικειμενικοῦ αὐτὸς δὲ ὁ ἀντικειμενικὸς εἶναι ἡ Θ.Εσ.

Τὸ πεδίον τῆς διόπτρας εὑρίσκομεν φέροντες ἐκ τοῦ κέντρου τῆς Κ.Εσ. εὐθείας πρὸς τὴν περίμετρον τοῦ ἀντικειμενικοῦ.

§ 667. *Φωτεινότης.* Ὀνομάζομεν φωτεινότητα διόπτρας *ὡς πρὸς φωτεινὰ σημεῖα ἄνευ αἰσθητῶν διαστάσεων* τὸν λόγον τῆς φωτεινῆς ροῆς, ἡ ὁποία εἰσέρχεται εἰς τὸν ὀφθαλμόν, ὅταν παρατηροῦμεν ἀπομεμακρυσμένον φωτεινὸν *σημεῖον* διὰ τῆς διόπτρας, πρὸς τὴν φωτεινὴν ροήν, τὴν ὁποίαν δέχεται ὁ ὀφθαλμὸς ὅταν ἄοπλος παρατηρῇ τὸ αὐτὸ φωτεινὸν σημεῖον.

Φωτεινότητα δὲ *ὡς πρὸς ἐπιφανείας πεπερασμένων διαστάσεων* ὀνομάζομεν τὸν λόγον τῆς φωτεινῆς ροῆς, τὴν ὁποίαν δέχεται μικρὰ ἐπιφάνεια τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς κατὰ τὴν διὰ τῆς διόπτρας παρατήρησιν, πρὸς τὴν φωτεινὴν ροήν, τὴν ὁποίαν ἡ αὐτὴ ἐπιφάνεια τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς δέχεται ὅταν παρατηροῦμεν διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ, ἤ, ὅπερ τὸ αὐτό, τὸν λόγον τῆς λαμπρότητος τοῦ ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἰδώλου τῆς ἐπιφανείας κατὰ τὴν διὰ τῆς διόπτρας παραιήρησιν πρὸς τὴν λαμπρότητα τοῦ εἰδώλου κατὰ τὴν παρατήρησιν διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ.

Ὅταν παρατηροῦμεν *φωτεινὸν σημεῖον*, π. χ. ἀπλανῆ ἀστέρα, τὸ εἴδωλον αὐτοῦ ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἶναι σημεῖον εἴτε παρατηροῦμεν διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ εἴτε διὰ τῆς διόπτρας. Ἡ ἔντασις τοῦ ὀπτικοῦ αἰσθήματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φωτεινὴν ροήν, ἡ ὁποία εἰσέρχεται εἰς τὸν ὀφθαλμὸν καὶ ἡ ὁποία εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ ἐμβαδὸν τῆς κόρης εἰσόδου τοῦ ὀπτικοῦ συστήματος. Εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς ὁλλανδικῆς διόπτρας ἡ διάμετρος τῆς Κ.Εσ. ἰσοῦται πρὸς τὴν διάμετρον τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ ἐπὶ τὴν μεγέθυνσιν καὶ ἑπομένως τὸ ἐμβαδὸν τῆς Κ.Εσ. κατὰ τὴν διὰ τῆς διόπτρας παρατήρησιν ἰσοῦται πρὸς

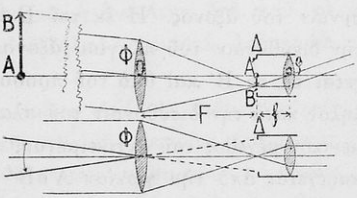
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ ἐμβαδὸν τῆς Κ.Εσ. κατὰ τὴν παρατήρησιν δι' ἀόπλου ὀφθαλμοῦ ἐπὶ τὸ τετράγωνον τῆς μεγεθύνσεως. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι *ἡ φωτεινότης τῆς διόπτρας τοῦ Γαλιλαίου διὰ φωτεινὰ σημεῖα ἄνευ αἰσθητῶν διαστάσεων ἰσοῦται πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς μεγεθύνσεως.*

Ὑποθέσωμεν τώρα ὅτι παρατηροῦμεν φωτεινὴν ἐπιφάνειαν αἰσθητῶν διαστάσεων. Ἡ φωτεινὴ ροή, τὴν ὁποίαν δέχεται ὁ ὀφθαλμὸς ἐξ ὅλης ταύτης τῆς ἐπιφανείας παρατηρῶν διὰ τῆς διόπτρας ἰσοῦται πρὸς τὴν ὁλικὴν ροήν, τὴν ὁποίαν δέχεται ὅταν ἄοπλος παραιτηρῇ, ἐπὶ τὸ τετράγωνον τῆς μεγεθύνσεως. Ἡ ροὴ αὕτη κατανέμεται κατ' ἀμφοτέρας τὰς περιπτώσεις εἰς τὴν ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἰκόνα τῆς παρατηρουμένης ἐπιφανείας, καὶ ἐπειδὴ τὸ ἐμβαδὸν τῆς εἰκόνος κατὰ τὴν διὰ τῆς διόπτρας παρατήρησιν ἰσοῦται μὲ τὸ ἐμβαδὸν κατὰ τὴν διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ παρατήρησιν ἐπὶ τὸ τετράγωνον τῆς μεγεθύνσεως, ἕπεται ὅτι ἡ λαμπρότης τῆς ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἰκόνος εἰς ἀμφοτέρας τὰς περιπτώσεις εἶναι ἡ αὐτή. Ἤτοι: *ἡ φωτεινότης τῆς διόπτρας τοῦ Γαλιλαίου δι' ἐπιφανείας αἰσθητῶν διαστάσεων ἰσοῦται πρὸς τὴν μονάδα* (*).

Ἂν λοιπὸν παρατηρήσωμεν διὰ διόπτρας τὸν ἔναστρον οὐρανόν, οἱ μὲν ἀστέρες θὰ φανοῦν φωτεινότεροι κατὰ λόγον τοῦ τετραγώνου τῆς μεγεθύνσεως τὸ δὲ βάθος τοῦ οὐρανοῦ θὰ φανῇ ὅσον καὶ διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ φωτεινὸν καὶ ἑπομένως θὰ ἴδωμεν ἀστέρας, οἱ ὁποῖοι διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ εἶναι ἀόρατοι.

§ 668. *Ἀστρονομικὴ διόπτρα.* Ἡ ἀστρονομικὴ διόπτρα (σχ. 491) ἔχει συγκλίνοντα ἀντικειμενικὸν Φ καὶ συγκλίνοντα ἐπίσης προσοφθάλμιον φ, τῶν ὁποίων τὰς ἑστιακὰς ἀποστάσεις ὀνομάζομεν F καὶ f. Ὁ ἀντικειμενικὸς σχηματίζει ἐπὶ τοῦ ἑστιακοῦ του ἐπιπέδου τὸ εἴδωλον Α΄Β΄ τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ, πραγματικὸν καὶ ἀνεστραμμένον. Εἰς τὴν θέσιν ταύτην ὑπάρχει διάφραγμα Δ φέρον κυκλικὴν ὀπὴν καὶ πολλάκις *σταυρόνημα*, σταυρὸν δηλ. ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο νήματα ἴστοῦ ἀράχνης. Ἡ εὐθεῖα ἡ διερχομένη διὰ τῆς τομῆς τῶν νημάτων καὶ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου τοῦ ἀντικειμενικοῦ ὀνομάζεται κατὰ συνθήκην ἄξων τῆς διόπτρας ἢ ἄξων σκοπεύσεως.



Σχ. 491.

Ὁ προσοφθάλμιος φ, εὑρισκόμενος εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τῆς εἰκόνος Α΄Β΄ ἴσην πρὸς τὴν ἑστιακήν του ἀπόστασιν f, καθιστᾷ τὰς

(*) Πράγματι ἡ φωτεινότης εἶναι μικροτέρα τῆς μονάδος ἕνεκα τῶν ἀπωλειῶν τοῦ φωτὸς ἐξ ἀνακλάσεως ἐπὶ τῶν ἐπιφανειῶν τῶν φακῶν καὶ ἐξ ἀπορροφήσεως.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐκ τοῦ Α΄Β΄ προερχομένας δέσμας παραλλήλους καὶ ὁ ὀφθαλμὸς δεχόμενος αὐτὰς παρέχει τὴν ἐντύπωσιν ὅτι προέρχονται ἐξ ἀντικειμένου εὑρισκομένου μακρὰν καὶ περιλαμβανομένου ἐντὸς πλαισίου μὲ σαφῆ πέρατα, τὰ ὁποῖα εἶναι ἡ περίμετρος τῆς ὀπῆς τοῦ διαφράγματος Δ.

Τὸ σημεῖον Α βλέπομεν διὰ τῆς διόπτρας κατὰ τὴν διεύθυνσιν Α΄ΟΑ τὸ δὲ Β κατὰ τὴν διεύθυνσιν οΒ΄. Βλέπομεν δηλαδὴ διὰ τῆς ἀστρονομικῆς διόπτρας τὰ ἀντικείμενα *ἀνεστραμμένα*.

Ἂν τὸ ἀντικείμενον ΑΒ πλησιάσῃ πρὸς τὴν διόπτραν, ἡ εἰκὼν Α΄Β΄ ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν καὶ πρέπει νὰ ἀπομακρύνωμεν ἐπίσης καὶ τὸν προσοφθάλμιον διὰ νὰ διατηρηθῇ ἡ ἀπόστασις αὐτοῦ ἀπὸ τοῦ Α΄Β΄ ἴση πρὸς f. Ἡ διόπτρα ἔχει τὸ ἐλάχιστον μῆκος, ἴσον πρὸς F + f, ὅταν εἶναι προσηρμοσμένη εἰς τὸ ἄπειρον.

§ 669. ***Μεγέθυνσις.*** Ἡ γωνία, ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν τὸ ἀντικείμενον ΑΒ διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ, εἶναι ἡ ΑΟΒ, ἴση ὡς κατὰ κορυφὴν πρὸς τὴν Α΄ΟΒ΄. Ἡ ἐκ τοῦ Α παράλληλος δέσμη, ἔχουσα τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος, συνέρχεται εἰς τὸ Α΄ καὶ ὑπὸ τοῦ προσοφθαλμίου φ μεταβάλλεται εἰς παράλληλον, ἐπίσης κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος. Ἡ ἐκ τοῦ Β παράλληλος δέσμη, ἐρχομένη κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πλαγίου ἄξονος ΒοΒ΄ τοῦ ἀντικειμενικοῦ συνέρχεται εἰς τὸ Β΄ καὶ ὑπὸ τοῦ προσοφθαλμίου μεταβάλλεται εἰς παράλληλον κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πλαγίου ἄξονος Β΄ο. Οὕτω τὸ φαινομενικὸν μέγεθος τοῦ ἀντικειμένου, παρατηρουμένου διὰ τῆς διόπτρας, παρέχεται ἀπὸ τὴν γωνίαν Α΄οΒ΄ καὶ ἑπομένως ἡ μεγέθυνσις εἶναι

$$M = A'oB' : A'OB' = \frac{A'B'}{oA'} : \frac{A'B'}{OA'} = \frac{F}{f}$$

Ἡ μεγέθυνσις, ὅπως καὶ εἰς τὴν ὁλλανδικὴν διόπτραν, ἰσοῦται μὲ τὸ πηλίκον τῶν ἑστιακῶν ἀποστάσεων τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τοῦ προσοφθαλμίου.

§ 670. ***Πειραματικὸς προσδιορισμὸς τῆς μεγεθύνσεως.*** Τὴν μεγέθυνσιν διόπτρας εὑρίσκομεν προχείρως παρατηροῦντες κλίμακα (ἢ καὶ κιγκλίδωμα) μὲ τὸν ἕνα μὲν ὀφθαλμὸν διὰ τῆς διόπτρας μὲ τὸν ἄλλον δὲ ἀπ' εὐθείας καὶ μετροῦντες τὸν ἀριθμὸν τῶν διαιρέσεων τῆς κλίμακος, παρατηρουμένης διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ, αἱ ὁποῖαι περιλαμβάνονται ἐντὸς μιᾶς διαιρέσεως τῆς κλίμακος, παρατηρουμένης διὰ τῆς διόπτρας.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εὐκολώτερον καὶ ἀκριβέστερον εὑρίσκεται ἡ μεγέθυνσις διὰ τῆς ἑξῆς μεθόδου: Ἂν ἡ διόπτρα εἶναι προσηρμοσμένη εἰς τὸ ἄπειρον, ὁ προσοφθάλμιος, εὑρισκόμενος εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ ἴσην πρὸς F + f, σχηματίζει πραγματικὸν αὐτοῦ εἴδωλον εἰς ἀπόστασιν α παρεχομένην ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν

$$\frac{1}{F+f} + \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{f}.$$

Ὁ λόγος τῶν διαμέτρων τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τῆς εἰκόνος του εἶναι ἴσος πρὸς (F + f) : α καὶ εὑρίσκεται ἐκ τῆς προηγουμένης ἐξισώσεως ἴσος πρὸς F : f, δηλ. ἴσος πρὸς τὴν μεγέθυνσιν. Ἀρκεῖ λοιπὸν νὰ μετρήσωμεν τὰς διαμέτρους τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τῆς εἰκόνος αὐτοῦ τῆς σχηματιζομένης ὑπὸ τοῦ προσοφθαλμίου ὅταν ἡ διόπτρα εἶναι προσηρμοσμένη εἰς τὸ ἄπειρον καὶ νὰ διαιρέσωμεν διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν μεγέθυνσιν. Τὴν διάμετρον τοῦ εἰδώλου τοῦ ἀντικειμενικοῦ μετροῦμεν συνήθως δι' εἰδικοῦ ὀργάνου, τοῦ *δυναμομέτρου* τοῦ *Ramsden*, τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖται ἀπὸ ὑάλινον πλακίδιον μὲ χαραγμένην κλίμακα καὶ μεγεθυντικὸν φακὸν ἐπὶ καταλλήλων στηριγμάτων.

§ 671. ***Διακριτικὴ ἱκανότης***. Ὅλως διάφορος τῆς μεγεθύνσεως εἶναι ἡ διακριτικὴ ἱκανότης τῆς διόπτρας, ἡ ἱκανότης δηλ. τοῦ νὰ διακρίνῃ σημεῖα, τῶν ὁποίων ἡ ἀπ' ἀλλήλων γωνιακὴ ἀπόστασις εἶναι μικρά.

Ἡ διακριτικὴ ἱκανότης ἐξαρτᾶται *μόνον ἀπὸ τὴν διάμετρον τοῦ ἀντικειμενικοῦ* καὶ ἀποδεικνύεται ἐκ τῆς φυσικῆς θεωρίας τοῦ φωτὸς ὅτι ἡ ἐλαχίστη γωνιακὴ ἀπόστασις δύο φωτεινῶν σημείων, τὰ ὁποῖα διακρίνομεν ἀπ' ἀλλήλων διὰ τῆς διόπτρας, π.χ. δύο ἀπλανῶν, εἶναι 2′/D, ὅπου D ἡ διάμετρος τοῦ ἀντικειμενικοῦ, ἐκφραζομένη εἰς χιλιοστὰ τοῦ μέτρου.

Διὰ νὰ χρησιμοποιήσωμεν πλήρως τὴν διακριτικὴν ἱκανότητα τοῦ ἀντικειμενικοῦ πρέπει τὰ δύο ταῦτα σημεῖα νὰ φαίνωνται διὰ τῆς διόπτρας ὑπὸ γωνίαν τουλάχιστον 2 λεπτῶν, (πρβλ. §§ 642,650) πρέπει λοιπὸν νὰ ἔχωμεν μεγέθυνσιν M τοιαύτην, ὥστε νὰ εἶναι

$$\frac{2'}{D} \cdot M = 2' \quad \text{ἢ} \quad M = D$$

ἤτοι: ἡ μεγέθυνσις πρέπει νὰ εἶναι ἴση πρὸς τὸν ἀριθμόν, ὁ ὁποῖος ἐκφράζει τὴν διάμετρον τοῦ ἀντικειμενικοῦ εἰς χιλιοστόμετρα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Μικροτέρα μεγέθυνσις δὲν ἐπιτρέπει νὰ χρησιμοποιήσωμεν ἐντελῶς τὴν διακριτικὴν ἱκανότητα τοῦ ἀντικειμενικοῦ. Πολὺ μεγαλυτέρα μεγέθυνσις παρέχει εἰκόνα ἀσαφῆ καὶ ὄχι φωτεινήν.

§ 672. *Διαφράγματα τῆς ἀστρονομικῆς διόπτρας.* Εἰς τὴν ἀστρονομικὴν διόπτραν ἔχομεν τὰ ἑξῆς διαφράγματα : Τὰ πλαίσια τῶν δύο φακῶν, τὸ διάφραγμα Δ εἰς τὸ κοινὸν ἑστιακὸν ἐπίπεδον τῶν δύο φακῶν, καὶ τὴν κόρην τοῦ ὀφθαλμοῦ, εὑρισκομένην εἰς τὸ ὀπίσθιον ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ προσοφθαλμίου.

Τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ τὸ πρόσθιον εἴδωλον εὑρίσκεται εἰς τὸ πρόσθιον ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμενικοῦ διότι αἱ ἐκ τῶν σημείων αὐτῆς ἀκτῖνες διερχόμεναι διὰ τοῦ προσοφθαλμίου γίνονται παράλληλοι, ὑπὸ δὲ τοῦ ἀντικειμενικοῦ συγκεντρώνονται εἰς τὸ πρόσθιον αὐτοῦ ἑστιακὸν ἐπίπεδον. Ἁπλῆ κατασκευὴ δεικνύει ὅτι ἡ διάμετρος d′ τοῦ εἰδώλου ἰσοῦται μὲ τὴν διάμετρον d τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ ἐπὶ τὴν μεγέθυνσιν, εἶναι δηλ.

$$d' : d = F : f = M.$$

Τὸ πρόσθιον εἴδωλον τοῦ διαφράγματος Δ εὑρίσκεται εἰς τὸ ἄπειρον, τὸ δὲ πρόσθιον εἴδωλον τοῦ προσοφθαλμίου εἶναι μεγαλύτερον τοῦ εἰδώλου τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ ἑπομένως διάφραγμα ἀνοίγματος εἶναι αὐτὸς ὁ ἀντικειμενικός, ἐφ' ὅσον ἡ διάμετρος αὐτοῦ D εἶναι μικροτέρα τῆς τοῦ προσθίου εἰδώλου τῆς κόρης, ἐφ ὅσον δηλ. εἶναι $D < d.M$.

Ἂν εἶναι $D > d\,M$ διάφραγμα ἀνοίγματος εἶναι αὐτὴ ἡ κόρη τοῦ ὀφθαλμοῦ, ὅπως εἰς τὴν ὁλλανδικὴν διόπτραν.

Εἰς τὴν § 662 εἴδομεν ὅτι D/M εἶναι ἡ διάμετρος τοῦ ὑπὸ τοῦ προσοφθαλμίου σχηματιζομένου εἰδώλου τοῦ ἀντικειμενικοῦ, τοῦ λεγομένου *προσοφθαλμίου κύκλου*, καὶ ἑπομένως ἐξάγομεν ἐκ τῆς ἐξισώσεως (1) ὅτι ἂν μὲν τὸ εἴδωλον τοῦτο εἶναι μικρότερον τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ, διάφραγμα ἀνοίγματος εἶναι ὁ ἀντικειμενικός, ἄλλως εἶναι αὐτὴ ἡ κόρη τοῦ ὀφθαλμοῦ.

Εἰς τὰς ἀστρονομικὰς διόπτρας συνήθως ἡ διάμετρος τοῦ προσοφθαλμίου κύκλου δὲν ὑπερβαίνει τὰ 5—8 mm, εἶναι δηλ. μικροτέρα τῆς διαμέτρου τῆς κόρης, ὅταν ὁ φωτισμὸς δὲν εἶναι ἰσχυρός, καὶ ἑπομένως διάφραγμα μὲν ἀνοίγματος εἶναι τὸ πλαίσιον τοῦ ἀντικειμενικοῦ, διάφραγμα δὲ πεδίου τὸ διάφραγμα Δ. Κόρη εἰσόδου εἶναι ὁ ἀντικειμενικός, κόρη ἐξόδου τὸ ὑπὸ τοῦ προσοφθαλμίου σχηματιζόμενον εἴδωλον τοῦ ἀντικειμενικοῦ, δηλ. ὁ προσοφθάλμιος κύκλος, θυρὶς δὲ εἰσόδου τὸ πρόσθιον εἴδωλον τοῦ Δ, εὑρισκόμενον εἰς τὸ ἄπειρον, ἐπὶ τῶν παρατηρουμένων δηλ. ἀντικειμένων.

§ 673. *Φωτεινότης.* Ἡ φωτεινότης ὡς πρὸς φωτεινὰ σημεῖα μὴ ἔχοντα αἰσθητὰς διαστάσεις ἂν μὲν Κ. Εσ. εἶναι ὁ ἀντικειμενικὸς ($D < d\,M$) ἰσοῦται πρὸς $D^2 : d^2$, ἂν δὲ Κ. Εσ. εἶναι τὸ πρόσθιον εἴδωλον τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ ($D > d\,M$) ἰσοῦται πρὸς $(d\,M)^2 : d^2 = M^2$ (πρβλ. § 667). Διὰ φωτεινὰς *ἐπιφανείας* μὲ αἰσθητὰς διαστάσεις ἡ φωτεινότης εἶναι εἰς μὲν τὴν πρώτην περίπτωσιν $\dfrac{D^2}{d^2} \cdot \dfrac{1}{M^2} < 1$ εἰς δὲ τὴν δευτέραν $\dfrac{(d\,M)^2}{d^2} \cdot \dfrac{1}{M^2} = 1$

Ἤτοι: ἂν μὲν τὸ ὑπὸ τοῦ προσοφθαλμίου σχηματιζόμενον εἴδωλον τοῦ ἀντικειμενικοῦ, τὸ ὁποῖον εἶναι ἡ κόρη ἐξόδου τῆς διόπτρας μόνης, εἶναι μικρότε-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρον τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ, ἡ φωτεινότης εἶναι μικροτέρα τῆς μονάδος, ἂν δὲ τὸ εἴδωλον εἶναι ἴσον πρὸς τὴν κόρην ἢ μεγαλύτερον, ἡ φωτεινότης ἔχει τὴν μεγίστην τιμὴν καὶ εἶναι ἴση πρὸς 1.

Δι' ὡρισμένην διάμετρον τῆς κόρης τοῦ ὀφθαλμοῦ ἡ φωτεινότης εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τοῦ $\frac{D}{M}$ ἤτοι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ προσοφθαλμίου κύκλου. Ἐκτιμῶμεν λοιπὸν εὐκολώτατα τὴν φωτεινότητα ἀστρονομικῆς διόπτρας παρατηροῦντες τὸ ὑπὸ τοῦ προσοφθαλμίου σχηματιζόμενον πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ ἀντικειμενικοῦ, *τὴν κόρην ἐξόδου τῆς διόπτρας*, τὸ ὁποῖον καὶ ἄνευ πετάσματος φαίνεται ὡς φωτεινὸς κύκλος ὅταν ἔχωμεν τὴν διόπτραν ἐστραμμένην πρὸς τὸ φῶς (*).

Ἡ διάμετρος τοῦ κύκλου τούτου δὲν εἶναι ἀνάγκη νὰ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς διαμέτρου τῆς κόρης, διότι ἡ φωτεινότης δὲν ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ μεγαλυτέρα τοῦ 1. Διόπτραι μὲ μεγάλην τιμὴν τοῦ D/M εἶναι ἰδίως χρήσιμοι ὅταν ὁ φωτισμὸς εἶναι ἀσθενής, καὶ ἡ κόρη τοῦ ὀφθαλμοῦ ἔχῃ μεγάλην διάμετρον.

Ἂν π. χ. ἔχωμεν δύο διόπτρας μεγενθύνσεως 6, οἱ ἀντικειμενικοὶ τῶν ὁποίων ἔχουν διάμετρον 30 καὶ 50 mm, καὶ ἡ κόρη τοῦ παρατηροῦντος ὀφθαλμοῦ ἔχῃ διάμετρον 2 mm (ἁπλετον φῶς), ἐπειδὴ εἶναι $30 > 2 \times 6$ καὶ $50 > 2 \times 6$, ἡ φωτεινότης εἰς ἀμφοτέρας εἶναι 1 καὶ ἑπομένως διὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι ἄσκοπος ἡ ἐπὶ πλέον δαπάνη διὰ τὸν ἀντικειμενικὸν τῶν 50 mm. Ἂν ὅμως ἡ διόπτρα χρησιμοποιῆται τὴν νύκτα, ὅτε ἡ κόρη τοῦ ὀφθαλμοῦ ἔχει διάμετρον ἔστω 8 mm, εἶναι

$$30 < 6 \times 8 \qquad 50 > 6 \times 8$$

καὶ ἑπομένως τῆς μὲν πρώτης ἡ φωτεινότης εἶναι

$$\left(\frac{30}{6.8}\right)^2 = 0{,}4,$$

τῆς δὲ δευτέρας ἰσοῦται μὲ 1.

Διὰ τὴν νυκτερινὴν λοιπὸν παρατήρησιν ἡ διόπτρα μὲ τὸν ἀντικειμενικὸν τῶν 50 mm εἶναι $2\ ^1/_2$ φορὰς φωτεινοτέρα τῆς ἄλλης.

Ἕνεκα τῆς διαφορᾶς τῆς φωτεινότητος διὰ σημεῖα καὶ ἐπιφανείας διακρίνομεν διὰ τῆς ἀστρονομικῆς διόπτρας, ὅπως καὶ διὰ τῆς ὁλλανδικῆς, ἀμυδροὺς ἀστέρας, τόσον ἀμυδροτέρους ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ διάμετρος τοῦ ἀντικειμενικοῦ.

Τὸ ἐκ τῆς μεγάλης διαμέτρου τοῦ ἀντικειμενικοῦ κέρδος εἶναι διπλοῦν. Μεγάλη φωτεινότης διὰ φωτεινὰ σημεῖα, ἐπιτρέπουσα τὴν παρατήρησιν ἀμυδρῶν ἀστέρων, καὶ μεγάλη διακριτικὴ ἱκανότης ἐπιτρέπουσα τὸν χωρισμὸν διπλῶν ἢ πολλαπλῶν ἀστέρων, τῶν ὁποίων οἱ συνιστῶντες εὑρίσκονται πολὺ πλησίον ἀλλήλων. Διὰ νὰ χρησιμοποιηθῇ καλῶς ἡ διακριτικὴ ἱκανότης πρέπει κατὰ τὰ ἀνωτέρω νὰ εἶναι ἡ μεγέθυνσις ἀρκετὰ μεγάλη καί, ἐπειδὴ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ προσοφθαλμίου δὲν ἠμπορεῖ νὰ εἶναι μικροτέρα ὁρίου τινός, πρέπει νὰ εἶναι μεγάλη ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμενικοῦ. Δι' ὅλους τούτους τοὺς λόγους τὰ διοπτρικὰ τηλεσκόπια τῶν ἀστεροσκοπείων κατασκευά-

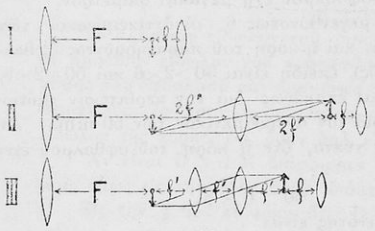
(*) Κατὰ τὴν περιγραφὴν τῶν χαρακτηριστικῶν τῶν διοπτρῶν, π. χ. εἰς τοὺς καταλόγους τῶν ἐργοστασίων, ἡ φωτεινότης ὑποδεικνύεται διὰ τῆς διαμέτρου τοῦ προσοφθαλμίου κύκλου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ζονται ὅσον τὸ δυνατὸν μεγαλύτερα, ὅσον δηλ. ἐπιτρέπουν τὰ διαθέσιμα οἰκονομικὰ μέσα καὶ αἱ διαστάσεις τῶν ἐπιτυγχανομένων ὄγκων ὑάλου διὰ τὴν κατασκευὴν τῶν ἀντικειμενικῶν.

§ 674. *Ἀνόρθωσις τῆς εἰκόνος. Διόπτρα τῶν ἐπιγείων.* Εἰς τὴν ἀστρονομικὴν διόπτραν ἡ εἰκὼν εἶναι ἀνεστραμμένη. Καὶ εἰς μὲν τὰς ἀστρονομικὰς παρατηρήσεις τοῦτο δὲν βλάπτει, ὅταν ὅμως μεταχειριζώμεθα τὴν διόπτραν διὰ παρατήρησιν ἐπιγείων ἀντικειμένων, πρέπει πάντως ἡ εἰκὼν νὰ εἶναι ὀρθία. Τὴν ἀνόρθωσιν αὐτῆς ἐπιτυγχάνομεν παραθέτοντες μεταξὺ ἀντικειμενικοῦ καὶ προσοφθαλμίου *ἀνορθωτικὸν σύστημα.*

Εἰς τὸ σχ. 492 II ἔχομεν ἀνορθωτικὸν σύστημα ἀποτελούμενον ἀπὸ ἕνα μόνον συγκλίνοντα φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως f′. Ὁ φακὸς οὗτος τίθεται εἰς ἀπόστασιν 2f′ ἀπὸ τοῦ πραγματικοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον σχηματίζεται ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικόν, καὶ οὕτω σχηματίζει εἰκόνα αὐτοῦ ἴσην καὶ ἀνεστραμμένην, ἑπομένως ὀρθίαν ὡς πρὸς τὰ παρατηρούμενα ἀντικείμενα καὶ εἰς ἀπόστασιν πάλιν ἴσην πρὸς 2f′. Τὴν εἰκόνα ταύτην παρατηροῦμεν διὰ τοῦ προσοφθαλμίου τιθεμένου εἰς ἀπόστασιν f ἀπ' αὐτῆς. Οὕτω τὸ μῆκος τῆς διόπτρας, προσηρμοσμένης εἰς τὸ ἄπειρον, εἶναι F+4f′+f.



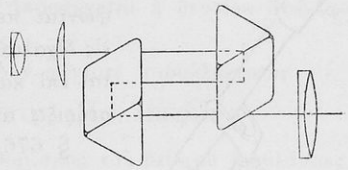
Σχ. 492.

Εἰς τὸ σχ. 492 III ἔχομεν ἀνορθωτικὸν σύστημα ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο συγκλίνοντας φακοὺς ἑστιακῆς ἀποστάσεως f′. Ὁ πρῶτος φακός, εὑρισκόμενος εἰς ἀπόστασιν f′ ἀπὸ τῆς πραγματικῆς εἰκόνος, καθιστᾷ τὰς ἐξ αὐτῆς προερχομένας ἀκτῖνας παραλλήλους, αὗται δὲ διερχόμεναι διὰ τοῦ δευτέρου φακοῦ, εὑρισκομένου εἰς ἀπόστασιν f′ ἀπὸ τοῦ πρώτου (ἡ ἀπόστασις ἠμπορεῖ νὰ εἶναι καὶ διάφορος) σχηματίζουν, καθὼς ἀπὸ τὸ σχῆμα φαίνεται, εἰκόνα ἴσην καὶ ἀνεστραμμένην εἰς ἀπόστασιν f′ ἀπὸ τοῦ δευτέρου φακοῦ. Τὴν ἀνωρθωμένην ταύτην εἰκόνα παρατηροῦμεν διὰ τοῦ προσοφθαλμίου. Τὸ μῆκος τῆς διόπτρας εἶναι F+3f′+f.

Κοινὸν ἐλάττωμα τῶν ἀνορθωτικῶν συστημάτων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦνται ἀπὸ φακούς, εἶναι ὅτι αὐξάνουν σημαντικῶς τὸ μῆκος τῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

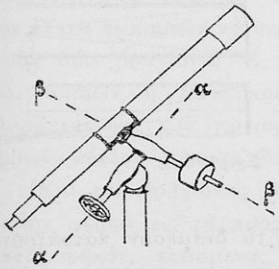
διόπτρας. Διὰ τοῦτο μεταχειριζόμεθα ἀντ' αὐτῶν ἄλλα συστήματα, τῶν ὁποίων τὰ συνηθέστατα εἶναι τὰ *πρίσματα τοῦ Porro* (πρβλ. § 577). Διὰ τῶν πρισμάτων τούτων σημαντικῶς ἐλαττώνεται τὸ μῆκος τῆς διόπτρας καὶ γίνεται ἴσον περίπου πρὸς τὸ τρίτον τοῦ τοῦ F + f (σχ. 493) ἀλλὰ καὶ αἱ ἀπώλειαι τοῦ φωτὸς εἶναι ἀσήμαντοι, διότι, ἐνῶ εἰς τὰ ἐκ φακῶν ἀποτελούμενα ἀνορθωτικὰ συστήματα αἱ ἀκτῖνες διαθλῶνται προσπίπτουσαι πλαγίως ἐπὶ τῶν ἐπιφανειῶν καὶ ἑπομένως ἔχομεν αἰσθητὴν ἀπώλειαν ἐξ ἀνακλάσεως, εἰς τὰ πρίσματα τοῦ Porro αἱ ἀκτῖνες προσπίπτουν καθέτως ἐπὶ τῶν ὑποτεινουσῶν ἐπιφανειῶν καὶ αἱ τέσσαρες ἀνακλάσεις ἐπὶ τῶν καθέτων ἐπιφανειῶν εἶναι ὁλικαί.



Σχ. 493.

Τὸ ὅτι ὁ ἄξων τῆς διόπτρας μετατοπίζεται πλευρικῶς ὡς πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ ὀφθαλμοῦ ὄχι μόνον δὲν βλάπτει ἀλλὰ καὶ εἶναι πολὺ χρήσιμον εἰς τὰς διπλᾶς διόπτρας διὰ διόφθαλμον ὅρασιν διότι διὰ τῆς αὐξήσεως τῆς ἀποστάσεως τῶν δύο ἀξόνων, *τῆς ὀπτικῆς βάσεως*, καθίσταται περισσότερον ἀντιληπτὸν τὸ ἀνάγλυφον τῶν ἀντικειμένων.

§ 675. ***Στήριξις τῆς διόπτρας.*** Ὅταν ἡ διόπτρα χρησιμεύῃ πρὸς ἀστρονομικὰς παρατηρήσεις στηρίζομεν αὐτὴν οὕτως ὥστε νὰ εἶναι στρεπτὴ περὶ δύο ἄξονας καθέτους πρὸς ἀλλήλους. Ἡ διόπτρα (σχ. 494) στερεώνεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος ββ, καθέτου ἐπὶ τὸν ἄξονα αὐτῆς, τὸ δὲ ἕδρανον τοῦ ἄξονος ββ στερεώνεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος αα, οὕτως ὥστε οἱ δύο ἄξονες αα καὶ ββ νὰ εἶναι κάθετοι πρὸς ἀλλήλους. Ὁ ἄξων αα ἔχει τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος τῆς γῆς. Οὕτω ὁ ἄξων τῆς διόπτρας κατὰ μὲν τὴν στροφὴν περὶ τὸν ἄξονα ββ διαγράφει ἐπὶ τῆς οὐρανίας σφαίρας μεσημβρινοὺς κύκλους, κατὰ δὲ τὴν στροφὴν περὶ τὸν αα διαγράφει παραλλήλους. Τὰ μεγάλα ἀστρονομικὰ διοπτρικὰ τηλεσκόπια στρέφονται περὶ τὸν ἄξονα αα

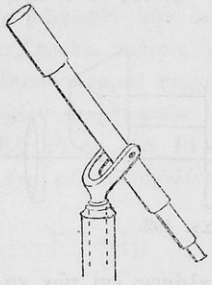


Σχ. 494.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διὰ μηχανισμοῦ ἐντὸς 24 ἀστρικῶν ὡρῶν, οὕτως ὥστε ὁ παρατηρούμενος ἀπλανὴς μένει διαρκῶς ἐντὸς τοῦ πεδίου τῆς διόπτρας.

Ἡ στήριξις αὕτη, ἐπειδὴ ὁ ἄξων τῆς διόπτρας δὲν διέρχεται διὰ τῆς τομῆς τῶν ἀξόνων αα καὶ ββ, λέγεται *παραλλακτική*.

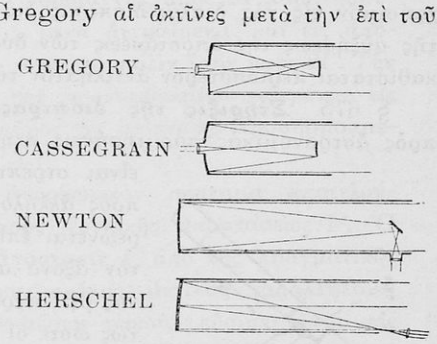

Σχ. 495.

Αἱ διὰ παρατηρήσεις ἐπιγείων χρησιμεύουσαι διόπτραι στηρίζονται οὕτως ὥστε νὰ στρέφωνται περὶ ἄξονα ὁριζόντιον στηριζόμενον εἰς δίχαλον (σχ. 495), τὸ ὁποῖον πάλιν στηρίζεται ἐπὶ κατακορύφου στρεπτοῦ στελέχους. Ἡ στήριξις αὕτη ὀνομάζεται *ἀζιμουθιακή*.

§ 676. ***Κατοπτρικὰ τηλεσκόπια***. Τὰ κατοπτρικὰ τηλεσκόπια ἢ κυρίως τηλεσκόπια διαφέρουν τῶν διοπτρικῶν κατὰ τοῦτο, ὅτι τὸ ἀντικειμενικὸν αὐτῶν σύστημα ἀποτελεῖται ἀπὸ κοῖλον σφαιρικὸν ἢ παραβολικὸν κάτοπτρον.

Εἰς τὴν εἰκόνα 496 παρίστανται σχηματικῶς οἱ κυριώτεροι τύποι τοῦ τηλεσκοπίου.

Εἰς τὸ τηλεσκόπιον τοῦ Gregory αἱ ἀκτῖνες μετὰ τὴν ἐπὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ κατόπτρου ἀνάκλασιν προσπίπτουν ἐπὶ μικροῦ κοίλου κατόπτρου καὶ μετὰ τὴν δευτέραν ταύτην ἀνάκλασιν σχηματίζουν τὴν πραγματικὴν εἰκόνα τῶν ἀντικειμένων πλησίον τοῦ ἀντικειμενικοῦ κατόπτρου. Τὴν εἰκόνα ταύτην παρατηροῦμεν διὰ τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ διὰ μέσου ὀπῆς εὑρισκομένης εἰς τὸ μέσον τοῦ κατόπτρου.



Σχ. 496.

Εἰς τὸ τηλεσκόπιον τοῦ Cassegrain τὸ διάμεσον κάτοπτρον ἀντὶ κοίλου εἶναι κυρτόν.

Εἰς τὸ τηλεσκόπιον τοῦ Νεύτωνος αἱ ἐκ τοῦ ἀντικειμενικοῦ προερχόμεναι ἀκτῖνες ἀνακλῶνται ἐπὶ μικροῦ ἐπιπέδου κατόπτρου ἢ πρίσματος ὁλικῆς ἀνακλάσεως ὑπὸ γωνίαν 45°. Τὴν πραγματικὴν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἰκόνα παρατηροῦμεν διὰ τοῦ προσοφθαλμίου, τοῦ ὁποίου ὁ ἄξων εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸν ἄξονα τοῦ τηλεσκοπίου.

Εἰς τὸ τηλεσκόπιον τοῦ Herschel ὁ ἄξων τοῦ κατόπτρου σχηματίζει γωνίαν μὲ τὸν ἄξονα τοῦ σωλῆνος οὕτως ὥστε ἡ πραγματικὴ εἰκὼν σχηματίζεται πλησίον τῆς περιμέτρου τοῦ ἄκρου τοῦ σωλῆνος. Διὰ τῆς διατάξεως ταύτης ἀποφεύγεται ἡ δευτέρα ἀνάκλασις καὶ ἡ ἐκ ταύτης ἀπώλεια φωτός.

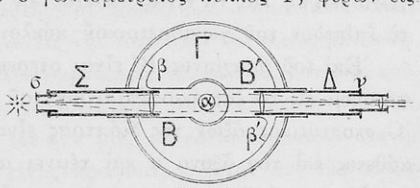
Τὰ τηλεσκόπια στηρίζονται σχεδὸν πάντοτε παραλλακτικῶς.

ΜΕΤΡΗΣΙΣ ΤΟΥ ΔΕΙΚΤΟΥ ΔΙΑΘΛΑΣΕΩΣ

§ 677. Ὁ πειραματικὸς προσδιορισμὸς τοῦ δείκτου διαθλάσεως γίνεται κατὰ ποικιλωτάτας μεθόδους καὶ μὲ τὴν βοήθειαν εἴτε *γωνιομέτρων* γενικῆς χρήσεως, εἴτε εἰδικῶν ὀργάνων, τὰ ὁποῖα ὀνομάζονται *διαθλασίμετρα*. Ἀλλὰ καὶ τὸ μικροσκόπιον ἠμπορεῖ ὑπὸ ὡρισμένους ὅρους νὰ χρησιμεύσῃ εἰς τὴν εὕρεσιν τοῦ δείκτου διαθλάσεως στερεῶν οὐσιῶν.

§ 678. ***Γωνιόμετρον.*** Τὰ εἰς ὀπτικὰς μετρήσεις χρησιμοποιούμενα γωνιόμετρα ἀποτελοῦνται ἀπὸ τὰ ἑξῆς κύρια μέρη:

Ἐπὶ στερεᾶς βάσεως στηρίζεται ἄξων α (σχ. 497), περὶ τὸν ὁποῖον δύναται νὰ στρέφεται ὁ γωνιομετρικὸς κύκλος Γ, φέρων εἰς τὴν περιφέρειάν του διαιρέσεις εἰς μοίρας ἢ καὶ κλάσματα τῆς μοίρας. Περὶ τὸν αὐτὸν ἄξονα ἠμποροῦν νὰ στραφοῦν δύο βραχίονες Β, Β′, τῶν ὁποίων ἡ θέσις προσδιορίζεται ἐπὶ τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου μὲ τὴν βοήθειαν τῶν βερνιέρων β, β′.



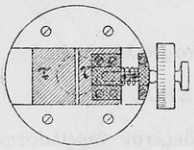
Σχ. 497.

Ἐπὶ τοῦ βραχίονος Β στηρίζεται ὁ *συλλέκτης* ἢ *κατευθυντὴρ* Σ, σωλὴν φέρων εἰς τὸ πρὸς τὸν ἄξονα α ἐστραμμένον μέρος συγκλίνοντα φακόν, κλειόμενος δὲ κατὰ τὸ ἄλλο ἄκρον διὰ φωτοστεγοῦς πώματος, τὸ ὁποῖον μόνον κατὰ τὸ μέσον ἀφίνει ἐλευθέραν λεπτὴν σχισμὴν σ παράλληλον πρὸς τὸν ἄξονα α καὶ εὑρισκομένην εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ φακοῦ.

Ἡ κατασκευὴ τοῦ πώματος, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν τεχνικὴν τῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὀπτικῶν μετρήσεων καλεῖται *σχισμή*, φαίνεται ἀπὸ τὴν σχηματικὴν εἰκόνα 498. Ἡ κυρίως σχισμὴ εἶναι ἄνοιγμα μεταξὺ δύο μεταλλικῶν ἐλασμάτων τ, τ, τῶν ὁποίων τὰ πρὸς ἄλληλα ἐστραμμένα μέρη ἀποτελοῦν παραλλήλους ὀξείας ἀκμάς. Τὸ ἓν τῶν ἐλασμάτων δύναται νὰ μετακινηθῇ διὰ μικρομετρικοῦ κοχλίου οὕτως ὥστε τὸ πλάτος τῆς σχισμῆς μεταβάλλεται κατὰ βούλησιν καὶ σὺγχρόνως μετρεῖται.


Σχ. 498.

Ἄξονα τοῦ συλλέκτου ὀνομάζομεν τὴν εὐθεῖαν, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ κέντρου τῆς σχισμῆς καὶ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου τοῦ φακοῦ. Σημειωτέον ὅτι, ὅταν ἡ σχισμὴ ἔχει τὴν μορφὴν τοῦ σχ. 498, εἶναι δηλ. *ἀσύμμετρος*, μεταβαλλομένου τοῦ *πλάτους* αὐτῆς μεταβάλλεται καὶ ἡ θέσις τοῦ κέντρου καὶ ἑπομένως καὶ τοῦ ἄξονος τοῦ συλλέκτου. Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο δὲν ἔχουν αἱ *συμμετρικαὶ* σχισμαί, εἰς τὰς ὁποίας ἀμφότερα τὰ ἐλάσματα τ, τ μετακινοῦνται συμμετρικῶς καὶ ἑπομένως ἡ θέσις τοῦ κέντρου καὶ τοῦ ἄξονος μένει ἀμετάβλητος δι' οἱονδήποτε πλάτος τῆς σχισμῆς.

Ὁ συλλέκτης εἶναι στερεωμένος ἐπὶ τοῦ βραχίονος Β οὕτως ὥστε ὁ ὀπτικὸς αὐτοῦ ἄξων νὰ διέρχεται διὰ τοῦ ἄξονος α τοῦ γωνιομέτρου καὶ νὰ εἶναι κάθετος ἐπ' αὐτόν, παράλληλος δηλ. πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου.

Ἐπὶ τοῦ βραχίονος Β′ εἶναι στερεωμένη ἀστρονομικὴ διόπτρα Δ φέρουσα εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμενικοῦ σταυρόνημα ν. Ὁ σκοπευτικὸς ἄξων τῆς διόπτρας εἶναι, ὅπως καὶ ὁ τοῦ συλλέκτου, κάθετος ἐπὶ τὸν ἄξονα α καὶ τέμνει αὐτόν.

Ἂν φωτίσωμεν τὴν σχισμὴν σ, αἱ ἐκ τῶν σημείων αὐτῆς προερχόμεναι δέσμαι καθίστανται ὑπὸ τοῦ φακοῦ παράλληλοι καὶ ἂν δεχθῶμεν αὐτὰς εἰς τὴν διόπτραν, προσηρμοσμένην εἰς τὸ ἄπειρον, θὰ ἴδωμεν ἐντὸς τοῦ πεδίου αὐτῆς εὐκρινῶς τὴν σχισμήν. Ὅταν τὸ κέντρον τῆς σχισμῆς εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς τομῆς τῶν νημάτων τοῦ σταυρονήματος, οἱ ἄξονες τῆς διόπτρας καὶ τοῦ συλλέκτου συμπίπτουν καὶ αἱ ἀναγνώσεις τῶν δύο βερνιέρων πρέπει νὰ διαφέρουν κατὰ 180^0.

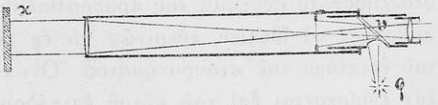
Ἐπὶ τοῦ ἄξονος α τοῦ γωνιομέτρου στηρίζεται κυκλικὴ τράπεζα κάθετος ἐπ' αὐτὸν καὶ δυναμένη νὰ περιστραφῇ. Τὴν στροφὴν τῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τραπέζης μετροῦμεν ἐπὶ τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου μὲ τὴν βοήθειαν ἰδίου βραχίονος φέροντος βερνιέρον.

§ 678. ***Ρύθμισις διόπτρας καὶ συλλέκτου.*** Ὁ συλλέκτης καὶ ἡ διόπτρα ἀποτελοῦν οὐσιώδες μέρος πλείστων ὀπτικῶν ὀργάνων καὶ διὰ τοῦτο θὰ περιγράψωμεν κάπως λεπτομερέστερον τὴν ρύθμισιν αὐτῶν.

Ἡ ἀκριβὴς ρύθμισις τῆς διόπτρας εἰς ἄπειρον γίνεται μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ *προσοφθαλμίου τοῦ Gauss* (σχ. 499). Ὁ προσοφθάλμιος δηλ. φέρει πλευρικὴν ὀπὴν καὶ ἀπέναντι τῆς ὀπῆς λεπτὴν ὑαλίνην πλάκα υ μὲ παραλλήλους ἕδρας σχηματίζουσαν γωνίαν 45° μὲ τὸν ἄξονα. Τὸ φῶς τῆς φωτεινῆς πηγῆς φ, ἡ ὁποία πρέπει νὰ ἔχῃ ἀρκετὴν ἔκτασιν, ἀνακλώμενον ἐπὶ τῆς πλακὸς υ φωτίζει τὸ σταυρόνημα. Οὕτω τὰ σημεῖα τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σταυρονήματος ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς ἑστίαι διασταυρώσεως φωτεινῶν ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι, ἂν τὸ σταυρόνημα εὑρίσκεται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμενικοῦ, ἐξέρχονται τῆς διόπτρας ὡς παράλληλοι.



Σχ. 499.

Ἂν τώρα ἀπέναντι τῆς διόπτρας ὑπάρχῃ ἐπίπεδον κάτοπτρον κ, κάθετον ἐπὶ τὸν ἄξονα αὐτῆς, αἱ παράλληλοι δέσμαι ἀνακλώμεναι ἐπ' αὐτοῦ θὰ εἰσέλθουν πάλιν εἰς τὴν διόπτραν καὶ θὰ σχηματισθῇ εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμενικοῦ, εἰς τὸ ἐπίπεδον δηλ. τοῦ σταυρονήματος, πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ σταυρονήματος, τὸ ὁποῖον διὰ τοῦ προσοφθαλμίου θὰ ἴδωμεν μαζὶ μὲ τὸ πραγματικὸν σταυρόνημα.

Ἂν τὸ κάτοπτρον εἶναι πράγματι κάθετον ἐπὶ τὸν σκοπευτικὸν ἄξονα τῆς διόπτρας, τὸ σταυρόνημα καὶ τὸ εἴδωλον αὐτοῦ συμπίπτουν τελείως (*).

Ἡ σύμπτωσις λοιπὸν τοῦ σταυρονήματος καὶ τοῦ εἰδώλου αὐτοῦ μᾶς δεικνύει ὅτι ἡ διόπτρα εἶναι ρυθμισμένη εἰς ἄπειρον (**) καὶ ὅτι ὁ ἄξων αὐτῆς εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον.

(*) Ἐφ' ὅσον τὸ σταυρόνημα ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο μόνα νήματα.

(**) Ὅταν διὰ τῆς διόπτρας παρατηροῦμεν ἀντικείμενα πλησίον εὑρισκόμενα, ὅπως π. χ. το εἴδωλον τοῦ σταυρονήματος κατὰ τὴν περιγραφομένην ρύθμισιν, ὁ ὀφθαλμὸς προσαρμόζεται εἰς την ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως, ὅπως κατὰ τὴν παρατήρησιν διὰ τοῦ μικροσκοπίου. Ἡ ρύθμισις τῆς διόπτρας εἰς ἄπειρον συνίσταται μόνον εἰς τὸ νὰ φέρωμεν τὸ σταυρόνημα εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμενικοῦ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Πρὸς ρύθμισιν τῆς διόπτρας τοῦ γωνιομέτρου, ἡ ὁποία ἔχει προσοφθάλμιον τοῦ Gauss, θέτομεν ἐπὶ τῆς κεντρικῆς τραπέζης πλάκα ὑαλίνην μὲ παραλλήλους ἕδρας προσηρμοσμένην ἐπὶ μεταλλίνης βάσεως, ἡ ὁποία στηρίζεται ἐπὶ τριῶν κοχλιῶν, καὶ προσανατολίζομεν αὐτὴν οὕτως ὥστε νὰ εἶναι περίπου κάθετος ἐπὶ τὸν ἄξονα τῆς διόπτρας. Φωτίζομεν διὰ τῆς πλευρικῆς ὀπῆς τὸ σταυρόνημα μὲ φλόγα φ ἔχουσαν ἀρκετὴν ἔκτασιν μετακινοῦμεν τὸν προσοφθάλμιον μέχρις ὅτου ἴδωμεν εὐκρινῶς τὸ σταυρόνημα καὶ μετακινοῦντες τώρα ὁλόκληρον τὸ σύστημα τοῦ προσοφθαλμίου μὲ τὸ σταυρόνημα προσπαθοῦμεν νὰ ἴδωμεν εὐκρινῶς τὸ ἐκ τῆς ἀνακλάσεως εἴδωλον ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σταυρονήματος. Ὅτι τὸ σταυρόνημα καὶ τὸ εἴδωλον εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου ἀναγνωρίζομεν κινοῦντες τὸν ὀφθαλμὸν δεξιὰ καὶ ἀριστερά, ὅτε δὲν πρέπει νὰ μεταβάλλεται ἡ πρὸς ἄλληλα αὐτῶν θέσις, δὲν πρέπει δηλ. νὰ ὑπάρχῃ παράλλαξις.

Μεταβάλλομεν τώρα διὰ τῶν πρὸς τοῦτο κοχλιῶν τὴν κλίσιν τῆς πλακὸς καὶ τῆς διόπτρας μέχρις ὅτου τὸ σταυρόνημα καὶ τὸ εἴδωλον αὐτοῦ *συμπέσουν*. Μετὰ ταῦτα στρέφομεν τὴν τράπεζαν κατὰ 180^0 μοίρας. Ἂν ἡ σύμπτωσις σταυρονήματος καὶ εἰδώλου ἐξακολουθῇ, ἡ ρύθμισις ἔχει συντελεσθῇ ἄλλως ἐξακολουθοῦμεν μεταβάλλοντες τὴν κλίσιν πλακὸς καὶ διόπτρας μέχρις ὅτου κατορθωθῇ νὰ μὴ ἄρεται ἡ σύμπτωσις τοῦ σταυρονήματος καὶ τοῦ εἰδώλου του διὰ τῆς στροφῆς τῆς τραπέζης κατὰ 180^0.

Τώρα ἡ διόπτρα εἶναι ρυθμισμένη εἰς ἄπειρον, ὁ ἄξων αὐτῆς κάθετος ἐπὶ τὸν ἄξονα τοῦ γωνιομέτρου καὶ αἱ ἕδραι τῆς ὑαλίνης πλακὸς κάθετοι ἐπὶ τὸν ἄξονα τῆς διόπτρας καὶ παράλληλοι πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ γωνιομέτρου. Διὰ νὰ καταστήσωμεν οἱονδήποτε ἄλλο ἐπίπεδον κάθετον ἐπὶ τὸν ἄξονα τῆς διόπτρας ἀρκεῖ νὰ προσανατολίσωμεν αὐτὸ οὕτως, ὥστε νὰ συμπίπτῃ τὸ σταυρόνημα μὲ τὸ ἐξ ἀνακλάσεως εἴδωλον αὐτοῦ.

Ἡ ρύθμισις τοῦ συλλέκτου δὲν παρουσιάζει καμμίαν πλέον δυσκολίαν. Φωτίζομεν τὴν σχισμὴν καὶ μετακινοῦμεν αὐτὴν μέχρις ὅτου διὰ τῆς διόπτρας τὴν ἴδωμεν εὐκρινῆ. Φέρομεν ἔπειτα τὸν βραχίονα Β εἰς τοιαύτην θέσιν, ὥστε αἱ ἀναγνώσεις τῶν βερνιέρων β καὶ β′ νὰ διαφέρουν κατὰ 180^0 καὶ μεταβάλλομεν τὴν κλίσιν τοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

συλλέκτου μέχρις ὅτου τὸ κέντρον τῆς σχισμῆς πέσῃ ἐπὶ τῆς τομῆς τῶν νημάτων τοῦ σταυρονήματος.

Ἁπλούστερον, ἀλλὰ μὲ ὀλιγωτέραν ἀκρίβειαν, ρυθμίζομεν τὴν διόπτραν εἰς ἄπειρον παρατηροῦντες δι' αὐτῆς ἀντικείμενα εὑρισκόμενα πολὺ μακράν.

§ 679. ***Μέτρησις τοῦ δ. δ. διὰ τοῦ γωνιομέτρου.*** Εἰς τὴν § 571 εἴδομεν ὅτι διὰ τῆς μετρήσεως τῆς θλαστικῆς γωνίας A πρίσματος καὶ τῆς γωνίας ἐλαχίστης ἐκτροπῆς ε εὑρίσκομεν τὸν δείκτην διαθλάσεως ν κατὰ τὸν τύπον

$$\nu = \frac{\eta\mu\left(\frac{A+\varepsilon}{2}\right)}{\eta\mu\left(\frac{A}{2}\right)}$$

Τὴν θλαστικὴν γωνίαν πρίσματος μετροῦμεν ὡς ἑξῆς. Ἀφοῦ στηρίξωμεν καταλλήλως τὸ πρίσμα ἐπὶ τῆς τραπέζης τοῦ γωνιομέτρου καθιστῶμεν τὰς δύο ἕδρας αὐτοῦ AB καὶ AΓ (σχ. 500) καθέτους ἐπὶ τὸν ἄξονα τῆς διόπτρας. Ἔστω τώρα ὅτι ἡ ἕδρα AΓ ἔχει ὡρισμένον προσανατολισμόν. Διὰ νὰ λάβῃ τὴν αὐτὴν κατέθυνσιν ἡ ἕδρα AB πρέπει τὸ πρίσμα νὰ λάβῃ τὴν θέσιν A B′ Γ′, νὰ στραφῇ δηλ. περὶ τὴν ἀκμὴν A κατὰ τὴν γωνίαν BAB′, ἡ ὁποία εἶναι παραπληρωματικὴ τῆς BAΓ (*).

Σχ. 500.

Μετροῦντες λοιπὸν τὴν γωνίαν κατὰ τὴν ὁποίαν ἐστράφη ἡ τράπεζα τοῦ γωνιομέτρου εὑρίσκομεν, ἀφαιροῦντες αὐτὴν ἀπὸ 180^0, τὴν ζητουμένην γωνίαν BAΓ. Τὸν προσανατολισμὸν τῆς ἕδρας ὁρίζομεν εἴτε λαμβάνοντες αὐτὴν κάθετον ἐπὶ τὸν ἄξονα τῆς διόπτρας (ἐξέλεγξις κατὰ τὴν μέθοδον τοῦ Gauss) εἴτε παρατηροῦντες μὲ ἀκλονήτως στερεωμένην τὴν διόπτραν ἐξ ἀνακλάσεως τὴν εἰκόνα τῆς σχισμῆς τοῦ ἐπίσης ἀκλονήτως στερεωμένου συλλέκτου. Ἡ ἕδρα εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν διχοτόμον τῆς γωνίας τῶν ἀξόνων τῆς διόπτρας καὶ τοῦ συλλέκτου.

Τὴν γωνίαν ἐλαχίστης ἐκτροπῆς μετροῦμεν ὡς ἑξῆς. Στερεώ-

(*) Ἐπειδὴ ἐνταῦθα πρόκειται μόνον περὶ *διευθύνσεων*, εἶναι ἐντελῶς ἀδιάφορον ἂν ἡ στροφὴ γίνῃ περὶ αὐτὴν τὴν ἀκμὴν A ἢ περὶ τὸν παράλληλον πρὸς αὐτὴν ἄξονα τοῦ γωνιομέτρου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νομεν τὸν συλλέκτην καὶ σκοπεύομεν διὰ τῆς διόπτρας τὴν σχισμὴν καὶ σημειώνομεν τὴν θέσιν τοῦ βενιέρου β΄. Παρενθέτομεν ἔπειτα τὸ πρίσμα καὶ παρατηροῦμεν πάλιν τὸ ἐκ διαθλάσεως εἴδωλον τῆς σχισμῆς, στρέφοντες δὲ τὸ πρίσμα εὑρίσκομεν τὴν θέσιν τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς καὶ φέρομεν τὴν εἰκόνα τῆς σχισμῆς ἐπὶ τοῦ σταυρονήματος. Ἀναγινώσκομεν τὴν νέαν θέσιν τοῦ βερνιέρου. Ἡ διαφορὰ τῶν δύο ἀναγνώσεων θὰ μᾶς δώσῃ τὴν γωνίαν ἐλαχίστης ἐκτροπῆς.

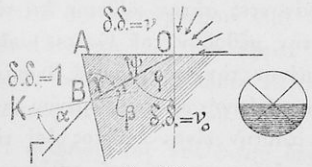
Καθὼς καὶ εἰς τὴν § 571 ἐξετέθη, ἂν μὲν ἡ οὐσία εἶναι στερεὰ πρέπει νὰ κατασκευασθῇ ἐξ αὐτῆς πρίσμα μὲ ὀπτικῶς ἐπιπέδους ἕδρας, ἂν δὲ εἶναι ὑγρὰ ἢ ἀερία πρέπει νὰ τεθῇ ἐντὸς κοίλου πρίσματος, δοχείου δηλ. μὲ δύο παράθυρα κλειόμενα διὰ ὑαλίνων πλακῶν μὲ παραλλήλους ἕδρας. Ἡ γωνία τῶν δύο πλακῶν εἶναι ἡ θλαστικὴ γωνία τοῦ πρίσματος.

§ 680. ***Μέτρησις τοῦ δ. δ. λεπτῶν πλακιδίων διὰ τοῦ μικροσκοπίου.*** Ὁ δείκτης διαθλάσεως λεπτῶν πλακιδίων μὲ παραλλήλους ἐπιπέδους ἕδρας ἠμπορεῖ νὰ εὑρεθῇ κατὰ τὸν ἑξῆς τρόπον. Μετροῦμεν τὸ πάχος τοῦ πλακιδίου διὰ τοῦ μικρομέτρου τοῦ Palmer καὶ ἔστω τοῦτο B. Ἐπὶ ἀμφοτέρων τῶν ἐπιφανειῶν τοῦ πλακιδίου σχηματίζομεν λεπτὰ ἀλλ' εὐκρινῶς ὁρατὰ σημεῖα, π. χ. λεπτὰς γραμμὰς διὰ μελάνης, καὶ διὰ τοῦ μικροσκοπίου παρατηροῦμεν πρῶτον τὰ σημεῖα τῆς κάτω ἐπιφανείας καὶ ἔπειτα τὰ τῆς ἄνω καὶ ἔστω B′ ἡ διὰ τοῦ μικρομετρικοῦ κοχλίου τοῦ μικροσκοπίου μετρουμένη ἀνύψωσις αὐτοῦ διὰ τὴν μετάβασιν ἀπὸ τῆς πρώτης παρατηρήσεως εἰς τὴν δευτέραν. Τὸ B′ εἶναι τὸ φαινόμενον πάχος τοῦ πλακιδίου, ἡ φαινομένη δηλ. ἀπόστασις τῶν σημείων τῆς κάτω ἐπιφανείας ἀπὸ τῆς ἄνω.

Συμφώνως πρὸς τὰ ἐκτεθέντα εἰς τὴν § 562 εἶναι

$$\nu = \frac{B}{B'}.$$

§ 681. ***Εὕρεσις τοῦ δ. δ.*** διὰ ***τῆς μετρήσεως τῆς ὁρικῆς γωνίας.*** Ἔστω πρίσμα τοῦ ὁποίου κυρία τομὴ εἶναι ἡ OAB (σχ. 501), θλαστικὴ γωνία ἡ A καὶ ὁ δείκτης διαθλάσεως ν_0. Ἂν ἡ ἐπιφάνεια AO φωτίζεται μὲ διάχυτον φῶς καὶ ὁ δ. δ. τοῦ πέραν αὐτῆς μέσου εἶναι ν, μικρότερος τοῦ ν_0, αἱ ἐκ τοῦ σημείου



Σχ. 501.

O εἰσερχόμεναι εἰς τὸ πρίσμα ἀκτῖνες περιέχονται ὅλαι ἐντὸς κώνου, τοῦ ὁποίου ἡ ἄκρα ἀκτὶς OB σχηματίζει μὲ τὴν κάθετον τὴν ὁρικὴν γωνίαν φ, τοιαύτην ὥστε νὰ εἶναι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

$$\eta\mu\varphi = \frac{\nu}{\nu_0}.$$

Ἡ ἀκτὶς ΟΒ διαθλωμένη εἰς τὴν ἕδραν ΑΒ ἐξέρχεται εἰς τὸν ἀέρα (δ. δ.=1) κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΒΓ. Ἡ ΒΓ εἶναι ἡ ὁρικὴ διεύθυνσις *ἀναδύσεως* τοῦ φωτός, δὲν ὑπάρχει δηλ. ἀναδυομένη ἀκτίς, ἡ ὁποία νὰ σχηματίζῃ μὲ τὴν κάθετον τῆς ἐπιφανείας ΑΒ γωνίαν μικροτέραν τῆς ΓΒΚ. Ἂν λοιπὸν διὰ διόπτρας *ρυθμισμένης εἰς ἄπειρον* σκοπεύσωμεν κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΓΒ, θὰ ἴδωμεν τὸ πεδίον σαφῶς χωρισμένον εἰς φωτεινὸν καὶ σκοτεινὸν μέρος καὶ ἂν φέρωμεν τὴν γραμμὴν τὴν χωρίζουσαν τὸ φωτεινὸν ἀπὸ τοῦ σκοτεινοῦ πεδίου ἐπὶ τῆς διασταυρώσεως τῶν νημάτων τοῦ σταυρονήματος (πρβλ. τὸ σχ. 501), ὁ ἄξων τῆς διόπτρας θὰ ἔχῃ ἀκριβῶς τὴν διεύθυνσιν ΓΒ. Οὕτω ἐκ τῆς γνωστῆς θέσεως τῆς διόπτρας κατὰ τὴν σκόπευσιν ΚΒ, τὴν ὁποίαν π. χ. εὑρίσκομεν διὰ τῆς μεθόδου τοῦ Gauss, καὶ τῆς κατὰ τὴν σκόπευσιν ΓΒ εὑρίσκομεν τὴν ὁρικὴν γωνίαν ἀναδύσεως ΓΒΚ=α, ἐκ τῆς ὁποίας εὐκόλως εὑρίσκομεν τὸν δείκτην διαθλάσεως ν.

Εἶναι δηλ.

$$\begin{aligned}
&\eta\mu\ \alpha : \eta\mu\ \beta = \nu_0\\
&\chi = 90^0 - \beta\\
&\psi = 180^0 - A - \chi = 90^0 - A + \beta\\
&\varphi = 90^0 - \psi = A - \beta\\
&\nu = \nu_0\ \eta\mu\ \varphi = \nu_0\ \eta\mu\ (A - B).
\end{aligned}$$

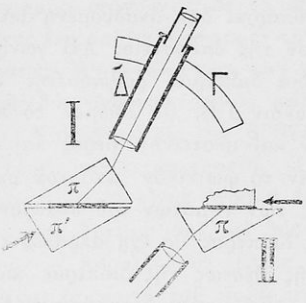
Εἰς τὴν τελευταίαν ταύτην ἐξίσωσιν τὸ ν_0 εἶναι ὁ γνωστὸς δ. δ. τοῦ πρίσματος, Α ἡ ἐπίσης γνωστὴ θλαστικὴ αὐτοῦ γωνία, τὸ δὲ β εἶναι γνωστὸν ἐκ τῆς πρώτης τῶν ἀνωτέρω ἐξισώσεων.

§ 682. ***Διαθλασίμετρον τοῦ Abbe.*** Ἐπὶ τῆς εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον ἐκτεθείσης ἀρχῆς στηρίζεται ἡ κατασκευὴ πολλῶν διαθλασιμέτρων δι' ὑγρὰ καὶ στερεά, ἐκ τῶν ὁποίων θὰ περιγράψωμεν ἓν τῶν εὐχρηστοτάτων, τὸ *διαθλασίμετρον τοῦ Abbe.*

Δύο πρίσματα π, π′ (σχ. 502) ἀπὸ ὕαλον μὲ μέγαν δείκτην διαθλάσεως ἀφίνουν μεταξύ των στενὸν διάκενον εἰς τὸ ὁποῖον θέτομεν σταγόνα τοῦ ἐξεταζομένου ὑγροῦ. Διάχυτον φῶς προσπίπτον ἐπὶ τῆς διὰ τοῦ βέλους ὑποδεικνυομένης ἕδρας τοῦ πρίσματος π′ διέρ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

χεται διὰ τοῦ ὑγροῦ, εἰσέρχεται εἰς τὸ πρίσμα π, τοῦ ὁποίου ὁ δ. δ. πάντως πρέπει νὰ εἶναι μεγαλύτερος τοῦ τοῦ ὑγροῦ διὰ νὰ ἀποκλείεται ἡ ὁλικὴ ἀνάκλασις, καὶ ἐξερχόμενον τοῦ πρίσματος εἰσέρχεται εἰς τὴν διόπτραν Δ, διὰ τῆς ὁποίας σκοπεύομεν τὴν γραμμὴν τὴν χωρίζουσαν τὰ φωτεινὸν ἀπὸ τὸ σκοτεινὸν μέρος τοῦ πεδίου. Τὴν κλίσιν τῆς διόπτρας πρὸς τὴν ἕδραν τοῦ πρίσματος μετροῦμεν ἐπὶ τοῦ γωνιομετρικοῦ τόξου Γ, τὸ ὁποῖον εἶναι ἀκλονήτως συνδεδεμένον μὲ τὸ πρίσμα π. Πρὸς ἀποφυγὴν ἀριθμητικῶν πράξεων δὲν ἀναγράφονται μοῖραι ἐπὶ τοῦ τόξου Γ ἀλλ' ἀπ' εὐθείας αἱ εἰς ἑκάστην θέσιν τῆς διόπτρας ἀντιστοιχοῦσαι τιμαὶ τοῦ δείκτου διαθλάσεως.



Σχ. 502.

Οὕτω τὸ διαθλασίμετρον τοῦ Abbe εἶναι ὄργανον *ἀμέσου ἀναγνώσεως* καὶ ἡ μέτρησις τοῦ δείκτου διαθλάσεως ὑγρᾶς οὐσίας, τῆς ὁποίας ἀρκοῦν ὀλίγαι σταγόνες, γίνεται ἀκόπως καὶ ἐντὸς ἐλαχίστου χρόνου μὲ ἀκρίβειαν τεσσάρων δεκαδικῶν ψηφίων διὰ μιᾶς σκοπεύσεως καὶ μιᾶς ἀναγνώσεως.

Ἂν θέλωμεν νὰ εὕρωμεν τὸν δ. δ. στερεοῦ, πρέπει εἰς τὸ ἐξεταζόμενον τεμάχιον νὰ ὑπάρχουν δύο λεῖαι ἕδραι, περίπου κάθετοι ἐπ' ἀλλήλας ἐκ τῶν ὁποίων ἡ μία νὰ εἶναι ὀπτικῶς ἐπίπεδος. Ἀπομακρύνομεν τὸ πρίσμα π', ἀναστρέφομεν τὸ ὄργανον οὕτως ὥστε ἡ ὑποτείνουσα ἕδρα τοῦ πρίσματος π νὰ εἶναι πρὸς τὰ ἄνω καὶ περίπου ὁριζοντία (σχ. 502 II) καὶ θέτομεν ἐπ' αὐτῆς τὸ ἐξεταζόμενον στερεὸν μὲ τὴν ὀπτικῶς ἐπίπεδον ἕδραν πρὸς τὰ κάτω παρενθέτοντες σταγόνα ὑγροῦ μὲ μεγαλύτερον δείκτην διαθλάσεως. Φωτίζομεν διὰ διαχύτου φωτὸς ἐκ τῆς διὰ τοῦ βέλους ὑποδεικνυομένης ἕδρας καὶ ἐκτελοῦμεν τὴν σκόπευσιν καὶ ἀνάγνωσιν ὅπως καὶ κατὰ τὴν μέτρησιν τοῦ δ. δ. τῶν ὑγρῶν. Τὸ μεταξὺ τοῦ στερεοῦ καὶ τοῦ πρίσματος σχηματιζόμενον λεπτὸν στρῶμα ὑγροῦ μὲ παραλλήλους ἐπιπέδους ἕδρας δὲν ἔχει σημασίαν διὰ τὴν μέτρησιν χρησιμεύει δὲ μόνον εἰς τὸ νὰ ἀποκαθιστᾷ ὀπτικὴν ἐπαφὴν μεταξὺ τοῦ στερεοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

καὶ τοῦ πρίσματος. Ὁ μέγας δείκτης διαθλάσεως τοῦ διαμέσου ὑγροῦ χρησιμεύει πρὸς ἀποφυγὴν τῆς ὁλικῆς ἀνακλάσεως.

§ 683. ***Γενικὴ παρατήρησις.*** Ὁ δείκτης διαθλάσεως, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὰς §§ 579 κ. ἑ. ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ χρῶμα τοῦ φωτός. Διὰ τοῦτο ἡ μέτρησις αὐτοῦ πρέπει νὰ γίνεται μὲ μονόχρουν φῶς, ὅπως π. χ. τὸ φῶς D τοῦ νατρίου. Εἰς τὴν § 690 θὰ γνωρίσωμεν ὄργανα διὰ τῶν ὁποίων ἀπομονώνομεν μονόχροα συστατικὰ ἐκ τοῦ συνθέτου φωτός (*).

ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑ

§ 684. ***Θέμα τῆς φασματοσκοπίας*** εἶναι ἡ ἀνάλυσις τοῦ φωτὸς καὶ ἡ ἔρευνα ὅλων τῶν πρὸς αὐτὴν σχετιζομένων φαινομένων καὶ ἰδιοτήτων τῶν σωμάτων. Οὕτω π. χ. ἀναλύοντες τὸ ἐκ τινος αὐτοφώτου πηγῆς προερχόμενον φῶς ἐξετάζομεν τὴν σχέσιν τῆς συνθέσεως αὐτοῦ πρὸς τὴν φύσιν τῆς πηγῆς, χημικὴν σύστασιν τοῦ φωτοβολοῦντος σώματος, φυσικὴν αὐτοῦ κατάστασιν, θερμοκρασίαν κ.λ. ἢ ἐξετάζομεν τὴν ἐκλεκτικὴν ἀπορρόφησιν τοῦ φωτὸς ὑπὸ τῶν διαφόρων οὐσιῶν. Ἐκ τῆς συστηματικῆς δὲ ταύτης ἐξετάσεως καθιστάμεθα ἱκανοὶ νὰ ἐξάγωμεν τἀνάπαλιν ἐκ τῆς φύσεως τοῦ ἀναλυομένου φωτὸς συμπεράσματα περὶ τῆς πηγῆς, ἐκ τῆς ὁποίας τοῦτο προέρχεται, καὶ τῶν μεταβολῶν τὰς ὁποίας κατὰ τὸν δρόμον του ὑπέστη.

§ 685. ***Φασματοσκόπια — Φασματόμετρα.*** Τὰ ὄργανα τὰ χρησιμεύοντα πρὸς ἀνάλυσιν τοῦ φωτὸς καὶ ὑποκειμενικὴν παρατήρησιν τοῦ φάσματος ὀνομάζονται *φασματοσκόπια*, ὅταν δὲ ἐπιτρέπουν καὶ μέτρησιν γωνιῶν ὀνομάζονται *φασματόμετρα*.

Τὰ κύρια μέρη παντὸς φασματοσκοπίου εἶναι: 1) Ὁ συλλέκτης ἢ κατευθυντὴρ (πρβλ. § 678), διὰ τοῦ ὁποίου τὸ ἐπὶ τῆς σχισμῆς προσπίπτον φῶς καθίσταται παράλληλον, 2) τὸ πρὸς ἀνάλυσιν τοῦ φωτὸς χρησιμεῦον ὄργανον, τὸ ὁποῖον εἶναι π. χ. πρίσμα τριγωνικὸν ἢ σειρὰ πρισμάτων ἢ πρίσμα εὐθυσκοπικὸν ἢ πρίσμα σταθερᾶς ἐκτροπῆς ἢ ἀκόμη καὶ ὄργανον ἄλλης φύσεως, ἐξ ἐκείνων τὰ ὁποῖα θὰ περιγράψωμεν εἰς τὴν Φυσικὴν ὀπτικὴν καὶ 3) ἡ διόπτρα,

(*) Εἰς τὸ διαθλασίμετρον τοῦ Abbe δι' ἰδίας διατάξεως καθίσταται δυνατὸς ὁ προσδιορισμὸς τοῦ δ. δ διὰ τὸ φῶς D μὲ φωτισμὸν διὰ λευκοῦ φωτός.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διὰ τῆς ὀποίας, ρυθμισμένης εἰς ἄπειρον, παρατηροῦμεν τὸ *φάσμα*, τὴν σειρὰν δηλ. τῶν εἰδώλων τῆς σχισμῆς, τὰ ὁποῖα σχηματίζονται ἀπὸ τὰς διαφόρως ἐκτρεπομένας ἀκτῖνας τῶν διαφόρων χρωμάτων.

Ἂν τὸ φῶς περιέχῃ συνεχῆ σειρὰν ἢ σειρὰς χρωμάτων, τὸ φάσμα ἀποτελεῖται ἀπὸ συνεχῆ σειρὰν ἢ σειρᾶς εἰδώλων τῆς σχισμῆς, εἶναι δηλ. χρωματιστὴ ταινία, ἀποτελουμένη ἀπὸ ἓν ἢ περισσότερα συνεχῆ μέρη (πρβλ. σχ. 507, 4, 5, 7). Οὕτω τὸ φῶς ἠλεκτρικοῦ λαμπτῆρος πυρακτώσεως, τὸ φῶς τῆς φλογὸς κηρίου ἢ πετρελαίου εἶναι συνεχὲς καὶ τὸ φάσμα αὐτοῦ ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν συνεχῆ ταινίαν μὲ ἀσαφῆ τὰ πέρατα πρὸς τὸ ἐρυθρὸν καὶ πρὸς τὸ ἰῶδες. Ἂν τὸ φῶς τοῦτο διαβιβάσωμεν διὰ χρωματιστῆς ὑάλου καὶ ἔπειτα τὸ ἀναλύσωμεν, θὰ παρατηρήσωμεν ὅτι τὸ φάσμα του ἢ εἶναι συνεχὲς ἢ ἀποτελεῖται ἀπὸ διάφορα συνεχῆ μέρη χωριζόμενα ἀπ' ἀλλήλων διὰ σκοτεινῶν διαστημάτων.

Ἂν τὸ φῶς ἀποτελῆται ἀπὸ διάκριτα χρώματα, τὸ φάσμα συνίσταται εἰς σειρὰν παραλλήλων *γραμμῶν* (*) διαφόρου χρώματος (πρβλ. σχ. 507, 8-9) (**), τῶν ὁποίων τὸ πάχος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ πλάτος τῆς σχισμῆς. Οὕτω τὸ φάσμα τοῦ φωτὸς D, προερχόμενον ἀπὸ διαπύρους ἀτμοὺς νατρίου, παρατηρούμενον μὲν δι' ἀσθενοῦς φασματοσκοπίου φαίνεται ὅτι ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν κιτρίνην γραμμήν, ἡ ὁποία ὀνομάζεται γραμμὴ (ἢ ῥάβδωσις) D. Ἂν ὅμως τὸ ἀναλύσωμεν δι' ἰσχυροῦ φασματοσκοπίου, βλέπομεν ὅτι πράγματι ἡ γραμμὴ D ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο γραμμὰς τὴν D_1 (φῶς ὀλιγώτερον ἐκτρεπόμενον) καὶ τὴν D_2 (φῶς περισσότερον ἐκτρεπόμενον), αἱ ὁποῖαι εἰς τὰ ἀσθενῆ ὄργανα, ἢ καὶ εἰς τὰ ἰσχυρότερα ὅταν ἡ σχισμὴ ἔχῃ μέγα πλάτος,

(*) Αἱ γραμμαὶ ὀνομάζονται πολλάκις καὶ *ραβδώσεις*. Τὸν ὅρον ὅμως τοῦτον ἐπιφυλάσσομεν δι' ἄλλην χρῆσιν. Πρβλ. § 697.

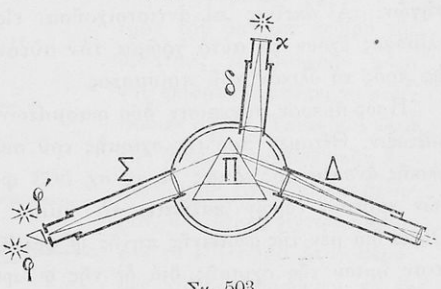
(**) Αἱ γραμμαὶ δὲν εἶναι εὐθεῖαι ἀλλὰ καμπύλαι καὶ τοῦτο διότι αἱ ἀκτῖνες αἱ διαδιδόμεναι ἐπὶ κυρίων τομῶν τοῦ πρίσματος ἐκτρέπονται ὀλιγώτερον τῶν λοιπῶν καὶ ἐπομένως ἐκ τῶν σημείων τοῦ εἰδώλου τῆς σχισμῆς, τὴν ὁποίαν θεωροῦμεν ὡς κατακόρυφον, ὀλιγώτερον ἀπέχει τῆς ἀρχικῆς διευθύνσεως τὸ εὑρισκόμενον ἐπὶ τοῦ διὰ τοῦ ἄξονος τῆς διόπτρας διερχομένου ὁριζοντίου ἐπιπέδου. Τὰ ἀπώτερα σημεῖα, σχηματιζόμενα ἀπὸ ἀκτῖνας μὲ ὀλονὲν μεγαλυτέραν κλίσιν πρὸς τὴν κυρίαν τομήν, ἀπέχουν περισσότερον ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν κατεύθυνσιν. Οὕτω τὸ πραγματικὸν εἴδωλον τῆς σχισμῆς εἶναι τόξον περίπου κυκλικόν, κυρτὸν πρὸς τὸ μέρος τῆς ἀκμῆς τοῦ πρίσματος δηλ. πρὸς τὰ ὀλιγώτερον ἐκτρεπόμενα χρώματα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

συγχέονται εἰς μίαν (πρβλ. § 579). Τὸ φῶς διαπύρων ἀτμῶν ἐν γένει ἢ τὸ ἐκπεμπόμενον ἀπὸ ἀέρια ὑπὸ μικρὰν πίεσιν, διὰ τῶν ὁποίων διέρχονται ἠλεκτρικοὶ σπινθῆρες εἶναι ἐπίσης ἀσυνεχὲς καὶ τὸ φάσμα αὐτοῦ ἀποτελεῖται ἀπὸ διακεκριμένας φωτεινὰς γραμμάς. Εἶναι τέλος δυνατὸν ἀπὸ τὴν συνεχῆ σειρὰν τῶν χρωμάτων νὰ *λείπουν* ὡρισμένα χρώματα. Κατὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην τὸ φάσμα ἐμφανίζεται ὡς ταινία χρωματιστὴ *διακοπτομένη ἀπὸ σκοτεινὰς γραμμὰς ἢ ραβδώσεις*. Τοιοῦτο, καθὼς κατωτέρω θὰ ἴδωμεν εἶναι τὸ φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτός (σχ. 507, 2, 3).

§ 686. ***Φασματόμετρα***. Τὰ φασματόμετρα εἶναι *γωνιόμετρα*, ἐπὶ τῆς τραπέζης τῶν ὁποίων τίθεται ὄργανον χρησιμεῦον εἰς τὴν ἀνάλυσιν τοῦ φωτός. Οὕτω τὸ εἰς τὴν § 678 περιγραφὲν γωνιόμετρον, ἂν εἰς τὴν τράπεζάν του τεθῇ πρίσμα εἴτε στερεὸν εἴτε ὑγρὸν (δοχεῖον δηλ. μὲ δύο παράθυρα κλειόμενα διὰ πλακῶν μὲ παραλλήλους ἕδρας καὶ πλῆρες ὑγροῦ, πρβλ. § 679), χρησιμεύει ὡς φασματόμετρον. Φωτίζομεν διὰ τοῦ πρὸς ἀνάλυσιν φωτὸς τὴν σχισμὴν τοῦ συλλέκτου καὶ διὰ τῆς διόπτρας παρατηροῦμεν τὸ φάσμα μετροῦντες κατὰ τὴν εἰς τὴν § 679 περιγραφεῖσαν μέθοδον τὸν δ. δ. τοῦ πρίσματος διὰ τὰς τυχὸν ὑπαρχούσας σκοτεινὰς ἢ φωτεινὰς γραμμάς.

§ 687. ***Φασματοσκόπιον Kirchhoff—Bunsen.*** Τὸ φασματοσκόπιον τῶν Kirchhoff καὶ Bunsen (σχ. 503), τὸ πρῶτον ὄργανον, τὸ ὁποῖον κατεσκευάσθη διὰ τὴν συστηματικὴν ἐξέτασιν τῶν φασμάτων, διαφέρει τοῦ περιγραφέντος φασματομέτρου κατὰ τοῦτο, ὅτι δὲν ἔχει γωνιομετρικὸν κύκλον. Τὸ ἐκ τῆς σχισμῆς τοῦ συλλέκτου Σ προερχόμενον φῶς γίνεται παράλληλον μετὰ τὴν διὰ τοῦ φακοῦ αὐτοῦ διάθλασιν, εἰσέρχεται εἰς τὸ πρίσμα Π, τὸ ὁποῖον εἶναι τοποθετημένον οὕτως ὥστε αἱ πράσιναι ἀκτῖνες νὰ διέρχονται αὐτὸ ὑπὸ τὴν γωνίαν τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς, ἀναλύεται, καὶ παρατηροῦμεν τὸ φάσμα διὰ τῆς διόπτρας Δ, τὴν ὁποίαν, ἂν τὸ πεδίον



Σχ. 503.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αὐτῆς δὲν τὸ περιλαμβάνῃ ὁλόκληρον, στρέφομεν διὰ νὰ ἴδωμεν τὰ διάφορα αὐτοῦ μέρη.

Ἐπὶ τῆς βάσεως τοῦ ὀργάνου στηρίζεται καὶ τρίτος σωλὴν δ, ὁ ὁποῖος εἰς μὲν τὸ πρὸς τὸ πρίσμα ἐστραμμένον ἄκρον φέρει φακὸν συγκλίνοντα, εἰς δὲ τὸ ἀντίθετον κλείεται διὰ πλακὸς ὑαλίνης κ, ἐπὶ τῆς ὁποίας εἶναι χαραγμένη κλῖμαξ. Αἱ διαιρέσεις τῆς κλίμακος καὶ οἱ ἀντίστοιχοι ἀριθμοὶ εἶναι διαφανεῖς ἐπὶ ἀδιαφανοῦς πεδίου. Ἡ κλῖμαξ εὑρίσκεται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ φακοῦ καὶ ἐπομένως, ὅταν δι' ἰδίας φωτεινῆς πηγῆς φωτίσωμεν αὐτήν, αἱ ἐκ τῶν σημείων αὐτῆς ἀναχωροῦσαι κωνικαὶ δέσμαι μεταβάλλονται ὑπὸ τοῦ φακοῦ εἰς παραλλήλους.

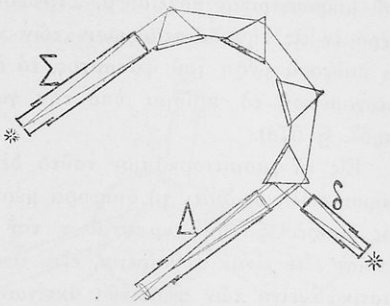
Ὁ κλιμακοφόρος σωλὴν στερεώνεται οὕτως ὥστε αἱ ἐξ αὐτοῦ ἐξερχόμεναι ἀκτῖνες, ἀνακλώμεναι ἐπὶ τῆς πρὸς τὴν διόπτραν ἐστραμμένης ἕδρας τοῦ πρίσματος εἰσέρχονται εἰς τὴν διόπτραν καὶ σχηματίζουν εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμενικοῦ πραγματικὴν εἰκόνα τῆς κλίμακος, τὴν ὁποίαν διὰ τοῦ προσοφθαλμίου βλέπομεν ὑπεράνω τοῦ φάσματος. Οὕτω τὰ μέρη τοῦ φάσματος ὁρίζονται ἀπὸ τὰς ἀντιστοίχους διαιρέσεις τῆς κλίμακος καί, ἐφ' ὅσον δὲν μεταβάλλονται αἱ πρὸς ἄλληλα θέσεις τοῦ πρίσματος, τοῦ συλλέκτου καὶ τοῦ κλιμακοφόρου σωλῆνος, ἠμποροῦμεν δι' ἀλληλοδιαδόχων παρατηρήσεων νὰ συγκρίνωμεν φάσματα προερχόμενα ἐκ διαφόρων φωτεινῶν πηγῶν. Αἱ ἀκτῖνες αἱ ἀντιστοιχοῦσαι εἰς τὴν αὐτὴν διαίρεσιν τῆς κλίμακος ἔχουν τὸ αὐτὸ χρῶμα, τὸν αὐτὸν δηλ. δείκτην διαθλάσεως ὡς πρὸς τὸ ὑλικὸν τοῦ πρίσματος.

Πρὸς ἄμεσον σύγκρισιν δύο φασμάτων μεταχειριζόμεθα τὴν ἑξῆς διάταξιν. Θέτομεν πρὸ τῆς σχισμῆς τοῦ συλλέκτου Σ μικρὸν πρίσμα ὁλικῆς ἀνακλάσεως, ὅπως εἰς τὸ σχ. 503 φαίνεται, τοῦ ὁποίου ἡ μία τῶν καθέτων ἑδρῶν καλύπτει τὸ ἥμισυ τοῦ μήκους τῆς σχισμῆς. Οὕτω διὰ μὲν τῆς φωτεινῆς πηγῆς φ φωτίζεται ἀπ' εὐθείας τὸ ἀκάλυπτον ἥμισυ τῆς σχισμῆς, διὰ δὲ τῆς φ′ φωτίζεται δι' ὁλικῆς ἐπὶ τοῦ πρίσματος ἀνακλάσεως τὸ ἕτερον ἥμισυ καὶ εἰς τὸ πεδίον τῆς διόπτρας βλέπομεν τὰ δύο φάσματα, τὸ ἓν ὑποκάτω τοῦ ἄλλου. Ἂν εἰς τὸ φῶς ἀμφοτέρων τῶν πηγῶν ὑπάρχουν ἀκτῖνες τοῦ αὐτοῦ δείκτου διαθλάσεως, τὰ ἀντίστοιχα εἴδωλα τῆς σχισμῆς θὰ ἀποτελοῦν συνέχειαν ἀλλήλων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Πρὸς ἀποφυγὴν παρασίτου φωτὸς τὸ πρίσμα Π καλύπτεται διὰ καλύμματος, τὸ ὁποῖον ἔχει κατάλληλα ἀνοίγματα διὰ τὸν συλλέκτην, τὴν διόπτραν καί τὸν κλιμακοφόρον σωλῆνα.

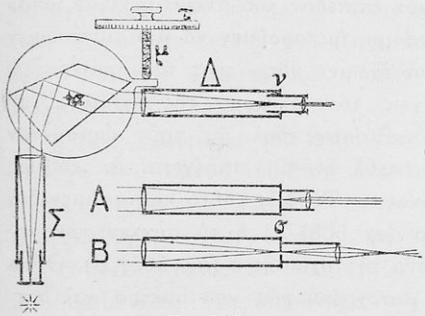
§ 688. ***Φασματοσκόπια μὲ πολλὰ πρίσματα.*** Τὴν ἔκτασιν τοῦ φάσματος αὐξάνομεν μεταχειριζόμενοι ἀντὶ ἑνὸς δύο ἢ περισσότερα πρίσματα. Τὸ σχ. 504 παριστᾷ φασματοσκόπιον τοῦ τύπου Kirchhoff-Bunsen μὲ τέσσαρα πρίσματα. Ἡ γωνιακὴ ἐκτροπὴ εἶναι τετραπλασία τῆς ἐκτροπῆς δι' ἑνὸς πρίσματος καὶ ἑπομένως τετραπλάσιαι εἶναι καὶ αἱ διαφοραὶ τῆς γωνιακῆς ἐκτροπῆς δύο διαφόρων χρωμάτων.



Σχ. 504.

Τὴν κλίμακα βλέπομεν ἐξ ἀνακλάσεως ἐπὶ τῆς πρὸς τὴν διόπτραν ἐστραμμένης ἕδρας τοῦ τελευταίου πρίσματος.

§ 689. ***Φασματοσκόπια σταθερᾶς ἐκτροπῆς.*** Σπουδαιότατον μειονέκτημα τοῦ φασματοσκοπίου Kirchhoff-Bunsen εἶναι ὅτι διὰ νὰ φέρωμεν εἰς τὸ κέντρον τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου τῆς διόπτρας τὰ διάφορα μέρη τοῦ φάσματος πρέπει νὰ στρέφωμεν αὐτήν. Τοῦτο καὶ κατὰ τὴν ἁπλῆν ὑποκειμενικὴν παρατήρησιν εἶναι ἀρκετὰ ὀχληρόν, ἀλλ' ἰδίως γίνεται αἰσθητὸν τὸ ἐλάττωμα ὅταν θέλωμεν νὰ διαβιβάσωμεν τὸ ἐκ τοῦ φασματοσκοπίου προερχόμενον φῶς εἰς ἄλλα ὄργανα πρὸς περαιτέρω ἀνάλυσιν ἢ πρὸς οἱονδήποτε ἄλλον σκοπόν.



Σχ. 505.

Τὸ μειονέκτημα τοῦτο ἀπορφεύγομεν μεταχειριζόμενοι ἀντὶ κοινοῦ πρίσματος πρίσμα σταθερᾶς ἐκτροπῆς, ὅπως π. χ. τὸ εἰς τὴν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 578 (σελ. 61 σχ. 417) περιγραφέν. Εἰς τὸ *φασματοσκόπιον σταθερᾶς ἐκτροπῆς* (σχ. 505) ὁ συλλέκτης καὶ ἡ διόπτρα εἶναι ἀκλονήτως στερεωμένα ἐπὶ τῆς βάσεως οὕτως ὥστε οἱ ἄξονές των νὰ εἶναι κάθετοι πρὸς ἀλλήλους καὶ ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου, τὸ δὲ πρίσμα σταθερᾶς ἐκτροπῆς στηρίζεται ἐπὶ βάσεως στρεφομένης περὶ τὸν ἄξονα α διὰ τοῦ μικρομετρικοῦ κοχλίου μ. Στρέφοντες περὶ τὸν ἄξονα τὸ πρίσμα φέρομεν εἰς τὴν διασταύρωσιν τῶν νημάτων τοῦ σταυρονήματος ν τὰ διάφορα μέρη τοῦ φάσματος, τὰ ὁποῖα παράγονται ὑπὸ ἀκτίνων διερχομένων τὸ πρίσμα ὑπὸ τὴν γωνίαν τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς (πρβλ. § 578).

Εἰς τὸ φασματοσκόπιον τοῦτο δὲν ἔχομεν ἀνάγκην τοῦ κλιμακοφόρου σωλῆνος διότι τὰ διάφορα μέρη τοῦ φάσματος ὁρίζονται ἀπὸ τὰς διαιρέσεις τοῦ τυμπάνου τ τοῦ μικρομετρικοῦ κοχλίου μ, αἱ ὁποῖαι εἴτε εἶναι αὐθαίρετοι, εἴτε ἀνταποκρίνονται εἰς τὰ χαρακτηριστικὰ ἐκεῖνα τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων (*) τὰ ὁποῖα ὑπεδείχθησαν εἰς τὴν § 580 καὶ τὰ ὁποῖα θὰ γνωρίσωμεν εἰς τὴν φυσικὴν ὀπτικήν.

§ 690. ***Ὄργανα πρὸς μονόχρουν φωτισμόν.*** Ἂν εἰς τὴν διόπτραν τοῦ φασματοσκοπίου σταθερᾶς ἐκτροπῆς ἀντικαταστήσωμεν τὸν προσοφθάλμιον καὶ τὸ σταυρόνημα διὰ σχισμῆς σ, (σχ. 505 A, B) ὁμοίας πρὸς τὴν σχισμὴν τοῦ συλλέκτου, παραλλήλου πρὸς αὐτὴν καὶ εὑρισκομένης εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμενικοῦ, ὅπου σχηματίζεται τὸ *πραγματικὸν* φάσμα, ἠμποροῦμεν νὰ ἀπομονώσωμεν ὡρισμένον μέρος αὐτοῦ καὶ νὰ ἔχωμεν οὕτω φῶς περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον μονόχρουν, ἀναλόγως τοῦ πλάτους τῆς σχισμῆς, τοῦ ὁποίου τὸ χρῶμα, ὁ δείκτης διαθλάσεως δηλ. ὡς πρὸς ὡρισμένον κατὰ συνθήκην ὀπτικὸν μέσον (πρβλ. § 580), παρέχεται ἀπ' εὐθείας ἀπὸ τὴν ἀνάγνωσιν τοῦ τυμπάνου τ. Τὸ φῶς τοῦτο καθιστῶμεν διὰ συγκλίνοντος φακοῦ παράλληλον (σχ. 505) A) ἢ τὸ συγκεντρώνομεν σχηματίζοντες πραγματικὴν εἰκόνα τῆς σχισμῆς σ (σχ. 505) B). Οὕτω ἠμποροῦμεν νὰ φωτίσωμεν μὲ μονόχρουν φῶς γωνιόμετρα καὶ διαθλασίμετρα καὶ νὰ προσδιορίσωμεν τοὺς δείκτας διαθλάσεως διαφόρων οὐσιῶν ὡς πρὸς ὡρισμένα χρώματα.

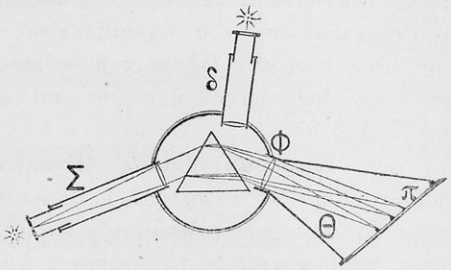
§ 691. ***Φασματογράφοι.*** Οἱ φασματογράφοι εἶναι ὄργανα διὰ

(*) Μήκη κύματος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῶν ὁποίων ἀποτυπώνομεν τὸ φάσμα ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακός. Εἶναι δηλ. φασματοσκόπια τὰ ὁποῖα ἀντὶ τῆς διόπτρας ἔχουν φωτογραφικὸν θάλαμον.

Εἰς τὴν εἰκόνα 506 παρίσταται σχηματικῶς φασματογράφος τοῦ τύπου Kirchkoff-Bunsen. Εἰς τὴν θέσιν τῆς διόπτρας ὑπάρχει ὁ φωτογραφικὸς θάλαμος Θ μὲ τὸν φακὸν Φ, ὁ ὁποῖος σχηματίζει τὸ πραγματικὸν φάσμα ἐπὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακός π. Ἡ πλὰξ εἶναι κεκλιμένη διότι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ διὰ τὰς περισσότερον θλωμένας ἀκτῖνας (τὰς πρὸς τὸ ἰῶδες) εἶναι μικροτέρα παρὰ διὰ τὰς ὀλιγώτερον θλωμένας (τὰς πρὸς τὸ ἐρυθρόν). Ἐπὶ τῆς πλακὸς ἀποτυποῦται ὑπεράνω τοῦ φάσματος κατὰ βούλησιν καὶ ἡ κλῖμαξ τοῦ κλιμακοφόρου σωλῆνος δ.



Σχ. 506.

Διὰ πρίσματος ὁλικῆς ἀνακλάσεως τιθεμένου πρὸ τῆς σχισμῆς ἐπιτυγχάνομεν τὴν σύγχρονον φωτογράφησιν δύο διαφόρων φασμάτων. Ἐννοεῖται ὅτι ὁ συλλέκτης ὁ φωτογραφικὸς θάλαμος καὶ ὁ τυχὸν ὑπάρχων κλιμακοφόρος σωλὴν συνδέονται φωτοστεγῶς μὲ τὸ κάλυμμα τοῦ πρίσματος.

§ 692. ***Ἔκτασις τοῦ φάσματος.*** Ἡ ἔκτασις τοῦ φάσματος, ἡ περιοχὴ δηλ. τῶν ἀντιληπτῶν ἀκτινοβολιῶν, ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὰ μέσα τῆς παρατηρήσεως καὶ εἶναι δυνατὸν ἐξετάζοντες μὲ διάφορα μέσα τὸ φῶς πηγῆς τινος νὰ εὑρίσκωμεν διάφορα τὴν ἔκτασιν φάσματα. Ὁ ἁπλούστατος καὶ κατὰ τάξιν ἱστορικὴν πρῶτος τρόπος εἶναι ὁ ὑποκειμενικός. Παρατηροῦμεν δηλ. τὸ ὁρατὸν φάσμα εἴτε ἀπ᾽ εὐθείας, προβαλλόμενον ἐπὶ λευκοῦ πετάσματος, εἴτε διὰ τοῦ φασματοσκοπίου. Ἡ ποιοτικὴ διαφορὰ τῶν ἀκτινοβολιῶν γίνεται ὑποκειμενικῶς αἰσθητὴ ὡς διαφορὰ *χρώματος*. Εἰς τὴν διαφορὰν τοῦ χρώματος ἀντιστοιχεῖ ἀντικειμενικῶς, καθὼς εἰς προηγουμένας παραγράφους ἐξετέθη, διαφορὰ θλαστικότητος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

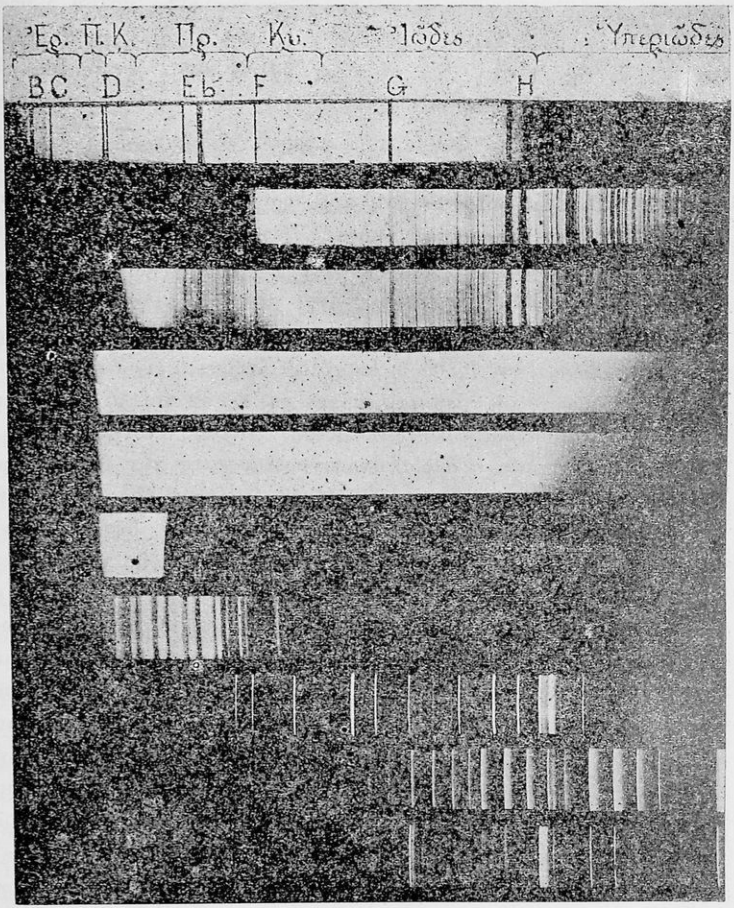
Ἐπειδὴ διάφοροι παρατηρηταὶ διαφόρους περιοχὰς χρωμάτων εἶναι ἱκανοὶ νὰ ἀντιληφθοῦν, τὰ πρὸς τὸ ἐρυθρὸν καὶ τὸ ἰῶδες δηλ. πέρατα τοῦ φάσματος ὄχι μόνον διὰ τὸν αὐτὸν παρατηρητὴν εἶναι ἀσαφῆ ἀλλὰ καὶ ἄλλα δι' ἄλλους παρατηρητάς, ἀγόμεθα εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι δὲν εἶναι ἀπίθανον νὰ ὑπάρχῃ καὶ φῶς περισσότερον θλαστικὸν τοῦ ἰώδους ἢ ὀλιγώτερον θλαστικὸν τοῦ ἐρυθροῦ, τὸ ὁποῖον ὅμως ἕνεκα τῆς ἰδιαζούσης φύσεως τοῦ αἰσθητηρίου μας δὲν ἀντιλαμβανόμεθα ὑποκειμενικῶς, ἀκριβῶς ὅπως περιοδικαὶ δονήσεις τοῦ ἀέρος, τῶν ὁποίων ἡ συχνότης εἶναι μεγαλυτέρα ἢ μικροτέρα ὁρίου τινός, διαφόρου διὰ τοὺς διαφόρους παρατηρητάς, δὲν διεγείρουν τὸ αἰσθητήριον τῆς ἀκοῆς καὶ δὲν προκαλοῦν αἴσθημα ἤχου (Τ. Ι § 312).

§ 693. ***Ὑπεριώδεις ἀκτῖνες***. Ἡ παρατήρησις ἐπιβεβαιώνει τὴν ἐκδοχὴν ταύτην. Εἰς τὸ σχ. 507, 1 παρίσταται τὸ φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτός, ὅπως γίνεται ἀντιληπτὸν διὰ τῆς ὑποκειμενικῆς παρατηρήσεως, σημειώνονται δὲ τὰ χρώματα, ἐρυθρόν, πορτοκαλλόχρουν κίτρινον, πράσινον, κυανοῦν, ἰῶδες. Ἡ εἰκὼν εἶναι πιστὴ ἀναπαράστασις τοῦ φάσματος τοῦ παραγομένου ἐπὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς τοῦ μεγάλου φασματογράφου τοῦ Ἐργαστηρίου Φυσικῆς μὲ τρία ὑάλινα πρίσματα. Ἂν θελήσωμεν νὰ ἀποτυπώσωμεν τὸ φάσμα ἐπὶ κοινῆς φωτογραφικῆς πλακός, λαμβάνομεν τὴν εἰκόνα 507, 2. Παρατηροῦμεν δηλ. ὅτι ἡ πλὰξ εἶναι ἀναίσθητος διὰ τὸ ἐρυθρόν, τὸ πορτοκαλλιόχρουν, τὸ κίτρινον καὶ τὸ πράσινον φῶς, ἀντὶ τούτου ὅμως μᾶς δεικνύει πέραν τῆς διὰ τοῦ γράμματος Η ὑποδεικνυομένης θέσεως τὴν ὕπαρξιν ἀκτινοβολιῶν περισσότερον ἐκτρεπομένων, αἱ ὁποῖαι προσβάλλουν μὲν τὰς φωτοπαθεῖς οὐσίας, ὄχι ὅμως καὶ τὸ αἰσθητήριόν μας. Τὰς ἀκτινοβολίας ταύτας ὀνομάζομεν *ὑπεριώδεις*.

Ὁ συνήθης τρόπος τῆς ἐξετάσεως τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτίνων εἶναι ὁ διὰ τῆς φωτογραφίας (*) δι' εἰδικῶν φασματογράφων, εἰς τοὺς ὁποίους οἱ φακοὶ καὶ τὰ πρίσματα δὲν εἶναι κατασκευασμένα ἀπὸ ὕαλον ἀλλ' ἀπὸ χαλαζίαν, καὶ τοῦτο διότι ἡ ὕαλος ἀπορροφᾷ ἰσχυρῶς τὰς ὑπεριώδεις ἀκτῖνας καὶ ὑπὸ μικρὸν πάχος εἶναι ἀδιαφανὴς δι' αὐτάς,

(*) Εἰς τὴν § 680 θὰ γνωρίσωμεν μέθοδον ὑποκειμενικῆς παρατηρήσεως ὑπεριώδους φάσματος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής



Σχ. 507.

1. Φάσμα ἡλιακὸν ὑποκειμενικῶς παρατηρούμενον. 2—10. Φωτογραφίαι φασμάτων. 2—3. Ἡλιακὸν φάσμα. 4. Φάσμα ἐκπομπῆς συνεχές. 5. Φάσμα ἀπορροφήσεως ἀχρόου ὑάλου. 6. Φάσμα ἀπορροφήσεως κιτρίνης ὑάλου. 7. Φάσμα ἀπορροφήσεως NO. 8. Φάσμα ἐκπομπῆς He. 9. Φάσμα ἐκπομπῆς N. 10. Φάσμα ἐκπομπῆς HCN.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐνῶ ὁ χαλαζίας τὰς ἀφίνει ἐλευθέρως νὰ διέλθουν. Κατεσκευάσθησαν ἐν τούτοις κατὰ τοὺς τελευταίους χρόνους εἴδη ὑάλου διαφανῆ διὰ τὰς ὑπεριώδεις ἀκτῖνας, πάντως ὄχι ὅσον ὁ χαλαζίας (π. χ. ὕαλος U. V. τῆς Ἰένας). Ἐκ τοιαύτης ὑάλου εἶναι κατεσκευασμένα τὰ ὀπτικὰ μέρη τοῦ φασματογράφου, διὰ τοῦ ὁποίου ἐλήφθησαν αἱ φωτογραφίαι τοῦ σχ. 507.

Ἂν ἀντὶ κοινῆς φωτογραφικῆς πλακὸς μεταχειρισθῶμεν πλάκα εὐαίσθητον εἰς τὸ κίτρινον καὶ πράσινον, λαμβάνομεν τὸ φάσμα 507, 3 ἐκτεινόμενον περίπου ἀπὸ τῆς θέσεως D καὶ πέραν. Ἡ ἔκτασις τοῦ φάσματος πρὸς τὸ ὑπεριῶδες θὰ ἦτο μεγαλυτέρα, ἂν μετεχειριζόμεθα φασματογράφον μὲ ὀπτικὰ μέρη ἐκ χαλαζίου.

§ 694. ***Ὑπερέρυθροι ἀκτῖνες.*** Ἀλλὰ καὶ πρὸς τὸ ἄλλο μέρος φάσματος, πέραν τοῦ ἐρυθροῦ, ὑπάρχουν ἀκτῖνες, ὀλιγώτερον θλαστικαὶ τῶν ἐρυθρῶν, μὴ αἰσθηταὶ εἰς τὸν ὀφθαλμὸν τοῦ ἀνθρώπου τὰς ὁποίας ἀντιλαμβανόμεθα ἐκ τῶν θερμικῶν αὐτῶν ἀποτελεσμάτων, ἐκ τῆς θερμότητος δηλ. ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται κατὰ τὴν ἀπορρόφησιν αὐτῶν. Τὰς ἀκτῖνας ταύτας ὀνομάζομεν *ὑπερερύθρους*. Ὁ συνήθης τρόπος τῆς ἐξετάσεως αὐτῶν εἶναι ὁ δι' εὐπαθῶν θερμομέτρων (*) ὑπὸ τὴν γενικωτάτην σημασίαν τῆς λέξεως. Τὰ πρὸς τοῦτο χρησιμεύοντα ὄργανα, τὰ ὁποῖα πρέπει νὰ ἔχουν μικρὰν ἔκτασιν καὶ μεγάλην εὐπάθειαν, θὰ γνωρίσωμεν εἰς τὸ περὶ ἠλεκτρισμοῦ κεφάλαιον (**). Τὰ φασματοσκόπια ἔχουν πρίσματα ἐξ ὀρυκτοῦ NaCl, τὸ ὁποῖον εἶναι ἐξόχως διαφανὲς διὰ τὰς ὑπερερύθρους ἀκτῖνας, ἀντὶ δὲ φακῶν κοῖλα κάτοπτρα.

Σχ. 508.

Τὸ διάγραμμα 508 παριστᾷ σχηματικῶς φασματοσκόπιον μὲ κάτοπτρα διὰ τὰς ὑπερερύθρους ἀκτῖνας. σ εἶναι ἡ σχισμή, κ καὶ κ′ κοῖλα κάτοπτρα. Εἰς τὴν θέσιν ε τίθεται εὐπαθὲς θερμόμετρον.

(*) Εἰς τὴν § 681 θὰ γνωρίσωμεν τρόπον ὑποκειμενικῆς παρατηρήσεως καὶ φωτογραφικῆς ἀποτυπώσεως τοῦ ὑπερερύθρου χρώματος.

(**) Βολόμετρα, θερμοηλεκτρικὰ στοιχεῖα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 695. Οὕτω ὑπάρχουν ἐκτὸς τῶν ἀκτινοβολιῶν, αἱ ὁποῖαι γίνονται ὑποκειμενικῶς ἀντιληπταὶ ὡς *φῶς διαφόρων χρωμάτων*, καὶ ἀκτῖνες θλαστικώτεραι τῶν ἰωδῶν, αἱ *ὑπεριώδεις*, καὶ ὀλιγώτερον θλαστικαὶ τῶν ἐρυθρῶν, αἱ *ὑπερέρυθροι*.

Τὰς ὑπεριώδεις ἀκτῖνας ὀνομάζουν πολλάκις, εἰς στοιχειώδη ἰδίως βιβλία, *χημικὰς* τὰς δὲ ὑπερερύθρους *θερμαντικάς*. Αἱ ὀνομασίαι αὗται, δικαιολογούμεναι ἐκ τῶν μεθόδων, διὰ τῶν ὁποίων κυρίως γίνονται ἀντιληπταὶ αἱ ἀκτινοβολίαι, ἠμποροῦν νὰ προκαλέσουν τὴν ἐντελῶς ἐσφαλμένην ἀντίληψιν ὅτι μόνον αἱ ὑπερέρυθροι ἀκτῖνες εἶναι φορεῖς θερμότητος καὶ μόνον αἱ ὑπεριώδεις ἠμποροῦν νὰ προκαλέσουν χημικὰς δράσεις. Πράγματι ὅμως πᾶσα ἀκτινοβολία ἀπορροφωμένη μεταβάλλεται εἰς θερμότητα, ὅτι δὲ καὶ τὸ φωτεινὸν μέρος τοῦ φάσματος προκαλεῖ χημικὰς δράσεις ἀποδεικνύουν αἱ φωτογραφίαι 2—10 τοῦ σχ. 507. Ἀλλὰ καὶ αἱ ὑπερέρυθροι ἀκτῖνες προσβάλλουν εἰδικὰς φωτογραφικὰς πλάκας. Οὕτω ὅλαι αἱ ἀκτινοβολίαι αὗται εἶναι *τῆς αὐτῆς φύσεως* καὶ ἀπορροφώμεναι μὲν μεταβάλλονται εἰς θερμότητα, προσβάλλουσαι δὲ καταλλήλως ἐκλεγομένας οὐσίας προκαλοῦν χημικὰς δράσεις. Διαφέρουν ἀλλήλων μόνον κατὰ τὴν θλαστικότητα καὶ αἱ ἀκτῖνες, τῶν ὁποίων ἡ θλαστικότης περιλαμβάνεται ἐντὸς ὡρισμένης περιοχῆς, εἶναι ἱκαναὶ νὰ διεγείρουν τὸ αἰσθητήριόν μας καὶ νὰ προκαλέσουν τὸ αἴσθημα τοῦ φωτός.

Εἰς τὴν φυσικὴν ὀπτικὴν θὰ γνωρίσωμεν τὸ ἀντικειμενικὸν ἐκεῖνο χαρακτηριστικόν, τὸ ὁποῖον διακρίνει τὰς διαφόρους ἀκτινοβολίας ἀπ' ἀλλήλων καὶ τὸ ὁποῖον εἶναι ἀνεξάρτητον τῶν ἰδιοτήτων οἱουδήποτε ὑλικοῦ μέσου. Πρὸς τὸ παρὸν ἀρκούμεθα εἰς τὸν χαρακτηρισμὸν τῶν ἀκτίνων διὰ τῆς θλαστικότητος αὐτῶν, δηλ. διὰ τοῦ δείκτου διαθλάσεως οὐσίας τινὸς κατὰ συνθήκην ὁριζομένης, π. χ. τοῦ ὕδατος εἰς 15°. Σημειωτέον ὅτι διὰ τὸν ποιοτικὸν χαρακτηρισμὸν δὲν εἶναι ἀνάγκη καθορισμοῦ προτύπου οὐσίας διότι, ἐκτὸς ἐξαιρέσεών τινων, μὲ τὰς ὁποίας εἰδικῶς θὰ ἀσχοληθῶμεν (ἀνώμαλος διασκεδασμός, § 677), ἂν μία ἀκτὶς εἶναι θλαστικωτέρα ἄλλης δι' ὀπτικόν τι μέσον, εἶναι θλαστικωτέρα καὶ δι' οἱονδήποτε ἄλλο ὀπτικὸν μέσον. Διὰ τοῦτο ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν τὴν θλαστικότητα ὡς χαρακτηριστικὸν αὐτῶν τῶν ἀκτίνων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΣΧΕΣΙΣ ΤΗΣ ΜΟΡΦΗΣ ΤΟΥ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΠΡΟΣ ΤΗΝ ΠΡΟΕΛΕΥΣΙΝ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

§ 696. ***Φάσματα ἐκπομπῆς.*** Τὸ φῶς τὸ ἐκπεμπόμενον ἀπὸ σώματα αὐτόφωτα ἔχει διάφορον σύστασιν ἀναλόγως τῆς χημικῆς φύσεως καὶ τῆς φυσικῆς καταστάσεως τοῦ φωτοβόλου σώματος καὶ τοῦ τρόπου τῆς διεγέρσεως αὐτοῦ εἰς φωτοβολίαν. Τὴν σύστασιν τοῦ φωτὸς περιγράφομεν διὰ τῆς εἰκόνος τοῦ ἐκ τῆς ἀναλύσεως αὐτοῦ προκύπτοντος φάσματος καὶ οὕτω ἀντὶ νὰ λέγωμεν ὅτι τὸ φῶς πηγῆς τινος ἀποτελεῖται ἀπὸ συνεχῆ σειρὰν χρωμάτων ἢ ἀπὸ ἀσυνεχῆ διακεκριμένα χρώματα λέγομεν ὅτι ἡ πηγὴ ἐκπέμπει φάσμα συνεχὲς ἢ φάσμα ἀποτελούμενον ἀπὸ γραμμὰς καὶ οὕτω καθεξῆς (πρβλ. § 685).

§ 697. ***Σώματα στερεὰ ἢ ὑγρὰ*** φωτοβολοῦντα ὡς ἐκ τῆς ὑψηλῆς θερμοκρασίας αὐτῶν ἐκπέμπουν φάσμα συνεχές, ὅπως π. χ. τὸ φάσμα 4 τοῦ σχ. 507 (φάσμα ἠλεκτρικοῦ λαμπτῆρος πυρακτώσεως). Τὸ φάσμα δὲν εἶναι ἀκριβῶς τὸ αὐτὸ δι' ὅλας τὰς οὐσίας ὑπὸ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν ἀλλὰ παρουσιάζοντται διαφοραὶ ἐντάσεως εἰς τὰ διάφορα αὐτοῦ μέρη προερχόμεναι ἐκ τῆς φύσεως τοῦ ἀκτινοβολοῦντος στερεοῦ ἢ ὑγροῦ. Τὸ φάσμα ἐκτείνεται ἐν γένει πρὸς τὰς θλασικωτέρας ἀκτῖνας ἐφ' ὅσον ἡ θερμοκρασία τοῦ φωτοβόλου σώματος ἀνέρχεται, συγχρόνως δὲ καὶ ἡ θέσις τῆς μεγίστης ἐντάσεως μετατοπίζεται πρὸς τὰς θλαστικωτέρας ἀκτῖνας (νόμος τοῦ Wien, πρβλ. Τ. Ι § 503).

Βεβαίως δὲν εἶναι δυνατὸν ἐκ τοῦ συνεχοῦς φάσματος νὰ ὁρίσωμεν τὴν χημικὴν σύστασιν τοῦ φωτοβόλου σώματος ἀλλὰ δυνάμεθα ἐκ τῆς σχετικῆς ἐντάσεως τῶν χρωμάτων ἢ καὶ ἐκ τῆς θέσεως τῆς μεγίστης ἐντάσεως νὰ ἐξαγάγωμεν συμπεράσματα περὶ τῆς θερμοκρασίας τῆς πηγῆς. Οὕτω τὸ φασματοσκόπιον χρησιμεύει ὡς θερμόμετρον καὶ ἔχει τὸ σπουδαιότατον προσόν, ὅτι διὰ τὴν μέτρησιν τῆς θερμοκρασίας δὲν εἶναι ἀνάγκη νὰ πλησιάσωμεν τὸ διάπυρον σῶμα, ἀρκεῖ νὰ τὸ βλέπωμεν (ἐκτίμησις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἡλίου καὶ τῶν ἀπλανῶν).

§ 698. ***Τὰ ἀέρια*** διεγειρόμενα εἰς φωτοβολίαν ἐκπέμπουν φάσμα ἀποτελούμενον ἀπὸ διακεκριμένας γραμμάς, χαρακτηριστικὰς δι' ἕκαστον ἀέριον (πρβλ. τὸ σχ. 507, 8, φάσμα τοῦ He ὑπὸ μικρὰν πίε-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σιν διεγειρομένου εἰς φωτοβολίαν δι' ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων). Τὸ φάσμα εἶναι διάφορον ἐν γένει διὰ τὸ αὐτὸ ἀέριον, ὅταν εἶναι διάφορος ὁ τρόπος τῆς διεγέρσεως.

Οὕτω π. χ. τὸ φάσμα τῶν ἀτμῶν τοῦ Νατρίου, διαπυρουμένων εἰς τὴν φλόγα τοῦ λύχνου τοῦ Bunsen, ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο κιτρίνας γραμμὰς πολὺ πλησίον ἀλλήλων εἰς τὴν θέσιν, ἡ ὁποία εἰς τὸ σχ. 507 ὑποδεικνύεται διὰ τοῦ γράμματος D. Τὸ φάσμα ὅμως τοῦ Να εἶναι πλουσιώτερον εἰς γραμμάς, ὅταν οἱ ἀτμοὶ διεγερθοῦν εἰς φωτοβολίαν δι' ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων.

Ἐπίσης ἐπιδρᾷ ἐπὶ τῆς μορφῆς τοῦ φάσματος ἡ πίεσις καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου. Αὔξησις τῆς θερμοκρασίας προκαλεῖ ἐν γένει πλάτυνσιν τῶν γραμμῶν καὶ ἐμφάνισιν νέων, αὔξησις δὲ τῆς πυκνότητος τοῦ ἀερίου προκαλεῖ πλάτυνσιν καὶ πολλάκις μετατόπισιν τῶν γραμμῶν.

Ἄξια ἰδιαιτέρας μνείας εἶναι φάσματα ἐκπομπῆς ἀερίων ἀποτελούμενα ἀπὸ *ταινίας* μὲ σαφῆ πολλάκις τὰ πέρατα πρὸς τὸ ἓν μέρος, συνήθως τὸ πρὸς τὰς ὀλιγώτερον θλαστικὰς ἀκτῖνας, καὶ ἀσαφῆ πρὸς τὸ ἄλλο, αἱ ὁποῖαι δι' ἰσχυρῶν ἀναλυτικῶν μέσων φαίνονται πολλάκις ἀποτελούμεναι ἀπὸ πλῆθος γραμμῶν. Τοιοῦτο π. χ. εἶναι τὸ φάσμα 507, 9 (N). Εἰς τὴν εἰκόνα δὲν φαίνεται ὁ χωρισμὸς τῶν ταινιῶν εἰς γραμμάς, τὸν ὁποῖον βλέπομεν ὅταν ὑποκειμενικῶς παρατηροῦμεν τὸ φάσμα. Τὸ φάσμα 507, 10 (HCy) περιέχει ἐκτὸς τῶν γραμμῶν, τινὲς τῶν ὁποίων ἀνήκουν εἰς παράμιγμα ἀζώτου, καὶ ταινίας (εἰς τὴν εἰκόνα φαίνεται μία μόνον ταινία).

Τὰ *φάσματα ταινιῶν* παρουσιάζουν πολλάκις, ἕνεκα τῆς κανονικῆς διαδοχῆς τῶν ταινιῶν, τὴν εἰκόνα τῶν *ραβδώσεων* τῶν δωρικῶν ἢ ἰονικῶν κιόνων καὶ ὀνομάζονται διὰ τοῦτο *ραβδωτά*. Τοιοῦτον ἀκριβῶς εἶναι τὸ φάσμα τοῦ ἀζώτου (σχ. 507, 9). Εἶναι δὲ δυνατὸν εἰς ἓν καὶ τὸ αὐτὸ φάσμα νὰ ὑπάρχουν περισσότερα τοῦ ἑνὸς συστήματα ραβδώσεων.

§ 699. ***Παρατήρησις τῶν φασμάτων τῶν ἀερίων.*** Τὰ φάσματα ἐκπομπῆς ἀερίων ἢ ἀτμῶν παρατηροῦμεν κατὰ ποικίλους τρόπους. Οὕτω παρατηροῦμεν τὸ φάσμα μεταλλικῶν ἀτμῶν διαπυροῦντες ἄλατα, ἰδίως χλωριοῦχα, ἐντὸς τῆς φλογὸς τοῦ λύχνου τοῦ Bunsen. Τὰ ἄλατα ἀποσυντίθενται καὶ οἱ διάπυροι ἀτμοὶ τοῦ μετάλλου ἐκ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πέμπουν φάσμα περιέχον ὀλίγας χαρακτηριστικὰς γραμμάς. Τὸ φάσμα εἶναι χαρακτηριστικὸν διὰ τὸ μέταλλον καὶ ὄχι διὰ τὸ ἅλας. Τὸ φάσμα τοῦ ἅλατος ἢ τῆς ἑνώσεως ἐν γένει λαμβάνομεν ὅταν κατορθώσωμεν ψύχοντες τὴν φλόγα νὰ ἀποφύγωμεν τὴν ἀποσύνθεσιν (Mitscherlich). Οὕτω ἠρευνήθησαν τὰ φάσματα διαφόρων ἑνώσεων καὶ εὑρέθη ὅτι τῶν μὲν ἀτόμων ἐν γένει τὸ φάσμα ἀποτελεῖται ἀπὸ ἁπλᾶς γραμμάς, τῶν δὲ μορίων ἀπὸ ταινίας.

Διάφορον εἶναι τὸ φάσμα τῶν μετάλλων ὅταν ἐξατμίσωμεν αὐτὰ ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ τόξου, διάφορον δὲ πάλιν ὅταν διαβιβάσωμεν ἠλεκτρικοὺς σπινθῆρας μεταξὺ δύο ραβδίων ἐκ τοῦ μετάλλου.

Τῶν ἀερίων τὸ φάσμα παρατηροῦμεν συνήθως διαβιβάζοντες δι' αὐτῶν, εὑρισκομένων ὑπὸ μικρὰν πίεσιν, ἠλεκτρικὰς ἐκκενώσεις.

Ἰδιαιτέρας μνείας ἀξία εἶναι ἡ διέγερσις ἀερίου εἰς φωτοβολίαν διὰ φωτισμοῦ αὐτοῦ δι' ἰσχυροῦ φωτὸς καταλλήλου χρώματος (πρβλ. § 711).

Ἡ παρατήρησις τῶν φασμάτων τῶν ἀερίων, ἰδίᾳ τῶν ραβδωτῶν, παρέχει τὴν ἐντύπωσιν ὅτι μεταξὺ τῶν διαφόρων γραμμῶν ὑπάρχουν στεναὶ σχέσεις κανονικῆς διατάξεως. Τὰς σχέσεις ὅμως ταύτας εἶναι ἀδύνατον νὰ διατυπώσωμεν εἰς ἀλγεβρικοὺς τύπους ἐφ' ὅσον δὲν ἐγνωρίσαμεν ἀκόμη ποσοτικὰ χαρακτηριστικὰ τῶν ἀκτινοβολιῶν ἀνεξάρτητα τῶν ἰδιοτήτων τῶν ὑλικῶν μέσων καὶ χαρακτηρίζοντα αὐτὰς καὶ μόνον τὰς ἀκτινοβολίας. Ἡ θλαστικότης, ὁ δείκτης διαθλάσεως δηλ. σχετικῶς πρὸς ὑλικόν τι μέσον, δὲν εἰμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς τὸν σκοπὸν τοῦτον, ἀφοῦ ποσοτικῶς ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἐκλογὴν τοῦ μέσου.

§ 700. ***Φάσματα ἀπορροφήσεως.*** Τὸ φῶς διαδιδόμενον ἐντὸς διαφόρων μέσων πάσχει ἀπορρόφησιν, ἡ ὁποία ἐν γένει δὲν εἶναι ἡ αὐτὴ δι' ὅλας τὰς ἀκτῖνας. Οὕτω ἡ σύστασις τοῦ φωτὸς μεταβάλλεται καὶ εἰς τὸ φάσμα εἶναι δυνατὸν μερικὰ μέρη νὰ γίνουν ἀσθενέστερα ἢ καὶ νὰ λείπουν ἐντελῶς. Τὸ φάσμα τῆς δι' ἀπορροφήσεως μεταβληθείσης ἀκτινοβολίας ὀνομάζομεν *φάσμα ἀπορροφήσεως.*

§ 701. ***Φάσματα ἀπορροφήσεως στερεῶν καὶ ὑγρῶν.*** Ἂν διαβιβάσωμεν φῶς μὲ συνεχὲς φάσμα διὰ στερεῶν ἢ ὑγρῶν οὐσιῶν, τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓν ἢ περισσότερα συνεχῆ μέρη. Ἡ δηλ. ἀπορρόφησις μονοτελεύει; τὸ ἓν ἄκρον τοῦ φάσματος ἀπό

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τινος χρώματος (*) καὶ πέραν, εἴτε πρὸς τὰς θλαστικωτέρας ἀκτῖνας εἴτε πρὸς τὰς ὀλιγώτερον θλαστικάς, ἢ καὶ σειραὶ χρωμάτων εἰς διάφορα μέρη τοῦ φάσματος. Οὕτω εἰς τὸ σχ. 507, 5 ἔχομεν τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως ἀχρόου ὑάλου εἰς δὲ τὸ σχ. 507, 6 τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως κιτρίνης ὑάλου. Τὸ ἀρχικὸν φῶς ἔχει τὸ φάσμα 507,4 Εἰς τὸ σχ. 507, 5 φαίνεται ὅτι ἡ ἄχρους ὕαλος ἀπερρόφησε μέρος τοῦ ὑπεριώδους ἄκρου τοῦ φάσματος εἰς δὲ τὸ σχ. 507,6 ἔχομεν ἀπορρόφησιν ὅλου τοῦ φάσματος ἐκτὸς στενοῦ μέρους εἰς τὸ κίτρινον.

Τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως τοῦ αἵματος ἀποτελεῖται ἀπὸ διάφορα φωτεινὰ μέρη διακοπτόμενα ὑπὸ σκοτεινῶν διαστημάτων, εἶναι δὲ διάφορον τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως τοῦ ἀρτηριακοῦ καὶ τοῦ φλεβικοῦ αἵματος.

Σημειωτέον ὅτι ἡ πλήρης γνῶσις τοῦ φάσματος ἀπορροφήσεως δὲν ἠμπορεῖ νὰ ἐπιτευχθῇ διὰ μόνης τῆς ὑποκειμενικῆς ἢ τῆς φωτογραφικῆς παρατηρήσεως. Οὕτω π. χ. εἰς τὰ φάσματα ἀπορροφήσεως τοῦ σχ. 507 δὲν ἀποκλείεται νὰ ὑπάρχουν καὶ ἄλλα πεδία ἀπορροφήσεως, π.χ. εἰς τὸ ἀπώτερον ὑπεριῶδες ἢ εἰς τὸ ἐρυθρὸν καὶ ὑπερέρυθρον, τὰ ὁποῖα ὅμως δὲν γίνονται ἀντιληπτὰ εἴτε διότι ἡ φωτογραφικὴ πλὰξ εἶναι ἀναίσθητος εἰς τὰς ἀντιστοίχους ἀκτινοβολίας εἴτε καὶ διότι αἱ ἀκτινοβολίαι δὲν περιέχονται εἰς τὸ φῶς τῆς χρησιμοποιουμένης πηγῆς.

§ 702. ***Φάσματα ἀπορροφήσεως ἀερίων***. Τὰ φάσματα ἀπορροφήσεως τῶν ἀερίων ἀποτελοῦνται εἴτε ἀπὸ σκοτεινὰς ταινίας ἐπὶ φωτεινοῦ πεδίου (σχ. 507, 7, NO) εἴτε ἀπὸ σκοτεινὰς γραμμὰς ἐπὶ φωτεινοῦ πεδίου (σχ. 507, 1, 2, 3). Οὕτω π.χ. τὸ φάσμα τοῦ ἀτμοῦ τοῦ Na περιέχει δύο σκοτεινὰς γραμμάς, εὑρισκομένας εἰς τὴν θέσιν, εἰς τὴν ὁποίαν εὑρίσκονται αἱ φωτειναὶ γραμμαὶ τοῦ φάσματος ἐκπομπῆς.

§ 703. ***Ἀναστροφὴ τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος***. Εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον ὑπεδείχθη ὅτι αἱ σκοτειναὶ γραμμαὶ τοῦ φάσματος ἀπορροφήσεως τοῦ Na συμπίπτουν μὲ τὰς φωτεινὰς γραμμὰς τοῦ φάσματος ἐκπομπῆς αὐτοῦ. Πιστοποιοῦμεν τοῦτο πειραματικῶς ὡς ἑξῆς:

(*) Ἡ ἔννοια τοῦ χρώματος ἰσοδυναμεῖ πρὸς τὴν ἔννοιαν τῆς θλαστικότητος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Διὰ τοῦ πρίσματος ὁλικῆς ἀνακλάσεως ρίπτομεν ἐπὶ τοῦ ἡμίσεος τῆς σχισμῆς φασματοσκοπίου τὸ φῶς φλογὸς Bunsen, ἐντὸς τῆς ὁποίας διαπυροῦται NaCl, συγχρόνως δὲ φωτίζομεν τὸ ἄλλο ἥμισυ τῆς σχισμῆς διὰ τοῦ συνεχοῦς φωτὸς ἰσχυρᾶς πηγῆς, π. χ. ἡλεκτρικοῦ τόξου, παρενθέτοντες μεταξὺ πηγῆς καὶ σχισμῆς φλόγα ἢ σειρὰν φλογῶν Bunsen, ἐντὸς τῶν ὁποίων διαπυροῦται NaCl.

Εἰς τὸ πεδίον τῆς διόπτρας παρατηροῦμεν ὑπερκείμενα ἀλλήλων τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως καὶ τὸ φάσμα ἐκπομπῆς τοῦ Na καὶ πιστοποιοῦμεν ὅτι, ὁσονδήποτε μεγάλη καὶ ἂν εἶναι ἡ ἀναλυτικὴ ἱκανότης τοῦ ὀργάνου, αἱ σκοτειναὶ γραμμαὶ τοῦ φάσματος ἀπορροφήσεως ἀποτελοῦν συνέχειαν τῶν φωτεινῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος ἐκπομπῆς.

Ἐκ τῆς σπουδαιοτάτης ταύτης παρατηρήσεως, συμπληρουμένης διὰ πλήθους ἄλλων παρατηρήσεων ἐπὶ ποικιλωτάτων ἀερίων καὶ ἀτμῶν, ἀγόμεθα εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι τὸ *φάσμα ἀπορροφήσεως εἶναι ἀναστροφὴ τοῦ φάσματος ἐκπομπῆς*, ὅτι δηλ. εἰς ἑκάστην φωτεινὴν γραμμὴν ἢ ταινίαν τοῦ φάσματος ἐκπομπῆς ἀντιστοιχεῖ, εἰς τὴν αὐτὴν ἀκριβῶς θέσιν, σκοτεινὴ γραμμὴ ἢ ταινία τοῦ φάσματος ἀπορροφήσεως.

§ 704. ***Νόμος τοῦ Kirchhoff.*** Ἐκ τῆς παρατηρήσεως τῆς ἀναστροφῆς τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος ὁρμώμενος ὁ Kirchhoff εὗρε τὸν φερώνυμον αὐτοῦ νόμον (προβλ. Τ Ι. § 501) κατὰ τὸν ὁποῖον ἡ ἀπορρόφησις ἔχει στενὴν πρὸς τὴν ἐκπομπὴν σχέσιν καὶ σῶμά τι ἀπορροφᾷ τὰς ἀκτίνας ἐκείνας ἰδίως, τὰς ὁποίας καὶ ἐκπέμπει ὑφ' οὓς ὅρους εὑρίσκεται.

§ 705. ***Φασματικὴ ἀνάλυσις.*** Τὸ φάσμα ἐκπομπῆς καθὼς καὶ τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως χαρακτηρίζει πλήρως τὴν ἐκπέμπουσαν ἢ ἀπορροφῶσαν οὐσίαν (*) καὶ διὰ τοῦτο, ὁσάκις εἶναι εὔκολος ἡ

(*) Ὅταν ἡ ἐκπέμπουσα πηγὴ εἶναι κοίλωμα μὲ στενὸν ἄνοιγμα, ἐπειδὴ πᾶσα εἰς τὸ ἄνοιγμα προσπίπτουσα ἀκτὶς δὲν ἠμπορεῖ πλέον νὰ ἐξέλθῃ, ἡ ἀπορρόφησις δηλ. εἶναι πλήρης δι' ὅλα τὰ *χρώματα ἀνεξαρτήτως τῆς φύσεως τῶν τοιχωμάτων τοῦ κοιλώματος*, ἔπεται ὅτι καὶ ἡ ἐκπομπὴ εἶνε ἡ μεγίστη δυνατὴ δι' ὅλα τὰ χρώματα ὑπὸ τὴν δεδομένην θερμοκρασίαν. Τὸ φάσμα λοιπὸν τῆς ἐκ τῆς ὀπῆς τοῦ κοιλώματος ἐκπεμπομένης ἀκτινοβολίας εἶναι ἀνεξάρτητον τῆς φύσεως τῶν τοιχωμάτων, τὸ αὐτὸ μὲ τὸ φάσμα ἐκπομπῆς τοῦ καλουμένου *μέλα-*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διάκρισις τῶν φασμάτων, ὅπως π. χ. εἰς τὰ φάσματα ἐκπομπῆς ἢ ἀπορροφήσεως τῶν ἀερίων καὶ εἰς πολλὰ φάσματα ἀπορροφήσεως στερεῶν ἢ ὑγρῶν, ἠμπορεῖ ἡ ἐξέτασις τοῦ φάσματος τοῦ ἐκπεμπομένου ἢ διερχομένου καὶ πάσχοντος ἀπορρόφησιν φωτὸς νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς χημικὸν καθορισμὸν τῆς οὐσίας.

Οὕτω π. χ. κιτρίνη γραμμή, φωτεινὴ ἢ σκοτεινή, εἰς τὴν θέσιν D μᾶς δεικνύει τὴν ὕπαρξιν ἀτμοῦ νατρίου φωτοβολοῦντος ἢ ἀπορροφῶντος.

Ἡ μέθοδος αὕτη τῆς διὰ τοῦ φασματοσκοπίου ἀνιχνεύσεως τῶν χημικῶν στοιχείων ἢ ἑνώσεων (Kirchoff καὶ Bunsen) εἶναι ἐξόχως εὐαίσθητος καὶ εἶναι δυνατὸν νὰ φωραθοῦν δι' αὐτῆς ἴχνη οὐσιῶν, τὰ ὁποῖα δι' οὐδεμιᾶς ἄλλης μεθόδου θὰ ἦταν ἀντιληπτά.

Εἰς τὸ ἀσθενέστατον φῶς τῆς φλογὸς τοῦ λύγχνου Bunsen π. χ. δύσκολον εἶναι νὰ μὴ ἀνεύρωμεν διὰ τοῦ φασματοσκοπίου τὴν γραμμὴν D, προερχομένην ἀπὸ τὸν νατριοῦχον κονιορτόν. Μόνον αἱ μέθοδοι ἀνιχνεύσεως τῶν καλουμένων ἀκτινεργῶν στοιχείων εἶναι ἀποτελεσματικώτεραι τῆς φασματοσκοπικῆς, διότι δι' αὐτῶν ἀνευρίσκομεν ἴχνη οὐσιῶν, τὰ ὁποῖα δὲν θὰ ἐδείκνυεν ἡ φασματικὴ ἀνάλυσις.

§ 706. ***Θερμικὴ καὶ ἐκλεκτικὴ ἀκτινοβολία.*** Τὰ σώματα ἐκπέμπουν ἀκτινοβολίας εἴτε ἕνεκα τῆς θερμοκρασίας αὐτῶν, εἴτε ἐκ λόγων οἱ ὁποῖοι δὲν ἔχουν ἄμεσον σχέσιν πρὸς τὴν θερμοκρασίαν. Οὕτω π. χ. ὅταν θερμαίνωμεν τεμάχιον σιδήρου καὶ τοῦτο φωτοβολῇ ἐκπέμπον κατ' ἀρχὰς ἐρυθρὸν καὶ βαθμηδὸν λευκότερον φῶς, ἡ ἀκτινοβολία εἶναι καθαρῶς *θερμικὴ* προερχομένη ἐκ τῆς ὑψηλῆς θερμοκρασίας τοῦ σιδήρου.

Ὅταν ὅμως φωτοβολῇ τὸ ὑδρογόνον ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων ἢ τὸ νάτριον ἐξατμιζόμενον ἐντὸς τῆς φλογὸς τοῦ Bunsen, ἡ ἀκτινοβολία εἶναι *ἐκλεκτική*, χαρακτηρίζουσα ὄχι τὴν θερμοκρασίαν ἀλλὰ τὴν χημικὴν φύσιν τοῦ ἀκτινοβολοῦντος σώματος, δηλ. αὐτὰ ταῦτα τὰ ἄτομα ἢ μόρια αὐτοῦ. Ἀποδεικνύεται τοῦτο ἐκ τοῦ ὅτι αἱ γραμμαὶ δὲν *μετατοπίζονται* ἂν μεταβληθῇ ἡ θερμοκρασία τῆς φλογός. Εἶναι μόνον δυνατὸν αὐξανομένης τῆς θερμοκρασίας νὰ ἐμφανισθοῦν, ἕνεκα τῆς σφοδροτέρας διεγέρσεως, νέαι γραμμαί. Ἔμμεσον ἀποτέλεσμα τῆς αὐξήσεως τῆς θερμοκρασίας εἶναι ἡ πλάτυνσις τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος.

νος σώματος, σώματος δηλ. τὸ ὁποῖον ἀπορροφᾷ ἐντελῶς οἱανδήποτε ἐπ' αὐτοῦ προσπίπτουσαν ἀκτινοβολίαν.

Ἀλλὰ καὶ ὅταν στερεὸν ἢ ὑγρὸν ἐλευθέρως ἀκτινοβολῇ δὲν εἶναι δυνατὸν ἐκ τοῦ συνεχοῦς φάσματος νὰ γνωρίσωμεν τὴν χημικὴν φύσιν τοῦ ἀκτινοβολοῦντος σώματος, διότι αἱ χαρακτηριστικαὶ διαφοραὶ ἐντάσεως τῶν χρωμάτων εἰς τὰ διάφορα φάσματα δὲν εἶναι ἀρκετὰ μεγάλαι.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἀλλὰ καὶ ἄλλαι σκέψεις μᾶς φέρουν εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ ἐκλεκτικὴ ἀκτινοβολία δὲν ἔχει ἄμεσον σχέσιν πρὸς τὴν θερμοκρασίαν. Ἡ ἐκλεκτικὴ ἀκτινοβολία χαρακτηρίζει, καθὼς ἀνωτέρω εἴπομεν, τὴν χημικὴν φύσιν τοῦ ἀκτινοβολοῦντος σώματος, τὴν φύσιν δηλ. ἑνὸς ἑκάστου τῶν ἀποτελούντων αὐτὸ ἀτόμων ἢ μορίων καὶ ὄχι τοῦ συνόλου *ὡς συνόλου*. Ἀλλ' ἡ ἔννοια τῆς θερμοκρασίας, ἔννοια καθαρῶς *στατιστική* (πρβλ. Τ. Ι. § 507 κ. ἑ.) δὲν ἔχει καμμίαν σημασίαν ἐφ' ὅσον θεωροῦμεν ἓν ἢ καὶ ὀλίγα ἄτομα ἢ μόρια. Διὰ τοῦτο ἡ διέγερσις τῶν ἀτόμων εἰς ἐκλεκτικὴν ἀκτινοβολίαν δὲν ἔχει ἄμεσον σχέσιν μὲ τὴν θερμοκρασίαν.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω σκέψεων ἀγόμεθα εἰς τὸ συμπέρασμα, τὸ ὁποῖον φαίνεται ἐπιβεβαιούμενον καὶ ὑπὸ τῆς παρατηρήσεως, ὅτι ἡ μὲν *θερμικὴ ἀκτινοβολία*, χαρακτηρίζουσα κυρίως τὴν θερμοκρασίαν τῆς φωτοβόλου πηγῆς δὲν περιέχει ἐκλεκτικὰ στοιχεῖα ἀλλ' εἶναι συνεχής, ἡ δὲ *ἐκλεκτικὴ* λεγομένη ἀκτινοβολία, χαρακτηρίζουσα τὴν χημικὴν φύσιν τῆς ἀκτινοβολούσης ὕλης, ἀποτελεῖται ἀπὸ κλειστικῶς ἀπὸ σαφῶς καθωρισμένα δι' ἑκάστην οὐσίαν χρώματα. Τὸ θερμικὸν φάσμα εἶναι συνεχές, τὸ ἐκλεκτικὸν εἶναι γραμμικόν.

Κατὰ ταῦτα ἡ ἔκ τινος φωτεινῆς πηγῆς ἐκπεμπομένη ἀκτινοβολία ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο μέρη. Τὴν θερμικήν, μὲ φάσμα συνεχές, καὶ τὴν ἐκλεκτικὴν μὲ γραμμικὸν φάσμα. Αἱ δύο ἀκτινοβολίαι συντίθενται καὶ τροποποιεῖται μάλιστα καὶ ἡ καθαρῶς θερμικὴ ἀκτινοβολία ἐκ τῶν ἐκλεκτικῶν ἀπορροφήσεων τοῦ ἀκτινοβολοῦντος σώματος.

Συμφώνως πρὸς τὰς ἐκτεθείσας ἰδέας δὲν ἀποκλείεται ἐκλεκτικὸν φάσμα προερχόμενον ἐκ στερεῶν ἢ ὑγρῶν πηγῶν ὡς καὶ συνεχὲς φάσμα ἐξ ἀερίων. Καὶ πράγματι παρετηρήθη καὶ ἐκλεκτικὸν φάσμα στερεῶν, π. χ. διαφόρων ἁλάτων, καὶ συνεχὲς φάσμα ἀερίων καὶ ἀτμῶν, π. χ. J, Br, Cl κλπ. συνοδεῦον τὸ γραμμικόν.

§ 707. ***Ἡλιακὸν φάσμα.*** Τὸ φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτὸς ἔχει σαφῆ τὴν μορφὴν τοῦ φάσματος ἀπορροφήσεως, παρουσιάζει δηλ. πλῆθος σκοτεινῶν γραμμῶν ἐπὶ φωτεινοῦ πεδίου (σχ. 507, 1, 2, 3,).

Πρῶτος παρετήρησε σκοτεινὰς γραμμὰς εἰς τὸ ἡλιακὸν φάσμα ὁ Fraunhofer μὲ ἀτελέστατα μέσα καὶ ἐξέλαβεν αὐτὰς ὡς τὰ φυσικὰ ὅρια τῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος. Τὰς ὀλίγας παρατηρηθείσας τότε γραμμὰς ὠνόμασεν ὁ Fraunhofer διὰ τῶν κεφαλαίων γραμμάτων τοῦ Λατινικοῦ ἀλφαβήτου καὶ παρέμεινεν ἔκτοτε ἡ ὀνομασία αὕτη, χαρακτηρίζουσα ἀκριβῶς ὡρισμένας θέσεις τοῦ φάσματος, ἀκτῖνας δηλ. ὡρισμένης θλαστικότητος, διὰ τῶν ἀντιστοίχων γραμμῶν τοῦ Fraunhofer. Οὕτω ἔχομεν τὴν γραμμὴν A εἰς τὸ ἄκρον ἐρυθρόν, πολὺ δυσκόλως ὁρατήν, τὴν B εἰς τὸ ἐρυθρὸν ἐπίσης, τὴν C εἰς τὸ ἐρυθρὸν πρὸς τὸ πορτοκαλλόχρουν, τὴν διπλῆν γραμμὴν D εἰς τὸ κίτρινον, τὴν E εἰς τὸ πράσινον, τὰς F καὶ G εἰς τὸ κυανοῦν καὶ δύο πλατείας γραμμὰς H εἰς τὸ ἄκρον ἰῶδες πολὺ δυσκό-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

λως ὁρατάς. Τὸ σχ. 507, 1 παριστᾷ τὴν θέσιν τῶν γραμμῶν τούτων εἰς τὸ *ὁρατὸν* ἡλιακὸν φάσμα τὸ παραγόμενον ἀπὸ τὸν μέγαν φασματογράφον τοῦ Ἐργαστηρίου Φυσικῆς.

Διὰ τῶν τελειοτέρων σημερινῶν μέσων παρατηρεῖται μεγίστη πληθὺς γραμμῶν τοῦ Fraunhofer, ὅπως φαίνεται εἰς τὰ φάσματα 507, 2 καὶ 3, εἰς τὰ ὁποῖα εἶναι σαφέστατα ἐκπεφρασμέναι αἱ γραμμαὶ E, F, G, H, ἀλλὰ καὶ πλῆθος ἄλλων γραμμῶν ὄχι μόνον εἰς τὸ ὁρατὸν μέρος ἀλλὰ και εἰς τὸ ὑπεριῶδες. Γραμμαὶ τοῦ Fraunhofer ὑπάρχουν καὶ εἰς τὸ ὑπερέρυθρον μέρος τοῦ φάσματος.

Ἕνεκα τοῦ μεγάλου πλήθους τῶν γραμμῶν εἶναι ἀδύνατος ὁ δι' ἰδίου συμβόλου χαρακτηρισμὸς ἑκάστης ἐξ αὐτῶν καὶ διὰ τοῦτο ἡ θέσις των ὑποδεικνύεται στοιχειωδῶς διὰ τῆς ἀντιστοιχίας τῶν αὐθαιρέτων διαιρέσεων τῆς κλίμακος τοῦ φασματοσκοπείου. Τὸν ἀκριβῆ τρόπον τοῦ καθορισμοῦ τῶν γραμμῶν τοῦ Fraunhofer θὰ γνωρίσωμεν εἰς τὴν φυσικὴν ὀπτικήν.

Ἡ μορφὴ τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος μᾶς δεικνύει ὅτι τὸ ἡλιακὸν φῶς προέρχεται ἀπὸ στερεὰς ἢ ὑγρὰς διαπύρους οὐσίας, αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦν τὴν λεγομένην *φωτόσφαιραν* καὶ ἐκπέμπουν φάσμα συνεχές, τὸ φῶς δὲ τοῦτο διέρχεται δι' ἀερίων, ὅπου ἐκλεκτικῶς ἀπορροφῶνται ὡρισμένα χρώματα, ἀκτῖνες δηλ. ὡρισμένης θλαστικότητος. Καὶ τὴν μὲν χημικὴν φύσιν τῆς φωτοσφαίρας δὲν ἠμποροῦμεν νὰ ἀναγνωρίσωμεν ἐκ τοῦ φάσματος, μόνον δὲ περὶ τῆς θερμοκρασίας αὐτῆς ἠμποροῦμεν νὰ ἔχωμεν ἐνδείξεις (πρβλ. § 697). Ἀλλ' ἐκ τῶν γραμμῶν τοῦ Fraunhofer ἠμποροῦμεν νὰ ἐξαγάγωμεν ἀκριβῆ συμπεράσματα περὶ τῆς χημικῆς φύσεως τῶν ἀερίων ἢ ἀτμῶν, διὰ τῶν ὁποίων διέρχεται τὸ ἐκ τῆς φωτοσφαίρας προερχόμενον φῶς.

Ἡ ἀπορρόφησις ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ εἴτε εἰς στιβάδα ἀερίων ἡ ὁποία περιβάλλει τὴν ἡλιακὴν φωτόσφαιραν καὶ ὀνομάζεται *χρωμόσφαιρα*, εἴτε ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας τῆς γῆς καὶ ἑπομένως πρέπει νὰ διακρίνωμεν τὰς γραμμὰς τοῦ Fraunhofer εἰς ἡλιακὰς καὶ γηΐνας. Αἱ τελευταῖαι αὗται ἀναγνωρίζονται ἐκ τοῦ ὅτι, ἂν ἡ παρατήρησις τοῦ φάσματος γίνῃ εἰς μέγα ὕψος καὶ ἑπομένως ἐλαττωθῇ τὸ πάχος τῆς ἀπορροφητικῆς ἀτμοσφαιρικῆς στοιβάδος, γίνονται ἀσθενέστεραι.

Ἡ γραμμὴ D, ἡ ὁποία συμπίπτει ἀκριβῶς μὲ τὴν φωτεινὴν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

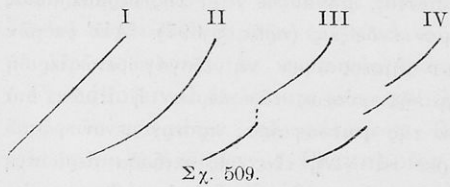
γραμμὴν τοῦ φάσματος ἐκπομπῆς τοῦ Na καὶ μὲ τὴν σκοτεινὴν γραμμὴν τοῦ φάσματος ἀπορροφήσεως αὐτοῦ, μᾶς δεικνύει χωρὶς καμμίαν ἀμφιβολίαν τὴν ὕπαρξιν ἀτμῶν νατρίου εἰς τὴν ἡλιακὴν χρωμόσφαιραν.

ΑΝΩΜΑΛΟΣ ΔΙΑΣΚΕΔΑΣΜΟΣ

§ 708. Εἰς προηγουμένας παραγράφους ἐπανειλημμένως ἐτονίσθη ὅτι, ἂν τὸ χρῶμα Α τοῦ φάσματος εἶναι θλαστικώτερον τοῦ Β ὡς πρὸς ὀπτικόν τι μέσον, θὰ εἶναι κατὰ γενικὸν κανόνα θλαστικώτερον καὶ ὡς πρὸς οἱονδήποτε ἄλλο μέσον, ἐκτὸς ὡρισμένων ἐξαιρέσεων. Ἡ ἀλληλουχία δηλ. τῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος εἶναι ἡ αὐτὴ ἐξ οἱουδήποτε ὑλικοῦ καὶ ἂν κατασκευασθῇ τὸ ἀναλύον πρίσμα καὶ ἑπομένως ἡ θλαστικότης ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς *ποιοτικὸν* χαρακτηριστικὸν αὐτῶν τούτων τῶν χρωμάτων τοῦ φωτός.

Αἱ ἐξαιρέσεις τοῦ κανόνος τούτου παρουσιάζουν ἰδιαίτερον, ἀπὸ θεωρητικῆς ἰδίᾳ ἀπόψεως, ἐνδιαφέρον. Ὑπάρχουν δηλ. οὐσίαι, αἱ ὁποῖαι διαθλοῦν ἰσχυρότερον τὰς διὰ τὰ πλεῖστα ὀπτικὰ μέσα ὀλιγώτερον θλαστικὰς ἀκτῖνας καὶ ἀναστρέφουν οὕτω τὴν κανονικὴν τάξιν μέρους τῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος, παρουσιάζουν δηλ. *ἀνώμαλον διασκεδασμόν*.

Ὡς παράδειγμα φέρομεν τὴν φουξίνην, ἐξ οἰνοπνευματικοῦ διαλύματος τῆς ὁποίας, ἂν κατασκευάσωμεν ὀξύτατον πρίσμα περιλαμβανόμενον μεταξὺ δύο ὑαλίνων πλακῶν, παρατηροῦμεν ὅτι ἐκτρέπει πρὸς τὴν βάσιν περισσότερον τὰς ἐρυθρὰς καὶ ὀλιγώτερον τὰς ἰώδεις ἀκτῖνας.



Σχ. 509.

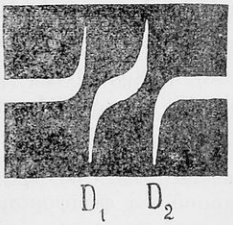
Ἡ ἁπλουστάτη καὶ ἀποτελεσματικωτάτη μέθοδος τῆς ἀνευρέσεως τοῦ ἀνωμάλου διασκεδασμοῦ εἶναι ἡ διὰ τῶν διασταυρουμένων πρισμάτων, ὅπως εἰς τὴν διάταξιν τοῦ σχ. 420 σελ. 65. Ἂν τὰ δύο πρίσματα εἶναι ἐκ τῆς αὐτῆς οὐσίας, τὸ τελικὸν φάσμα εἶναι εὐθύγραμμον. Ἂν τὰ πρίσματα εἶναι ἐκ διαφόρων οὐσιῶν, τὸ φάσμα εἶναι καμπυλόγραμμον (σχ. 509 II), ἂν δὲ τὸ ἓν τῶν πρισμάτων παρουσιάζει ἀνώμαλον διασκεδασμὸν τὸ φάσμα ἔχει μορφὴν ἀνώμαλον μὲ ἀνακάμψεις

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

(σχ. 509, III), εἰς τὰς ὁποίας πολλάκις σαφῶς παρατηροῦνται διακοπαὶ συνεχείας (σχ. 509, IV).

Αἱ διακοπαὶ συνεχείας ἔχουν ἀκριβῶς μεγίστην σπουδαιότητα διότι δεικνύουν ὅτι ὁ ἀνώμαλος διασκεδασμὸς παρουσιάζεται εἰς ἐκεῖνα τὰ μέρη τοῦ φάσματος, εἰς τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν γραμμαὶ ἢ ταιναὶ ἀπορροφήσεως. Ἡ θεωρητικὴ ἔρευνα δεικνύει πράγματι ὅτι ὁ ἀνώμαλος διασκεδασμὸς καὶ ἡ ἐκλεκτικὴ ἀπορρόφησις στενώτατα συνδέονται, καὶ εἶναι ἀποτελέσματα ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ αἰτίου.

Χαρακτηριστικώτατα παρουσιάζεται π. χ. ἡ σχέσις τοῦ ἀνωμάλου διασκεδασμοῦ πρὸς τὴν ἀπορρόφησιν εἰς τὴν γειτονίαν τῆς διπλῆς γραμμῆς D_1 D_2 τοῦ Νατρίου. Ἂν διαβιβάσωμεν λευκὸν φῶς προερχόμενον ἐκ συλλέκτου μὲ κατακόρυφον σχισμὴν διὰ φλογὸς Bunsen, ἐντὸς τῆς ὁποίας διαπυροῦται NaCl καὶ ἡ ὁποία, πλατεῖα κατὰ τὴν βάσιν καὶ στενωτέρα κατὰ τὴν κορυφήν, ἐνεργεῖ ὡς πρίσμα μὲ ὁριζοντίαν ἀκμὴν καὶ τὴν βάσιν πρὸς τὰ κάτω, καὶ τὸ φῶς ἔπειτα ἀναλύσωμεν διὰ πρίσματος ὑαλίνου μὲ κατακόρυφον ἀκμὴν οὕτως ὥστε νὰ λάβωμεν ὁριζόντιον φάσμα, παρατηροῦμεν περὶ τὰς γραμμὰς ἀπορροφήσεως τὴν χαρακτηριστικὴν εἰκόνα τοῦ σχ. 510. Καθ' ὅλην δηλ. τὴν ἔκτασιν τοῦ φάσματος δὲν φαίνεται αἰσθητὴ ἐκτροπὴ τῶν ἀκτίνων κατὰ τὴν κατακόρυφον ἐπειδὴ ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς νατριούχου φλογὸς ἐλάχιστα διαφέρει τοῦ τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος. Εἰς τὴν γειτονίαν ὅμως τῶν δύο γραμμῶν C παρατηροῦμεν ἰσχυρὰν ἐκτροπήν.



Σχ. 510.

Ἂν παρακολουθήσωμεν τὸ φάσμα ἐκ τοῦ ἀριστεροῦ ἐρυθροῦ) μέρους πρὸς τὸ δεξιὸν (ἰῶδες), παρατηροῦμεν ὅτι ὀλίγον πρὸ τῆς γραμμῆς D_1 ἡ ἐκτροπὴ γίνεται πρὸς τὰ ἄνω, πρὸς τὴν ἀκμὴν δηλ. τῆς ὡς πρίσματος θεωρουμένης φλογός, καὶ ὅτι ἐπομένως διὰ τὰς ἀκτῖνας ταύτας ὁ δ. δ. τῆς φλογὸς εἶναι μικρότερος τοῦ τοῦ ἀέρος. Ἀμέσως μετὰ τὴν γραμμὴν D_1 ἔχομεν ἐκτροπὴν πρὸς τὰ κάτω, πρὸς τὴν βάσιν δηλ. τοῦ πρίσματος, καὶ ἐπομένως δείκτην διαθλάσεως μεγαλύτερον τοῦ τοῦ ἀέρος· Καθ' ὅσον προχωροῦμεν πρὸς τὴν γραμμὴν D_2 ὁ δ. δ. ἐλαττώνεται καὶ ἀμέσως πρὸ αὐτῆς εἶναι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μικρότερος τοῦ τοῦ ἀέρος. Μετὰ τὴν γραμμὴν D_2 εὑρίσκομεν πάλιν ἐξαιρετικῶς μεγάλην τιμὴν τοῦ δ. δ. ἡ ὁποία ἐλαττώνεται καθ' ὅσον προχωροῦμεν πρὸς τὰς θλαστικωτέρας ἀκτῖνας. Ὁ ἀνώμαλος διασκεδασμὸς εἶναι κυρίως ἐκπεφρασμένος εἰς τὴν ἄμεσον γειτονίαν τῶν γραμμῶν ἀπορροφήσεως. Πρὸ αὐτῶν καὶ μετ' αὐτὰς ὁ διασκεδασμὸς εἶναι κανονικός.

ΦΘΟΡΙΣΜΟΣ–ΦΩΣΦΟΡΙΣΜΟΣ

§ 709. Πολλαὶ οὐσίαι, στερεαί, ὑγραὶ ἢ ἀέριαι, φωτιζόμεναι, διεγείρονται ὑπὸ τοῦ προσπίπτοντος φωτὸς εἰς δευτερογενῆ ἀκτινοβολίαν, ἡ ὁποία πολλάκις εἶναι διάφορος τῆς διεγειρούσης. Ἐκ τῆς ποιοτικῆς ταύτης διαφορᾶς πειθόμεθα ὅτι δὲν πρόκειται περὶ διαχύτων ἀνακλάσεων καὶ διαθλάσεων, ἀλλὰ πράγματι ἡ προσπίπτουσα ἀκτινοβολία χρησιμεύει ἁπλῶς ὡς αἰτία διεγείρουσα τὴν οὐσίαν εἰς *ἰδίαν καὶ χαρακτηριστικὴν ἐκλεκτικὴν ἀκτινοβολίαν*.

Ἀκόμη περισσότερον ἐνισχύεται ἡ ἐκδοχὴ αὕτη ἐκ τοῦ γεγονότος ὅτι εἰς πολλὰ στερεὰ ἡ δευτερογενὴς ἀκτινοβολία ἐξακολουθεῖ καὶ ἀφοῦ παύσῃ ἐπιδρῶσα ἡ διεγείρουσα ἀκτινοβολία.

Ὀνομάζομεν *φθορισμὸν* τὴν ἐκπομπὴν δευτερογενοῦς ἀκτινοβολίας, ἡ ὁποία διαρκεῖ μόνον ὅσον καὶ ἡ διεγείρουσα, *φωσφορισμὸν* δὲ τὴν ἐκπομπὴν δευτερογενοῦς ἀκτινοβολίας, ἡ ὁποία διαρκεῖ καὶ ἀφοῦ παύσῃ ἐπιδρῶσα ἡ προκαλέσασα αὐτὴν ἀκτινοβολία.

Ἂν καὶ φαίνεται ὅτι δὲν ὑπάρχει σαφὴς διάκρισις μεταξὺ φθορισμοῦ καὶ φωσφορισμοῦ, εἶναι πιθανὸν ὅτι τὰ ὑγρὰ καὶ τὰ ἀέρια φθορίζουν τὰ δὲ στερεὰ φωσφορίζουν, διότι εἰς μὲν τὰ ὑγρὰ καὶ ἀέρια δὲν κατωρθώθη νὰ παρατηρηθῇ ἡ δευτερογενὴς ἀκτινοβολία μετὰ τὴν παῦσιν τῆς διεγειρούσης, εἰς δὲ τὰ πλεῖστα τῶν στερεῶν, τὰ ὁποῖα ἐθεωροῦντο ὡς φθορίζοντα, εὑρέθη διὰ τοῦ *φωσφοροσκοπίου*, τὸ ὁποῖον ἀμέσως κατωτέρω θὰ περιγράψωμεν, ὅτι πραγματικῶς ὁ φθορισμὸς εἶναι φωσφορισμὸς μικρᾶς διαρκείας. Ἐξακολουθεῖ ἐν τούτοις νὰ γίνεται ἀκόμη πολλάκις χρῆσις τοῦ ὅρου *φθορισμὸς* καὶ ἐπὶ στερεῶν, ὅπως π. χ. ἡ οὐρανιοῦχος ὕαλος.

§ 710. ***Τὸ φωσφοροσκόπιον*** εἶναι κυλινδρικὸν κιβώτιον φέρον δύο παράθυρα, ἐντὸς τοῦ ὁποίου ἠμποροῦν νὰ περιστραφοῦν δύο δίσκοι στερεωμένοι ἐπὶ κοινοῦ ἄξονος καὶ φέροντες κανονικῶς δια-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τεταγμένα ἀνοίγματα οὕτως ὥστε εἰς τὰ ἀνοίγματα τοῦ ἑνὸς δίσκου νὰ ἀντιστοιχοῦν τὰ πλήρη μέρη τοῦ ἄλλου. Μεταξὺ τῶν δύο τούτων δίσκων στηρίζεται καταλλήλως τὸ ἐξεταζόμενον σῶμα, τὸ ὁποῖον φωτίζομεν διὰ τοῦ ἑνὸς παραθύρου τοῦ κιβωτίου καὶ παρατηροῦμεν διὰ τοῦ ἄλλου.

Ἕνεκα τῆς διατάξεως τῶν ἀνοιγμάτων τῶν δίσκων δὲν ἠμποροῦμεν τὸ διεγεῖρον φῶς νὰ ἔλθῃ εἰς τὸν ὀφθαλμόν μας, ἀλλ' ἐνῶ περιστρέφονται οἱ δίσκοι ἄλλοτε μὲν ἐκτίθεται τὸ σῶμα εἰς τὸ φῶς, καὶ τότε ἕνεκα τοῦ παρεμπίπτοντος πλήρους μέρους τοῦ ὀπισθίου δίσκου δὲν βλέπομεν τὸ σῶμα, ἄλλοτε δὲ ἐμποδίζει ὁ ἐμπρόσθιος δίσκος τὸ φῶς, καὶ τότε βλέπομεν τὸ σῶμα διὰ τῶν ἀνοιγμάτων τοῦ ὀπισθίου δίσκου. Οὕτω στρέφοντες τοὺς δίσκους μὲ ἀρκετὴν ταχύτητα ἠμποροῦμεν νὰ καταστήσωμεν τὸν μεταξὺ τῆς παύσεως τοῦ φωτισμοῦ καὶ τῆς παρατηρήσεως χρόνον πολὺ μικρὸν μετροῦντες συγχρόνως αὐτὸν κατὰ γνωστὰς μεθόδους (πρβλ. Τ. Ι. § 98). Διὰ τοῦ ὀργάνου τούτου εὑρέθη ὅτι πλεῖστα στερεὰ φωσφορίζουν, ἀλλ' εἰς πολλὰ ἐξ αὐτῶν ἡ διάρκεια τοῦ φωσφορισμοῦ εἶναι ἐλαχίστη ἐνῶ ἀφ' ἑτέρου ὑπάρχουν οὐσίαι, ὅπως π. χ. τὸ θειοῦχον ἀσβέστιον, αἱ ὁποῖαι μετὰ ἔκθεσιν εἰς ἰσχυρὸν φῶς ἐξακολουθοῦν νὰ φωσφορίζουν, νὰ ἐκπέμπουν δηλ. τὸ ἴδιον δευτερογενὲς φῶς, ἐπὶ πολλὰς ὥρας.

§ 711. ***Νόμος τοῦ Stokes.*** Ὁ Stokes διετύπωσε τὸν νόμον, ὅτι κατὰ τὸν φωσφορισμὸν ἢ φθορισμὸν τὸ φάσμα τῆς δευτερογενοῦς ἀκτινοβολίας δὲν περιέχει ἀκτῖνας θλαστικωτέρας τῶν ἀκτίνων τοῦ διεγείροντος φωτός.

Ὁ νόμος οὗτος ἀφορᾷ τὴν ἐκλεκτικὴν δευτερογενῆ ἀκτινοβολίαν. Εἶναι ὅμως δυνατὸν ἐκ τῆς ἀπορροφήσεως τῆς πρωτογενοῦς ἀκτινοβολίας νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος τόσον, ὥστε εἰς τὸ φάσμα τῆς θερμικῆς αὐτοῦ ἀκτινοβολίας νὰ περιέχωνται καὶ ἀκτῖνες θλαστικώτεραι τῶν ἀκτίνων τῆς διεγειρούσης ἀκτινοβολίας.

Ἐν τούτοις παρετηρήθησαν πλεῖσται ἐξαιρέσεις τοῦ νόμου τούτου· Οὕτω π. χ. ὁ ἀτμὸς τοῦ Νατρίου φωτιζόμενος διὰ μονοχρόου φωτὸς ἐκπέμπει φάσμα ἐκλεκτικὸν ἐκ φθορισμοῦ περιέχον θλαστικωτέρας τοῦ ἐπιδρῶντος φωτὸς ἀκτῖνας.

Ἡ διέγερσις ἀερίων ἢ ἀτμῶν εἰς φθορισμὸν διὰ μονόχρου φωτὸς ἔχει μεγίστην σημασίαν, διότι ὡρισμένα χρώματα προκαλοῦν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φάσματα ἐκ φθορισμοῦ ἀποτελούμενα ἀπὸ γραμμὰς κανονικώτατα διατεταγμένας, τὰ λεγόμενα *φάσματα συνηχήσεως*, τῶν ὁποίων ἡ μελέτη βεβαίως πολὺ θὰ συντελέσῃ εἰς τὴν κατανόησιν τοῦ μηχανισμοῦ τῆς ἐκπομπῆς τοῦ φωτὸς ὑπὸ τῶν ὑλικῶν ἀτόμων καὶ μορίων.

§ 712. ***Ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τοῦ φωσφορισμοῦ.*** Ἡ διάρκεια τῆς δευτερογενοῦς ἐκ φωσφορισμοῦ φωτοβολίας ἐπὶ χρόνον, πολὺν ἢ ὀλίγον, μετὰ τὴν παῦσιν τῆς διεγειρούσης ἀκτινοβολίας μᾶς δεικνύει ὅτι διὰ τῆς ἐπιδράσεως τοῦ φωτὸς ἀποθηκεύεται εἰς τὰς φωσφοριζούσας οὐσίας ποσόν τι ἐνεργείας, τὸ ὁποῖον ἐκλύεται βαθμηδὸν ἐκ νέου ὑπὸ τὴν μορφὴν τῆς δευτερογενοῦς ἀκτινοβολίας.

Ὁπωσδήποτε καὶ ἂν φαντασθῶμεν τὸν μηχανισμὸν τῆς ἀποθηκεύσεως ταύτης τῆς ἐνεργείας, πάντως δικαιούμεθα νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἡ ἐνέργεια ἀποθηκεύεται ὑπὸ μορφὴν χημικήν, ὅτι δηλ. ἐπέρχονται διὰ τοῦ φωτισμοῦ μεταβολαὶ εἰς τὴν διάταξιν τῶν ἀτόμων καὶ μορίων τῆς οὐσίας, καὶ ὅτι τὸ σῶμα ἐπανερχόμενον εἰς τὴν προτέραν κατάστασιν ἐλευθερώνει τὴν δυναμικὴν ἢ χημικὴν ταύτην ἐνέργειαν. Ἡ διάρκεια τοῦ φωσφορισμοῦ ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς ταχύτητος μὲ τὴν ὁποίαν τὸ σῶμα ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν.

Τὴν ἐκδοχὴν ταύτην ἐνισχύει ἡ ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τοῦ φωσφορισμοῦ. Πράγματι γνωρίζομεν ὅτι τὰ μόρια τῶν σωμάτων εὑρίσκονται εἰς διαρκῆ κίνησιν, καὶ ὅτι ἡ μέση ταχύτης αὐτῶν καὶ ἡ μέση συχνότης τῶν πρὸς ἄλληλα συγκρούσεων εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον ὑψηλοτέρα ἡ θερμοκρασία (πρβλ. Τ. Ι. § 507) καὶ ἑπομένως λογικὸν εἶναι νὰ περιμένωμεν ὅτι αὔξησις τῆς θερμοκρασίας θὰ διευκολύνῃ τὴν ἐπάνοδον τοῦ φωσφορίζοντος σώματος εἰς τὴν ἀρχικήν του κατάστασιν, ὅτι ἑπομένως θὰ καθιστᾷ τὸν φωσφορισμὸν ἐντονώτερον ἀλλὰ θὰ συντομεύῃ τὴν διάρκειαν αὐτοῦ.

Ἡ παρατήρησις ἐπιβεβαιώνει ἐν γένει τὴν προσδοκίαν ταύτην. Ἂν δηλ. θερμάνωμεν φωσφορίζον σῶμα, παρατηροῦμεν κατ' ἀρχὰς ἐντονώτερον φωσφορισμὸν ἀλλὰ ταχέως ἡ ἀκτινοβολία ἐλαττώνεται καὶ ὁ φωσφορισμὸς παύει πολὺ ταχύτερον παρὰ ἂν τὸ σῶμα δὲν ἐθερμαίνετο.

Ἡ ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἠμπορεῖ καὶ ἄλλως νὰ δειχθῇ. Ἂν ἐκθέσωμεν πλάκα μεταλλίνην φέρουσαν ἐπίχρισμα θειούχου ἀσβεστίου εἰς ἰσχυρὸν φῶς, π. χ. τὸ ἡλιακόν, παρατηροῦμεν ἰσχυρὸν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φωσφορισμόν, ὁ ὁποῖος, ἂν κρατήσωμεν τὴν πλάκα εἰς τὸ σκότος, μετὰ πάροδον ὡρῶν τινων γίνεται αἰσθητῶς ἀσθενέστερος καὶ τέλος παύει ἐντελῶς. Ἂν θερμάνωμεν τὴν πλάκα ταύτην διὰ λύχνου Bunsen, παρατηροῦμεν ἰσχυρὸν φωσφορισμόν, ὁ ὁποῖος παύει μετά τινα χρόνον. Ἂν τώρα ἐκ νέου θερμάνωμεν τὴν πλάκα, χωρὶς νὰ τὴν ἐκθέσωμεν εἰς τὸ φῶς, ὁ φωσφορισμὸς δὲν ἀναφαίνεται πλέον. Ἡ διαθέσιμος ποσότης ἐνεργείας ἔχει ἐξαντληθῇ.

Ἀντὶ νὰ θερμάνωμεν τὴν πλάκα διὰ λύχνου ἠμποροῦμεν νὰ ρίψωμεν ἐπ᾽ αὐτῆς σκοτεινὰς ὑπερερύθρους ἀκτῖνας. Ἡ πλὰξ φωσφορίζει καὶ ἔχομεν *φαινομενικὴν* παράβασιν τοῦ νόμου τοῦ Stokes, διότι ὑπὸ τῶν ὑπερερύθρων ἀκτίνων προκαλεῖται ἀκτινοβολία θλαστικωτέρων ἀκτίνων. Πράγματι ὅμως ἡ προκαλοῦσα τὸν φωσφορισμὸν ἐνέργεια ἔχει ἀποθηκευθῇ εἰς τὸ σῶμα κατὰ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἡλιακοῦ φωτός, αἱ δὲ ὑπερέρυθροι ἀκτῖνες, θερμαίνουσαι τὸ σῶμα, ἀναγκάζουν αὐτὸ νὰ ἐλευθερώσῃ καὶ νέον μέρος τῆς δεσμευθείσης ἐνεργείας.

Ἡ ἐπίδρασις τῆς μεταβολῆς τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τοῦ φωσφορισμοῦ καὶ φθορισμοῦ δὲν παρουσιάζει γενικῶς τὴν ἁπλότητα τῶν τυπικῶν περιπτώσεων, τὰς ὁποίας ἀναφέρομεν, ἀλλὰ λεπτομερεστέρα περιγραφὴ τῶν σχετικῶν φαινομένων θὰ παρεῖλκεν.

§ 713. *Ὑποκειμενικὴ παρατήρησις τοῦ ὑπεριώδους φάσματος.* Μὲ τὴν βοήθειαν φθοριζόντων στερεῶν, π. χ. τῆς οὐρανιούχου ὑάλου, ἠμποροῦμεν νὰ παρατηρήσωμεν ὑποκειμενικῶς τὸ ἄλλως ἀόρατον ὑπεριῶδες φάσμα. Πρὸς τοῦτο εἴτε ἀντικαθιστῶμεν τὸ σταυρόνημα τῆς διόπτρας τοῦ φασματοσκοπίου διὰ πλακιδίου ἐξ οὐρανιούχου ὑάλου καὶ διὰ τοῦ προσοφθαλμίου παρατηροῦμεν τὸν ὑπὸ τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτίνων προκαλούμενον φθορισμόν, εἴτε δίδομεν εἰς τὸ φασματοσκόπιον τὴν μορφὴν φασματογράφου, εἰς τὸν ὁποῖον ἀντὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς ὑπάρχει πλὰξ οὐρανιούχου ὑάλου. Ἐπὶ τῆς πλακὸς ταύτης τὸ πραγματικὸν ὑπεριῶδες φάσμα προκαλεῖ φθορισμόν, τὸν ὁποῖον παρατηροῦμεν διὰ κινητοῦ μεγεθυντικοῦ φακοῦ (*)

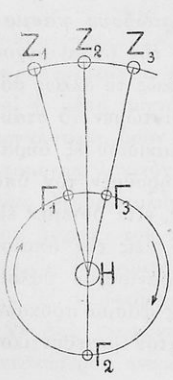
(*) Ἡ παρατήρησις γίνεται *πλαγίως* πρὸς τὴν φθοριζουσαν πλάκα διότι ἐπὶ τῶν φθοριζουσῶν ἐπιφανειῶν δὲν ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Lambert, (§ 624) ἀλλ᾽ ἡ φαινομένη λαμπρότης εἶναι τόσον μεγαλυτέρα ὅσον πλαγιώτερον παρατηροῦμεν τὴν ἐπιφάνειαν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 714. ***Παρατήρησις τοῦ ὑπερερύθρου φάσματος.*** Αἱ ἰδιότητες τῶν φωσφοριζόντων σωμάτων μᾶς παρέχουν μέθοδον παρατηρήσεως τοῦ ὑπερερύθρου φάσματος. Ἂν σχηματίσωμεν ἐπὶ φωσφοριζούσης πλακὸς πραγματικὸν ὑπερέρυθρον φάσμα, εἰς τὰ μέρη εἰς τὰ ὁποῖα ὑπάρχει ἰσχυρὰ ἀκτινοβολία θὰ ἔχωμεν ταχεῖαν ἐξάντλησιν τοῦ φωσφορισμοῦ εἰς δὲ τὰ μέρη, εἰς τὰ ὁποῖα τὸ φάσμα παρουσιάζει διακοπάς, ὁ φωσφορισμὸς θὰ διαρκῇ περισσότερον. Οὕτω ἐντὸς ὀλίγου θὰ ἔχωμεν ἐπὶ τῆς πλακὸς φωτεινὴν εἰκόνα τοῦ φάσματος, τὴν ὁποίαν εἴτε παρατηροῦμεν ὑποκειμενικῶς, εἴτε ἀποτυπώνομεν ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακός, τὴν ὁποίαν ἁπλῶς ἐπιθέτομεν ἐπὶ τῆς φωσφοριζούσης πλακός. Ἐπὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς λαμβάνομεν οὕτω θετικὴν εἰκόνα τοῦ ὑπερερύθρου φάσματος.

ΤΑΧΥΤΗΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

§ 715. ***Μέθοδος τοῦ Roemer.*** Ἡ πρώτη ἔνδειξις περὶ τῆς πεπερασμένης ταχύτητος τοῦ φωτὸς ὀφείλεται εἰς τὴν παρατήρησιν τοῦ ἀστρονόμου Olaf Römer (1676), ὅτι ὁ μεταξὺ δύο διαδοχικῶν ἐκλείψεων τῶν δορυφόρων τοῦ Διὸς χρόνος παρουσιάζει συστηματικὰς καὶ περιοδικὰς μεταβολάς, καὶ εἶναι μεγαλείτερος μὲν ὅταν ἡ Γῆ ἀπομακρύνεται τοῦ Διός, μικρότερος δὲ ὅταν πλησιάζῃ πρὸς αὐτόν. Ὁ Römer ὀρθῶς ἐξήγησε τὴν παρατήρησίν του ὡς ἑξῆς.



Σχ. 511.

Ἡ κίνησις τοῦ Διὸς ἐπὶ τῆς τροχιᾶς του εἶναι πολὺ βραδεῖα ἐν σχέσει πρὸς τὴν κίνησιν τῆς Γῆς, διότι εἰς ἓν γήϊνον ἔτος ὁ Ζεὺς διαγράφει περίπου τόξον 31°. Ἔστω ὅτι κατά τινα στιγμὴν ὁ Ζεὺς εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν Z_1 καὶ ἡ Γῆ εἰς τὴν θέσιν $Γ_1$ (σχ. 511).

Ἂν εἶναι τ ὁ πραγματικὸς μεταξὺ δύο διαδοχικῶν ἐκλείψεων ἑνὸς τῶν δορυφόρων τοῦ Διὸς χρόνος, ἐφ' ὅσον ἡ Γῆ κινουμένη ἐπὶ τῆς τροχιᾶς της ἀπομακρύνεται τοῦ Διός, οἱ ἐπ' αὐτῆς παρατηρηταὶ θὰ μετροῦν μεταξὺ τῶν ἐκλείψεων χρόνον μεγαλύτερον τοῦ τ, ἡ δὲ διαφορὰ θὰ ἰσοῦται πρὸς τὸν χρόνον, τὸν ὁποῖον χρειάζεται τὸ φῶς διὰ νὰ διανύσῃ τὴν ἀπόστασιν, τὴν ὁποίαν ἡ Γῆ διήνυσε μεταξὺ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῶν δύο παρατηρήσεων. Ὅταν ἡ Γῆ φθάσῃ εἰς τὴν θέσιν Γ_2, εἰς ἀντιζυγίαν δηλ. πρὸς τὸν Δία, εὑρισκόμενον εἰς τὴν θέσιν Z_2, ἂν ἐν τῷ μεταξὺ ἔχουν παρατηρηθῇ αἱ ἐκλείψεις ἐκτὸς τῆς ὡς ἀφετηρίας λαμβανομένης, ὁ μεταξὺ αὐτῶν μετρηθεὶς ἐν ὅλῳ χρόνος θὰ εἶναι $\pi\tau + T$. Ἀπὸ τοῦ σημείου τούτου μέχρι τῆς νέας συζυγίας (θέσεις Γ_3, Z_3) θὰ παρατηρηθοῦν πάλιν αἱ ἐκλείψεις εἰς χρόνον $\pi\tau - T$. Οὕτω ὁ ὁλικὸς χρόνος εἶναι $2\pi\tau$, ἐξ οὗ διαιροῦντες διὰ 2π εὑρίσκομεν τὸν πραγματικὸν μεταξὺ δύο ἐκλείψεων χρόνον τ. Ὁ χρόνος T εἶναι ὁ χρόνος, τὸν ὁποῖον δαπανᾷ τὸ φῶς διὰ νὰ διανύσῃ ἀπόστασιν ἴσην πρὸς τὸν ἄξονα τῆς τροχιᾶς τῆς Γῆς. Τὸ φαινόμενον εἶναι ἐντελῶς ἀνάλογον μὲ τὴν εἰς τὴν § 344 τοῦ Α΄ τόμου περιγραφεῖσαν μεταβολὴν τοῦ ὕψους, τῆς φαινομενικῆς δηλ. συχνότητος, τοῦ ἤχου ὅταν ὁ παρατηρητὴς πλησιάζῃ πρὸς τὴν ἠχογόνον πηγὴν ἢ ἀπομακρύνεται ἀπὸ αὐτήν.

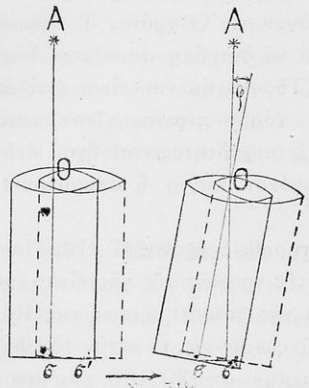
Εἰς στρογγύλους ἀριθμοὺς ὁ παρατηρηθεὶς χρόνος T εἶναι ἴσος πρὸς 1000 δευτερόλεπτα, ἡ διάμετρος τῆς τροχιᾶς τῆς γῆς εἶναι ἴση πρὸς 300 000 000 χιλιόμετρα, ὅθεν ἐκ τῆς παρατηρήσεως τοῦ Römer εὑρίσκομεν διὰ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενὸν (διεθνὲς σύμβολον c) τὴν κατὰ προσέγγισιν τιμὴν $c = 300\,000$ χιλιόμετρα κατὰ δευτερόλεπτον ἢ 3.10^{10} cm/sec.

§ 716. ***Ἀποπλάνησις τοῦ φωτός.*** Δεύτερον τρόπον, ἀστρονομικὸν ἐπίσης, πρὸς μέτρησιν τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς ὑπέδειξεν ὁ Bradley (1728). Εἶναι γνωστὸν ὅτι οἱ ἀπλανεῖς φαίνονται διαγράφοντες ἐπὶ τῆς οὐρανίας σφαίρας τροχιάς, κυκλικὰς μὲν οἱ κατὰ τοὺς πόλους τῆς ἐκλειπτικῆς, εὐθυγράμμους οἱ ἐπὶ τῆς ἐκλειπτικῆς, οἱ δὲ ἄλλοι ἐλλειπτικάς, τῶν ὁποίων οἱ μὲν μεγάλοι ἄξονες εἶναι παράλληλοι πρὸς τὴν ἐκλειπτικὴν οἱ δὲ μικροὶ κάθετοι ἐπ' αὐτὴν καὶ τόσον μικρότεροι ὅσον πλησιέστερον πρὸς τὴν ἐκλειπτικὴν κεῖται ὁ ἀστήρ. Οἱ μεγάλοι ἄξονες τῶν τροχιῶν τούτων ἔχουν ὅλοι τὸ αὐτὸ γωνιακὸν μέγεθος, ἴσον περίπου πρὸς 41″, ἡ δὲ κίνησις τῶν ἀπλανῶν ἐπὶ τῶν τροχιῶν τούτων ἔχει πάντοτε τὴν διεύθυνσιν τῆς κινήσεως τῆς γῆς ἐπὶ τῆς τροχιᾶς της.

Ἐξ αὐτῆς τῆς περιγραφῆς τοῦ φαινομένου τούτου φαίνεται ἀμέσως ὅτι ἡ προκαλοῦσα αὐτὸ αἰτία ἔχει σχέσιν πρὸς τὴν κίνησιν τῆς γῆς ἐπὶ τῆς τροχιᾶς της. Ὁ Bradley ἔδωκε τὴν ἑξῆς στοιχειώδη ἐξήγησιν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὑποθέσωμεν (σχ. 512) ὅτι ἡ γῆ εἶναι ἀκίνητος καὶ σκοπεύομεν τὸν ἀπλανῆ Α εὑρισκόμενον εἰς τὸν πόλον τῆς ἐκλειπτικῆς. Πρὸς τοῦτο πρέπει νὰ στρέψωμεν τὸ τηλεσκόπιον οὕτως, ὥστε ὁ ἄξων αὐτοῦ νὰ συμπίπτῃ μὲ τὴν πρὸς τὸν Α φερομένην εὐθεῖαν, πρέπει δηλ. ὁ ἀπλανής, τὸ ὀπτικὸν κέντρον Ο τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ ἡ τομὴ τοῦ σταυρονήματος νὰ κεῖνται ἐπ' εὐθείας. Ἂν ὅμως ἡ γῆ κινῆται καθέτως πρὸς τὴν εὐθεῖαν ΟΑ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ βέλους καὶ ἡ διάδοσις τοῦ φωτὸς δὲν ἐπηρεάζεται ἀπὸ τὴν κίνησιν ταύτην, ἕως ὅτου ἔλθῃ τὸ φῶς ἀπὸ τοῦ Ο εἰς τὸ σ τὸ τηλεσκόπιον θὰ μετακινηθῇ κατά τι διάστημα, καὶ ἐπομένως ἡ εἰκὼν τοῦ Α δὲν θὰ σχηματισθῇ εἰς τὴν τομὴν τοῦ σταυρονήματος, ἀλλ' ἀριστερὰ αὐτῆς. Διὰ νὰ ἔχωμεν τὴν εἰκόνα ἐπὶ τῆς τομῆς σ τοῦ σταυρονήματος πρέπει νὰ κλίνωμεν τὸ τηλεσκόπιον *κατὰ τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τῆς γῆς*, οὕτως ὥστε καθ' ὃν χρόνον τὸ φῶς ἔρχεται ἀπὸ τὸ Ο εἰς τὴν θέσιν σ΄ νὰ ἔρχεται καὶ ἡ τομὴ τοῦ σταυρονήματος ἀπὸ τὴν θέσιν σ εἰς τὴν σ΄. Τὴν γωνίαν φ τοῦ ἄξονος τοῦ τηλεσκοπίου πρὸς τὴν πραγματικὴν γραμμὴν σκοπεύσεως ὀνομάζομεν *γωνίαν ἀποπλανήσεως τοῦ φωτός*. Ἂν ὀνομάσωμεν c τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς καὶ υ τὴν ταχύτητα τῆς γῆς, φαίνεται ἀμέσως ἐκ τοῦ σχήματος ὅτι εἶναι



Σχ. 512.

$$1) \qquad \varepsilon\varphi\ \varphi = \frac{\sigma\sigma'}{O\sigma'} = \frac{\upsilon}{c}$$

Ὁ ἀπλανὴς Α κατὰ τὴν διάρκειαν ἑνὸς ἔτους θὰ φανῇ διαγράφων ἐπὶ τοῦ οὐρανοῦ κυκλικὴν τροχιάν, τῆς ὁποίας ἡ ἀκτὶς θὰ ἔχῃ γωνιακὸν μέγεθος ἴσον πρὸς φ. Ἀλλ' ἐκ τῆς παρατηρήσεως γνωρίζομεν ὅτι εἶναι $2\varphi = 41''$, $\varphi = 20{,}5''$

$$\varepsilon\varphi\ \varphi = \varphi = \frac{20{,}5 . \pi}{180 . 60 . 60}$$

Ἡ τροχιὰ τῆς γῆς ἔχει διάμετρον 300 000 000 km, ἤτοι μῆκος

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

300 000 000 π km, καὶ ἐπειδὴ ἡ γῆ διανύει αὐτὴν εἰς 365,25 ἡμέρας, ἤτοι 365,25.24.60.60 sec, ἡ ταχύτης υ εἶναι

$$\upsilon = \frac{300{,}000{,}000\,.\,\pi}{365{,}25\,.\,24\,.\,60\,.\,60}\ \frac{\text{km}}{\text{sec}}$$

Θέτοντες τὰς τιμὰς ταύτας εἰς τὴν ἐξ. (1) εὑρίσκομεν

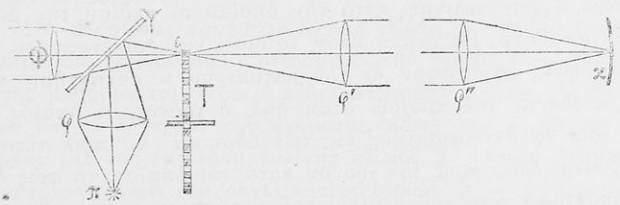
$$\frac{20{,}5\,.\,\pi}{180\,.\,60\,.\,60} = \frac{300\,000\,000\,.\,\pi}{365{,}25\,.\,24\,.\,60\,.\,60}\,.\,\frac{1}{c}$$

$$c = 300\,000 \text{ km/sec}.$$

Ἡ διὰ τοῦ κατὰ προσέγγισιν ὑπολογισμοῦ τούτου εὑρεθεῖσα τιμὴ τοῦ c συμφωνεῖ πρὸς τὴν τιμήν, τὴν ὁποίαν εὕρομεν δι' ὑπολογισμοῦ κατὰ προσέγγισιν ἐπίσης ἐκ τῆς παρατηρήσεως τοῦ Römer.

Ἀξιοσημείωτος καὶ ἀπὸ θεωρητικῆς ἀπόψεως σπουδαιοτάτη εἶναι ἡ παρατήρησις τοῦ Airy ὅτι ἡ γωνία ἀποπλανήσεως τοῦ φωτὸς εἶναι ἐντελῶς ἀνεξάρτητος τοῦ μέσου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου διαδίδεται τὸ φῶς. Εἶναι δηλ. ἡ αὐτή, εἴτε παρατηροῦμεν διὰ τοῦ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ εἴτε διὰ τηλεσκοπίου, καὶ μένει ἀμετάβλητος καὶ ἂν πληρώσωμεν τὸν σωλῆνα τοῦ τηλεσκοπίου μὲ οἱονδήποτε διαφανὲς ὑγρόν.

§ 717. ***Μέθοδος τοῦ Fizeau*** (1849). Ἡ πρώτη μέτρησις τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς διὰ καθαρῶς γηΐνου πειράματος ἐξετελέσθη



Σχ. 513.

ὑπὸ τοῦ Fizeau κατὰ τὴν ἑξῆς μέθοδον. Κωνικὴ ἀποκλίνουσα δέσμη, προερχομένη ἀπὸ τὴν πηγὴν π (σχ. 513), μεταβάλλεται ὑπὸ τοῦ φακοῦ φ εἰς συγκλίνουσαν, καὶ προσπίστουσα ἐπὶ ὑαλίνης πλακὸς Y, ἡ ὁποία σχηματίζει μὲ τὸν ἄξονά της γωνίαν 45°, ἀνακλᾶται ἐν μέρει, ὅπως εἰς τὸ σχῆμα φαίνεται, καὶ σχηματίζει εἰς τὸ ε πραγματικὴν ἑστίαν. Ἐκεῖθεν διαδίδεται ὡς ἀποκλίνουσα καὶ ὑπὸ τοῦ φακοῦ φ′ μεταβάλλειαι εἰς παράλληλον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ παράλληλος αὕτη δέσμη, ἀφ' οὗ διανύσῃ ἱκανὰ χιλιόμετρα, συναντᾷ τὸν συγκλίνοντα φακὸν φ΄΄ καὶ συγκεντρώνεται ἐπὶ τοῦ κοίλου κατόπτρου κ, τοῦ ὁποίου τὸ κέντρον συμπίπτει μὲ τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ φακοῦ φ΄΄. Οὕτω ἡ δέσμη ἀνακλᾶται κατὰ τὴν ἰδίαν της διεύθυνσιν, διέρχεται πάλιν διὰ τοῦ φακοῦ φ΄΄, γίνεται παράλληλος, διέρχεται διὰ τοῦ φακοῦ φ, σχηματίζει ἑστίαν πραγματικὴν εἰς τὸ ε καὶ διερχομένη διὰ τῆς ὑαλίνης πλακὸς Υ, προσπίπτει ἐπὶ τοῦ συγκλίνοντος φακοῦ Φ, διὰ τοῦ ὁποίου παρατηροῦμεν τὴν ἑστίαν ε. Εἰς τὸν δρόμον τῆς δέσμης παρεντίθεται ὀδοντωτὸς τροχὸς Τ οὕτως ὥστε κατὰ τὴν περιστροφὴν αὐτοῦ οἱ ὀδόντες καὶ τὰ μεταξὺ αὐτῶν διάκενα νὰ διέρχωνται διὰ τοῦ ε καὶ ἑπομένως νὰ διακόπτεται καὶ πάλιν νὰ ἀφίνεται ἐλευθέρα ἡ δέσμη.

Ἐντὸς τοῦ πεδίου τοῦ φακοῦ Φ βλέπομεν φωτεινὸν σημεῖον, ὅταν ἡ δέσμη διέρχεται ἐλευθέρως διὰ διακένου τοῦ ὀδοντωτοῦ τροχοῦ, σκότος δὲ ὅταν ἡ δέσμη συναντᾷ ὀδόντα αὐτοῦ. Ἂν ὁ τροχὸς περιστρέφεται, βλέπομεν ἐναλλαγὰς φωτὸς καὶ σκότους καὶ ἂν ἡ περιστροφὴ γίνῃ ἀρκετὰ ταχεῖα ὥστε αἱ ἐναλλαγαὶ νὰ εἶναι περισσότεραι τῶν 10 κατὰ δευτερόλεπτον, ἔχομεν, ἕνεκα τῆς διαρκείας τοῦ ὀπτικοῦ αἰσθήματος, τὴν ἐντύπωσιν συνεχοῦς φωτός.

Ἂν ἡ περιστροφικὴ ταχύτης τοῦ τροχοῦ γίνεται διαρκῶς μεγαλυτέρα, ἔρχεται στιγμή, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ πεδίον τῆς διόπτρας σκοτίζεται. Τοῦτο θὰ συμβῇ ὅταν τὸ διά τινος διακένου τοῦ τροχοῦ διελθὸν φῶς ἐπιστρέφον ἐκ τοῦ κατόπτρου κ συναντήσῃ εἰς τὴν θέσιν ε ὀδόντα τοῦ τροχοῦ, ὅταν δηλ. ὁ χρόνος, ὁ ὁποῖος χρειάζεται διὰ νὰ ἀντικαταστήσῃ εἷς τῶν ὀδόντων τὸ πρὸ αὐτοῦ διάκενον, εἶναι ἴσος πρὸς τὸν χρόνον κατὰ τὸν ὁποῖον τὸ φῶς διανύει τὴν ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ ε μέχρι τοῦ κατόπτρου κ καὶ τἀνάπαλιν.

Ἂν ἡ ταχύτης περιστροφῆς τοῦ τροχοῦ γίνῃ ἀκόμη μεγαλυτέρα τὸ φῶς ἀναφαίνεται διότι τὸ διά τινος διακένου διελθὸν φῶς συναντᾷ κατὰ τὴν ἐπάνοδον τὸ ἀμέσως ἑπόμενον διάκενον. Ἂν ἀκόμη περισσότερον αὐξηθῇ ἡ περιστροφικὴ ταχύτης ἐξαφανίζεται καὶ πάλιν τὸ φῶς διότι τὸ διά τινος διακένου διελθὸν φῶς συναντᾷ κατὰ τὴν ἐπιστροφὴν τὸν μεθεπόμενον ὀδόντα καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

Τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς ὑπολογίζομεν εὐκόλως ὡς ἑξῆς. Ἔστω L ἡ ἀπόστασις εκ, Ν ὁ ἀριθμὸς τῶν ὀδόντων τοῦ τροχοῦ καὶ n

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὁ ἀριθμὸς στροφῶν κατὰ δευτερόλεπτον, ὅταν παρατηροῦμεν π. χ. διὰ δευτέραν φορὰν τὴν ἐξαφάνισιν τοῦ φωτός.

Ἂν ὀνομάσωμεν c τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός, θὰ διανύσῃ τοῦτο τὴν ἀπόστασιν εκ καὶ τἀνάπαλιν εἰς χρόνον $t = \frac{2L}{c}$. Κατὰ τὸν χρόνον τοῦτον τὸ διάκενον ἀντικατεστάθη ὑπὸ τοῦ μεθεπομένου ὀδόντος, ἐξετέλεσε δηλ. ὁ τροχὸς μέρος $\frac{1+\frac{1}{2}}{N}$ τῆς ὅλης περιστροφῆς καὶ ἐπειδὴ ὁ χρόνος μιᾶς περιστροφῆς εἶναι $\frac{1}{n}$ sec ἕπεται ὅτι ἐδαπανήθη διὰ τὴν μετακίνησιν ταύτην τοῦ τροχοῦ χρόνος

$$t = \frac{1,5}{nN} \cdot .$$

Ἐξισώνοντες τὰς δύο ταύτας τιμὰς τοῦ t εὑρίσκομεν

$$\frac{2L}{c} = \frac{1,5}{nN} \qquad c = \frac{2LnN}{1,5} .$$

Ὁ Fizeau μετεχειρίσθη τροχὸν μὲ 720 ὀδόντας. Ἡ ἀπόστασις L ἦτο ἴση πρὸς 8633 m. Ἡ τιμὴ τὴν ὁποίαν εὗρε διὰ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς ἐπλησίαζε πολὺ τὴν ἐκ τῶν ἀστρονομικῶν παρατηρήσεων εὑρεθεῖσαν.

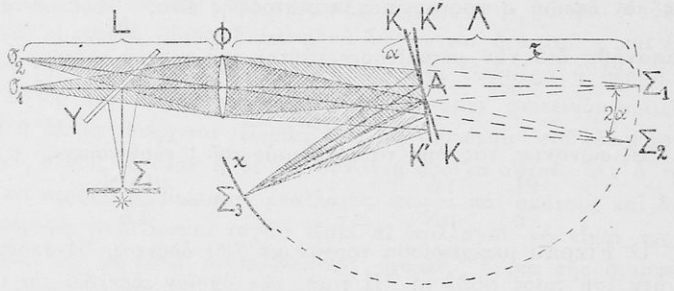
§ 718. ***Μέθοδος τοῦ Foucault.*** Κατὰ τὸ 1862 ἐμέτρησεν ὁ Foucault διὰ γηΐνου πάλιν πειράματος τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός. Ἡ ἀρχὴ τῆς μεθόδου του εἶναι ἡ ἑξῆς. Αἱ ἐκ τῆς σχισμῆς Σ (σχ. 514), καθέτου ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος, προερχόμεναι ἀκτῖνες προσπίπτουσαι ἐπὶ τῆς ἐπιπέδου ὑαλίνης πλακὸς Υ ἀνακλῶνται ἐν μέρει καὶ διερχόμεναι διὰ τοῦ συγκλίνοντος φακοῦ Φ σχηματίζουν εἴδωλον πραγματικὸν τῆς σχισμῆς εἰς τὴν θέσιν Σ_1.

Μεταξὺ τοῦ φακοῦ Φ καὶ τῆς θέσεως Σ_1, παρεντίθεται εἰς τὸν δρόμον τῶν ἀκτίνων ἐπίπεδον κάτοπτρον ΚΚ, κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος καὶ δυνάμενον νὰ περιστραφῇ ταχύτατα περὶ τὸν ἄξονα Α, παράλληλον πρὸς τὴν σχισμήν. Ὅταν τὸ κάτοπτρον τοῦτο ἔχῃ τὴν διεύθυνσιν ΚΚ, αἱ ἀκτῖνες ἀνακλώμεναι ἐπ' αὐτοῦ σχηματίζουν τὸ εἴδωλον τῆς σχισμῆς εἰς τὴν θέσιν Σ_2 καὶ ὅταν τὸ κάτοπτρον περιστρέφεται τὸ εἴδωλον κινεῖται ἐπὶ κυλινδρικῆς ἐπιφανείας, τῆς ὁποίας ἡ ἀκτὶς εἶναι ἡ $A\Sigma_1$.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἰς τὴν θέσιν Σ_2 ὑπάρχει κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον, τοῦ ὁποίου τὸ κέντρον εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος Α. Ἡ φωτεινὴ δέσμη προσπίπτουσα ἐπ' αὐτοῦ (*) ἀνακλᾶται κατὰ τὴν ἰδίαν της διεύθυνσιν καί, ἀφοῦ πάλιν ἀνακλασθῇ ἐπὶ τοῦ κατόπτρου Κ καὶ διέλθῃ διὰ τοῦ φακοῦ Φ καὶ τῆς ὑαλίνης πλακὸς Υ, σχηματίζει πραγματικὴν εἰκόνα τῆς σχισμῆς εἰς τὴν θέσιν σ_1, συμμετρικὴν τῆς Σ ὡς πρὸς τὴν πλάκα Υ. Τὴν εἰκόνα ταύτην παρατηροῦμεν διὰ μεγεθυντικοῦ φακοῦ.

Ἂν τὸ κάτοπτρον Κ στραφῇ ὀλίγον, ἡ δέσμη συναντᾷ τὸ κά-



Σχ. 514.

τοπτρον κ εἰς ἄλλην θέσιν, ἀλλ' ἐπειδὴ ἐπιστρέφει κατὰ τὴν ἰδίαν της διεύθυνσιν, τὸ εἴδωλον σ_1 θὰ σχηματίζεται εἰς τὴν ἰδίαν θέσιν ἀνεξαρτήτως τῆς θέσεως τοῦ κατόπτρου Κ, ἐφ' ὅσον ἐννοεῖται αἱ ἀκτῖνες συναντοῦν τὸ κοῖλον κάτοπτρον κ. Καὶ ἂν λοιπὸν στρέφεται βραδέως τὸ κάτοπτρον Κ, τὸ εἴδωλον θὰ ἀναφαίνεται καὶ θὰ ἐξαφανίζεται, ἅπαξ καθ' ἑκάστην περιστροφήν, χωρὶς ὅμως νὰ μετακινῆται, ἂν δὲ ἡ περιστροφικὴ ταχύτης τοῦ κατόπτρου γίνῃ ἀρκετὰ μεγάλη, μεγαλυτέρα τῶν 10 στροφῶν κατὰ δευτερόλεπτον, βλέπομεν ἕνεκα τῆς διαρκείας τοῦ ὀπτικοῦ αἰσθήματος τὴν εἰκόνα σ_1 διαρκῶς καὶ ἀκίνητον.

Ἂν ὅμως τὸ κάτοπτρον Κ στρέφεται ἀρκετὰ ταχέως, ὥστε αἱ ἐπὶ τοῦ κ ἀνακλώμεναι ἀκτῖνες νὰ εὑρίσκουν αὐτὸ κατὰ τὴν ἐπιστροφήν των εἰς αἰσθητῶς διάφορον θέσιν, μετὰ τὴν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου

(*) Ἡ ἀπόστασις $A\Sigma_1$ εἶναι πάντοτε ἴση πρὸς ἀρκετὰ μέτρα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τούτου ἀνάκλασιν δὲν θὰ λάβουν τὴν διεύθυνσιν ἐκ τῆς ὁποίας ἦλθον καὶ ἑπομένως τὸ εἴδωλον τῆς σχισμῆς θὰ σχηματισθῇ εἰς ἄλλην θέσιν, π. χ. τὴν σ_2.

Ἐκ τῆς ἀποστάσεως $\sigma_1\sigma_2$, ἐκ τῶν γεωμετρικῶν στοιχείων τῆς διατάξεως καὶ τῆς περιστροφικῆς ταχύτητος τοῦ κατόπτρου ἠμπορεῖ εὐκόλως νὰ εὑρεθῇ ἡ ταχύτης c τοῦ φωτός.

Εἰς τὰ πειράματα τοῦ Foucault τὸ κάτοπτρον στρεφόμενον δι' ἀεροστροβίλου, ὁμοίου πρὸς τὴν εἰς τὴν § 305 τοῦ Α΄ τόμου περιγραφεῖσαν σειρῆνα, ἐξετέλει ἄνω τῶν 700 στροφῶν κατὰ δευτερόλεπτον. Ἡ παρατηρηθεῖσα μετακίνησις τοῦ εἰδώλου τῆς *σχισμῆς μόλις ἔφθανε* τὰ $^3/_{10}$ τοῦ χιλιοστομέτρου. Ἐκ τῶν παρατηρήσεων τούτων εὑρέθη τιμὴ κατά τι μικροτέρα τῶν 300,000 Km/sec.

§ 719. *Ὑπολογισμὸς τοῦ c.* Ὑποθέσωμεν ὅτι αἱ ἐκ τοῦ Σ ἀκτῖνες εὑρίσκουν τὸ περιστρεφόμενον κάτοπτρον εἰς τὴν θέσιν ΚΚ. Ἀνακλώμεναι ἐπ' αὐτοῦ θὰ συναντήσουν τὸ κάτοπτρον κ εἰς τὴν θέσιν Σ_2 συμμετρικὴν τῆς Σ_1 ὡς πρὸς τὸ ἐπίπεδον ΚΚ καὶ ἀνακλώμεναι ἐπ' αὐτοῦ θὰ προσπέσουν ἐκ νέου ἐπὶ τοῦ περιστρεφομένου κατόπτρου. Ἀλλὰ τὸ κάτοπτρον τοῦτο ἔχει τώρα τὴν θέσιν Κ΄ Κ΄, ἐστράφη δηλ. ἐν τῷ μεταξὺ κατὰ τὴν γωνίαν $\alpha = \text{ΚΑΚ}'$ καὶ ἑπομένως αἱ ἀκτῖνες ἀνακλώμεναι ἐπ' αὐτοῦ θὰ φαίνωνται ὡς προερχόμεναι ἐκ τῆς θέσεως Σ_2, συμμετρικῆς τῆς Σ_3 ὡς πρὸς τὸ ἐπίπεδον Κ΄ Κ΄, καὶ θὰ σχηματίσουν μετὰ τὴν διάθλασιν διὰ τοῦ φακοῦ Φ καὶ τὴν δίοδον διὰ τῆς πλακὸς Υ, τὸ εἴδωλον τῆς σχισμῆς εἰς τὴν θέσιν σ_2. Τὸ σημεῖον σ_2 κεῖται ἐπὶ τοῦ πλαγίου ἄξονος Σ_2Ο τοῦ φακοῦ.

Ὀνομάζομεν r τὴν ἀκτῖνα καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου κ, Λ τὴν ἀπόστασιν $O\Sigma_1$ καὶ L τὴν ἀπόστασιν $O\sigma_1$.

Ἐκ τῶν νόμων τῆς ἀνακλάσεως ἕπεται ὅτι ἡ γωνία $\Sigma_1A\Sigma_3$ εἶναι ἴση πρὸς 2α (πρβλ. Τ. Ι. § 22). Ἕνεκα τῆς μικρότητος τῶν γωνιῶν εἶναι :

$$\text{γων. } \Sigma_1O\Sigma_2 = \frac{\overline{\Sigma_1\Sigma_2}}{r}, \qquad \text{γων. } \Sigma_1O\Sigma_3 = \frac{\overline{\Sigma_1\Sigma_2}}{\Lambda}$$

ὅθεν
$$\text{γων. } \Sigma_1O\Sigma_2 = \text{γων. } \Sigma_1A\Sigma_2. \quad \frac{r}{\Lambda} = \frac{2\alpha r}{\Lambda}$$

Ἡ γωνία $\sigma_1O\sigma_2$ ὡς κατὰ κορυφὴν τῆς $\Sigma_1O\Sigma_2$ εἶναι ἴση πρὸς αὐτήν, καὶ ἑπομένως ἡ ἀπόστασις $\sigma_1\sigma_2$, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν ε, ἴση πρὸς τὴν γωνίαν $\sigma_1O\sigma_2$ ἐπὶ τὸ μῆκος $O\sigma_1$, εἶναι

$$(1) \qquad \overline{\sigma_1\sigma_2} = \varepsilon = \frac{2\alpha r.L}{\Lambda}$$

Τὸ φῶς διὰ νὰ διανύσῃ τὸν δρόμον $A\Sigma_3$ καὶ τάνάπαλιν χρειάζεται χρόνον $t = \frac{2r}{c}$ καὶ ἑπομένως, ἂν τὸ κάτοπτρον ἐκτελῇ n στροφὰς κατὰ δευτερόλεπτον, στρέφεται δηλ. εἰς ἓν δευτερόλεπτον κατὰ γωνίαν 2πn, εἰς τὸν χρόνον t θὰ στραφῇ κατὰ τὴν γωνίαν

$$\alpha = 2\pi nt = \frac{4\pi nr}{c}.$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Θέτοντες τὴν τιμὴν ταύτην τοῦ α εἰς τὴν ἐξ. (1) λαμβάνομεν

$$\varepsilon = \frac{8\pi n r^2 L}{\Lambda c}$$

ὅθεν

$$c = \frac{8\pi n r^2 L}{\Lambda \varepsilon}.$$

Εἰς τὸν τύπον τοῦτον εἶναι n ὁ κατὰ δευτερόλεπτον ἀριθμὸς στροφῶν τοῦ περιστρέπτου κατόπτρου, r ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τοῦ κοίλου κατόπτρου, L ἡ ἀπόστασις τῶν εἰδώλων σ_1 καὶ σ_2 ἀπὸ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου τοῦ φακοῦ Φ καὶ Λ ἡ ἀπόστασις τοῦ εἰδώλου Σ ἀπὸ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου τοῦ φακοῦ. ε εἶναι ἡ μετακίνησις τοῦ εἰδώλου, δηλ. ἡ ἀπόστασις $\sigma_1\sigma_2$.

720. ***Μετρήσεις τοῦ Michelson.*** Ὁ Michelson ἐπανέλαβε τὰ πειράματα τοῦ Foucault τροποποιήσας τὴν διάταξιν οὕτως, ὥστε ἡ μετακίνησις τοῦ εἰδώλου τῆς σχισμῆς νὰ εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα (133 mm). Ἐκ τῶν μετρήσεων τούτων εὑρέθη μέση τιμὴ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς διὰ τὸ κενὸν

$$c = 299\,910 \pm 50 \text{ Km/sec.}$$

Ἡ μέτρησις ἔγινε φυσικὰ ἐντὸς τοῦ ἀέρος ἀλλ' ἐκ τῆς εὑρεθείσης διὰ τὸν ἀέρα τιμῆς ὑπελογίσθη ἡ τιμὴ διὰ τὸ κενὸν ἐπὶ τῇ βάσει τῆς σχέσεως τῆς ταχύτητος πρὸς τὸν δείκτην διαθλάσεως, περὶ τῆς ὁποίας ἤδη ἔγινε λόγος εἰς τὴν § 557.

Ἐξ ὅλων τῶν μέχρι τοῦδε γενομένων μετρήσεων συνάγεται ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενὸν εἶναι κατὰ μεγάλην προσέγγισιν

$$c = 300\,000 \frac{\text{Km}}{\text{sec}} = 3.10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

721. ***Ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς διάφορα μέσα.*** Ἡ μέθοδος τοῦ Foucault εἶναι κατὰ τοῦτο ἀξιοσημείωτος, ὅτι παρενθέτοντες μεταξὺ τοῦ περιστρέπτου κατόπτρου καὶ τοῦ κοίλου διάφορα ὀπτικὰ μέσα, π. χ. σωλῆνας πλήρεις ὑγρῶν, ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν τὴν ἐντὸς αὐτῶν ταχύτητα τοῦ φωτός. Οὕτω εὑρέθη ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενὸν εἶναι ἀνεξάρτητος τοῦ χρώματος, ὅτι διὰ τὸ αὐτὸ χρῶμα εἶναι μικροτέρα εἰς τὸ ὕδωρ παρὰ εἰς τὸν ἀέρα καὶ ἐν γένει μικροτέρα ὅσον τὸ μέσον εἶναι θλαστικώτερον καὶ ὅτι διὰ τὸ αὐτὸ μέσον ἡ ταχύτης εἶναι μικροτέρα διὰ τὰς κυανᾶς καὶ μεγαλυτέρα διὰ τὰς ἐρυθρὰς ἀκτῖνας.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΦΥΣΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

§ 722. ***Θέμα τῆς φυσικῆς ὀπτικῆς*** εἶναι, καθὼς καὶ εἰς τὴν § 518 ἐξετέθη, ἡ λεπτομερὴς καὶ βαθυτέρα ἔρευνα τῶν ὀπτικῶν φαινομένων μὲ κύριον σκοπὸν τὴν εὕρεσιν τῆς φύσεως τοῦ φωτὸς καὶ τοῦ πραγματικοῦ μηχανισμοῦ τῆς διαδόσεως αὐτοῦ.

§ 723. ***Θεωρία ἐκπομπῆς. — Θεωρία κυμάνσεων.*** Ἡ εὐθύγραμμος διάδοσις τοῦ φωτός, τὰ φαινόμενα τῆς σκιᾶς κ. λ. προκαλοῦν τὴν ἐντύπωσιν ὅτι ἐκ τῶν φωτοβόλων πηγῶν ἐκπέμπεται κάτι τι, τὸ ὁποῖον εἶναι φορεὺς τοῦ φωτὸς ἢ αὐτὸ τοῦτο τὸ φῶς καὶ ἡ ἁπλουστάτη ἐκδοχὴ εἶναι ὅτι σωμάτια, βλήματα πραγματικά, ἐκπέμπονται, τὰ ὁποῖα, ἐφ' ὅσον δὲν ὑπάρχει ἀποχρῶν λόγος ἐκτροπῆς, κινοῦνται ἐπὶ εὐθυγράμμων τροχιῶν. Αἱ τροχιαὶ τῶν βλημάτων τούτων εἶναι αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες.

Ἀντὶ τῆς ἐκδοχῆς ταύτης ἠμποροῦμεν νὰ δεχθῶμεν ὅτι αἱ φωτειναὶ πηγαὶ εἶναι ἑστίαι περιοδικῶν μεταβολῶν, τῶν ὁποίων τὴν ἀκριβῆ φύσιν πρὸς τὸ παρὸν δὲν ἐξετάζομεν, καὶ ὅτι αἱ περιοδικαὶ αὗται μεταβολαὶ διαδίδονται ἐντὸς τῶν ὀπτικῶν μέσων κατὰ τρόπον ἀνάλογον πρὸς ἐκεῖνον, ὁ ὁποῖος λεπτομερῶς ἔχει περιγραφῆ εἰς τὸν Α' τόμον, §§ 321 κ.ἑ. Ἠμποροῦμεν δηλ. νὰ δεχθῶμεν ὅτι τὸ φῶς διαδίδεται διὰ κυμάτων.

§ 724. ***Αἰθήρ.*** Ἐπειδὴ τὸ φῶς διαδίδεται ὄχι μόνον ἐντὸς ὑλικῶν μέσων ἀλλὰ καὶ ἐντὸς τοῦ κενοῦ (πρβλ. § 517) πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι ὑπάρχει φορεὺς τῶν περιοδικῶν μεταβολῶν, αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦν τὸ φωτεινὸν κῦμα, διάφορος τῆς ὕλης, τὸν ὁποῖον ὀνομάζομεν *αἰθέρα*, καὶ περὶ τοῦ ὁποίου θὰ δεχθῶμεν κατ' ἀνάγκην, ὅτι ὑπάρχει παντοῦ, καὶ εἰς τὸν μεταξὺ τῶν οὐρανίων σωμάτων κενὸν χῶρον, καὶ εἰς τὰ μεταξὺ τῶν ἀτόμων τῆς ὕλης διάκενα.

Ποία εἶναι ἀκριβῶς ἡ φύσις τοῦ αἰθέρος δὲν μᾶς ἐνδιαφέρει διὰ τὴν *ἐξήγησιν* τῆς διαδόσεως τοῦ φωτός.

Ἡ παραδοχὴ τῆς ὑπάρξεως τοῦ αἰθέρος, φορέως τῶν φωτεινῶν φαινομένων, εἶναι *ὑπόθεσις* (πρβλ. Τ. Ι § 2), διὰ τῆς ὁποίας προσπαθοῦμεν νὰ ἐξηγήσωμεν τὰ φαινόμενα τοῦ φωτὸς κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὰ γνωριμότερα εἰς ἡμᾶς φαινόμενα τῆς ἐλαστικότητος τῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὕλης καὶ τῆς διαδόσεως κυμάτων ἐλαστικότητος, ὅπως π. χ. τὰ ἠχητικά. Δεχόμεθα δηλ. τὴν ὕπαρξιν μέσου ἀβαροῦς, τὸ ὁποῖον ὑπάρχει παντοῦ, εἰς ὅλα τὰ μέρη τοῦ ὁπωσδήποτε αἰσθητοῦ χώρου, καὶ ἀποδίδομεν εἰς τὸ μέσον τοῦτο ἰδιότητας τοιαύτας, ὥστε δι' αὐτῶν νὰ *ἐξηγοῦνται* τὰ παρατηρούμενα φαινόμενα. Δὲν πρέπει ὅμως νὰ λησμονοῦμεν ὅτι ἡ παραδοχὴ τῆς ὑπάρξεως τοῦ αἰθέρος εἶναι μόνον *ὑπόθεσις*, καὶ ὅτι, ἂν κατορθωθῇ νὰ ἐξηγηθοῦν κατ' ἄλλον τρόπον τὰ φαινόμενα τοῦ φωτός, δι' ἄλλης τινὸς ἐκδοχῆς, ἡ ἄλλη αὕτη ὑπόθεσις θὰ ἔχῃ τὸν αὐτὸν λόγον ὑπάρξεως, ὅπως καὶ ἡ τοῦ αἰθέρος.

Αἰθέρα λέγοντες ἐννοοῦμεν κυρίως *αὐτὸν τὸν χῶρον*, ὡς φορέα τῶν σχετικῶν πρὸς τὸ φῶς μεταβολῶν. Ἡ ὑλικωτέρα κάπως περὶ αὐτοῦ ἀντίληψις ὑποβοηθεῖ μόνον τὴν κατ' ἀναλογίαν κατανόησιν τῶν φαινομένων τούτων καὶ ἁπλοποιεῖ πολλάκις τὴν ἔκφρασιν.

Οὕτω ἐξετέθη εἰς τὴν § 335 τοῦ Α΄ τόμου ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως τῶν ἐλαστικῶν κυμάτων ἐντὸς ἐλαστικοῦ μέσου εἶναι

$$c = \sqrt{\frac{A}{D}}$$

ὅπου Α εἶναι σταθερά, χαρακτηριστικὴ τῶν ἐλαστικῶν ἰδιοτήτων τοῦ μέσου καὶ D ἡ πυκνότης αὐτοῦ.

Κατ' ἀναλογίαν ἐξηγοῦμεν τὸ ὅτι ὁ κενὸς χῶρος εἶναι ὁμογενὲς ὀπτικὸν μέσον, ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι ἡ αὐτὴ πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις καὶ ἔχει πολὺ μεγάλην τιμὴν δεχόμενοι ὅτι ὁ ἔξω τῆς ὕλης αἰθὴρ ἔχει παντοῦ τὴν αὐτὴν *πυκνότητα* ὅτι ἡ χαρακτηριστικὴ τῆς ἐλαστικότητος αὐτοῦ σταθερὰ Α ἔχει πολὺ μεγάλην τιμὴν ἐν σχέσει πρὸς τὴν πυκνότητα, καὶ ὅτι αἱ ἐλαστικαὶ αὐτοῦ ἰδιότητες εἶναι αἱ αὐταὶ καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις.

Οὕτω ἀνάγομεν τὴν διάδοσιν φωτεινῶν κυμάτων εἰς διάδοσιν κυμάτων ἐλαστικότητος ἐντὸς τοῦ αἰθέρος, καὶ ἐφ' ὅσον τὰ ἐκ τῆς *εἰκόνος* ταύτης συμπεράσματα συμφωνοῦν πρὸς τὴν παρατήρησιν πρέπει νὰ εἴμεθα εὐχαριστημένοι ἀπὸ τὴν ὑπόθεσίν μας.

Εἰς τὴν § 688 εἴδομεν ὅτι τὸ φῶς διαδίδεται ἐντὸς τῆς ὕλης μὲ μικροτέραν ταχύτητα. Διὰ νὰ *ἐξηγήσωμεν* τοῦτο, διὰ νὰ τοποθετήσωμεν δηλ. τὴν παρατήρησιν. ταύτην ἐντὸς τοῦ πλαισίου τῆς ἐλαστικῆς θεωρίας μας, πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἢ ἡ πυκνότης τοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αἰθέρος αὐξάνεται ἐκ τῆς παρουσίας τῆς ὕλης, ἢ ἡ ἐλαστικότης αὐτοῦ ἐλαττώνεται, ἢ ὅτι καὶ ἡ ἐλαστικότης καὶ ἡ πυκνότης μεταβάλλονται οὕτως ὥστε ὁ λόγος A/D νὰ γίνεται μικρότερος. Καμμία τῶν τριῶν τούτων ἐκδοχῶν δὲν δικαιολογεῖται περισσότερον τῶν ἄλλων.

§ 725. ***Ἔλεγχος τῶν δύο θεωριῶν.*** Ἓν τῶν πρώτων προβλημάτων τῆς φυσικῆς ὀπτικῆς εἶναι ὁ ἔλεγχος τῶν δύο ἐκδοχῶν περὶ τῆς φύσεως τοῦ φωτός.

Διὰ τῆς ὑποθέσεως τῆς ἐκπομπῆς σωματίων ἐξηγεῖται ἡ εὐθύγραμμος διάδοσις τοῦ φωτὸς καὶ τὸ ἀνεξάρτητον τῶν ἀκτίνων ἀπ' ἀλλήλων. Ἐπίσης ἐξηγεῖται ἡ κανονικὴ ἀνάκλασις, ἂν δεχθῶμεν ὅτι τὰ σωμάτια προσκρούουν ἐλαστικῶς ἐπὶ τῆς ἀνακλώσης ἐπιφανείας.

Πράγματι ἂν ἀναλύσωμεν τὴν ταχύτητα αὐτῶν εἰς δύο συνιστώσας, τὴν μίαν παράλληλον πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν, τὴν δὲ ἄλλην κάθετον ἐπ' αὐτήν, κατὰ τὴν κροῦσιν ἡ μὲν παράλληλος συνιστῶσα δὲν μεταβάλλεται, ἡ δὲ κάθετος ἀλλάσσει μόνον φορὰν (Τ. Ι § 160) καὶ ἑπομένως ἡ νέα ταχύτης θὰ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου προσπτώσεως καὶ θὰ σχηματίζῃ μὲ τὴν κάθετον γωνίαν ἴσην μὲ τὴν γωνίαν προσπτώσεως.

Ἀλλ' αἱ μετρήσεις τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς ἐντὸς ὑλικῶν μέσων (πρβλ. § 721) δὲν ἠμποροῦν νὰ συμφωνήσουν μὲ τὴν ἐκδοχὴν τῆς ἐκπομπῆς σωματίων. Καὶ πράγματι, διὰ νὰ ἐξηγήσωμεν τὰ φαινόμενα τῆς διαθλάσεως πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι ὅταν τὸ σωμάτιον εἰσέρχεται ἀπὸ μέσου ὀλιγώτερον θλαστικοῦ εἰς θλαστικώτερον, διὰ νὰ πλησιάσῃ πρὸς τὴν κάθετον τῆς ἐπιφανείας (γωνία διαθλάσεως μικροτέρα τῆς γωνίας προσπτώσεως), πρέπει νὰ ὑποστῇ ἕλξιν ἐκ τοῦ θλαστικωτέρου μέσου. Ἐκ τῆς ἕλξεως ταύτης προκύπτει ταχύτης καθέτως πρὸς τὴν θλῶσαν ἐπιφάνειαν, ἡ ὁποία συντιθεμένη μὲ τὴν προϋπάρχουσαν ταχύτητα, πρὸς τὴν ὁποίαν σχηματίζει γωνίαν μικροτέραν τῶν 90^0, θὰ δώσῃ συνισταμένην μεγαλυτέραν αὐτῆς. Οὕτω κατὰ τὴν θεωρίαν τῆς ἐκπομπῆς ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς θὰ ἔπρεπε νὰ εἶναι μεγαλυτέρα εἰς τὰ θλαστικώτερα μέσα καὶ ἐπειδὴ τοῦτο ἐλέγχεται ὑπὸ τῆς παρατηρήσεως ὡς ἀνακριβὲς (§ 721) ἕπεται ὅτι ἡ ὑπόθεσις τῆς ἐκπομπῆς σωματίων ὑπὸ τῶν φωτοβόλων πηγῶν πρέπει νὰ ἀπορριφθῇ.

Τοὐναντίον ἡ ἐκδοχὴ τῶν φωτεινῶν κυμάτων ὄχι μόνον δὲν παρουσιάζει ἀντίφασιν πρὸς τὴν παρατήρησιν, ἀλλ' ἐξ αὐτῆς, δεχόμενοι ὡρισμένην ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτεινοῦ κύματος ἐντὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἑκάστου ὀπτικοῦ μέσου, ἰδίαν δι' ἕκαστον χρῶμα, καὶ μάλιστα διὰ τὸ αὐτὸ χρῶμα φωτὸς τόσον μικροτέραν ὅσον τὸ μέσον εἶναι θλαστικώτερον, διὰ δὲ τὸ αὐτὸ ὀπτικὸν μέσον μικροτέραν διὰ τὰς ἰώδεις καὶ μεγαλυτέραν διὰ τὰς ἐρυθρὰς ἀκτῖνας, ἀγόμεθα εἰς τοὺς νόμους τῆς κανονικῆς ἀνακλάσεως καὶ διαθλάσεως, ὅπως λεπτομερῶς ἐξετέθη εἰς τὸν Α΄ τόμον, §§ 332, 333.

Κατὰ ταῦτα ἐκ τῶν μετρήσεων τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς ἀναγκαζόμεθα νὰ ἀπορρίψωμεν τὴν ὑπόθεσιν τῆς ἐκπομπῆς καὶ νὰ δεχθῶμεν τὴν θεωρίαν τῶν κυμάνσεων. Ἀλλὰ διὰ νὰ εἶναι πράγματι ἀξία τοῦ ὀνόματος φυσική τις θεωρία (πρβλ. Τ. Ι § 2) πρέπει ὅλα τὰ ἐξ αὐτῆς λογικὰ συμπεράσματα νὰ συμφωνοῦν πρὸς τὴν παρατήρησιν. Ἡ λογικὴ ἐπεξεργασία τῆς θεωρίας καὶ ὁ ἔλεγχος τῆς συμφωνίας αὐτῆς πρὸς τὰ πειραματικὰ δεδόμενα θὰ ἀποτελέσουν τὸ θέμα τῶν ἑπομένων παραγράφων.

ΣΥΜΒΟΛΗ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

§ 726. ***Ὁρισμοί.*** *Κῦμα* ὀνομάζομεν (πρβλ. Τ. Ι. § 321) μεταβολὴν τοπικῶς καὶ χρονικῶς περιοδικήν, τῆς ὁποίας αἱ φάσεις μετατίθενται τοπικῶς μὲ τὴν πάροδον τοῦ χρόνου. Ταχύτητα τοῦ κύματος ὀνομάζομεν τὴν ταχύτητα μὲ τὴν ὁποίαν αἱ φάσεις προχωροῦν, ἀπὸ τῶν μεγαλυτέρων τιμῶν πρὸς τὰς μικροτέρας.

Τὸ κῦμα χαρακτηρίζεται ἀπὸ τὴν περίοδον Τ καὶ τὸ πλάτος τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς καὶ ἀπὸ τὴν ταχύτητα c τῆς μεταθέσεως τῶν φάσεων. Μῆκος κύματος λ ὀνομάζομεν τὴν ἀπόστασιν δύο ἰσοφασικῶν ἐπιφανειῶν, εἰς τὰς ὁποίας αἱ φάσεις διαφέρουν κατὰ 360°. Ὅταν τὸ κῦμα διαδίδεται ἐντὸς ἰσοτρόπου μέσου, αἱ ἰσοφασικαὶ ἐπιφάνειαι εἶναι σφαιρικαὶ ἢ ἐπίπεδοι (πρβλ. Τ. Ι, § 322) καὶ ἡ διεύθυνσις τῆς διαδόσεως τῶν φάσεων, *ἡ ἀκτίς*, εἶναι κάθετος ἐπὶ τὰς ἰσοφασικὰς ἐπιφανείας. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἠμποροῦμεν νὰ ὁρίσωμεν τὸ μῆκος κύματος ὡς τὴν ἀπόστασιν δύο σημείων ἐπὶ τῆς αὐτῆς ἀκτῖνος εὑρισκομένων, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ φάσις τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς διαφέρει κατὰ 360°.

Μεταξὺ τῆς περιόδου Τ, τοῦ μήκους κύματος λ καὶ τῆς ταχύτητος c ὑφίσταται ἡ θεμελιώδης σχέσις (πρβλ. Τ. Ι. § 321)

$$\lambda = cT \tag{1}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἤ, ἂν ὀνομάσωμεν n τὴν συχνότητα, τὸ ἀντίστροφον δηλαδὴ τῆς περιόδου,

$$\lambda = \frac{c}{n} \qquad (2)$$

Ἡ διαφορὰ φάσεως τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς εἰς δύο σημεῖα τῆς αὐτῆς ἀκτῖνος, τὰ ὁποῖα ἀπέχουν ἀπ' ἀλλήλων κατὰ λ εἶνε ἴση πρὸς 360°. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι ἂν ἡ ἀπόστασις δύο σημείων τῆς αὐτῆς ἀκτῖνος εἶναι Λ, ἡ ἀντίστοιχος διαφορὰ φάσεως εἶναι

$$\frac{\Lambda}{\lambda} \cdot 360^0 \ .$$

Ἂν ἡ ἀπόστασις Λ ἰσοῦται πρὸς ἀκέραιον ἀριθμὸν μηκῶν κύματος, ἢ ὅπως διὰ τὴν ἁπλότητα θὰ λέγωμεν, πρὸς ἀκέραιον ἀριθμὸν κυμάτων ἢ πρὸς ἄρτιον ἀριθμὸν ἡμικυμάτων, ἡ διαφορὰ φάσεως ἰσοῦται πρὸς ἀκέραιον πολλαπλάσιον τῶν 360° ἤτοι ἰσοδυναμεῖ πρὸς 0, ἂν δὲ ἡ ἀπόστασις Λ ἰσοῦται πρὸς περιττὸν ἀριθμὸν ἡμικυμάτων, ἡ διαφορὰ φάσεως εἶναι ἴση πρὸς περιττὸν πολλαπλάσιον τῶν 180° ἤτοι ἰσοδυναμεῖ πρὸς 180°.

§ 727. ***Συμβολή***. Εἰς τὴν ἀκουστικὴν (Τ. Ι § 326 κ. ἑ.) περιεγράφησαν λεπτομερῶς τὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς, τὰ ὁποῖα παρατηροῦνται ὅταν δύο κύματα φθάνουν συγχρόνως εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον τοῦ χώρου, καὶ τὰ ὁποῖα, ὅταν ἡ συχνότης τῶν συμβαλλόντων κυμάτων εἶναι ἡ αὐτή, συνίστανται εἰς *τοπικὰς* μεταβολὰς τοῦ πλάτους τῆς ἐκ τῆς συμβολῆς προκυπτούσης συνισταμένης περιοδικῆς μεταβολῆς.

Ἀλλὰ τὸ πλάτος τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς ἔχει ἄμεσον σχέσιν μὲ τὴν ἔντασιν τοῦ κύματος, διότι ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ *ἔντασις*, τὸ ποσὸν δηλ. τῆς ἐνεργείας, τὸ ὁποῖον διέρχεται εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου διὰ τῆς μονάδος τῆς ἐπιφανείας, καθέτου ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα (πρβλ. Τ. Ι § 340, Τ. ΙΙ § 621) εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τοῦ πλάτους τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς.

Τὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς τοῦ φωτὸς θὰ συνίστανται λοιπὸν εἰς *τοπικὰς αὐξομειώσεις τῆς ἐντάσεως*.

Τὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς εἶναι τυπικῶς χαρακτηριστικὰ τοῦ κύματος καὶ ὕπαρξις αὐτῶν μᾶς πείθει περὶ τῆς ὑπάρξεως κυμάνσεων, ὅπως πάλιν, ἂν δὲν παρατηρηθοῦν φαινόμενα συμβολῆς, ἐπι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

βάλλεται ἐπιφυλακτικότης ὡς πρὸς τὴν παραδοχὴν θεωρίας κυμάτων. Οὕτω π. χ. μολονότι ὑπῆρχον πλεῖσται ἐνδείξεις περὶ τῆς διὰ κυμάτων διαδόσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen, μόνον ὅταν ὁ Laue κατώρθωσε νὰ παρατηρήσῃ τὴν συμβολὴν αὐτῶν ἀπεδείχθη ὁριστικῶς ὅτι πράγματι διὰ κυμάτων διαδίδονται.

§ 728. ***Σύμφωνοι καὶ ἀσύμφωνοι δέσμαι.*** Ἠχητικὰ κύματα ἠμποροῦν νὰ συμβάλουν, νὰ παρουσιάσουν δηλ. τὰς χαρακτηριστικὰς τῆς συμβολῆς αὐξομειώσεις ἐντάσεως, καὶ ὅταν ἀκόμη προέρχονται *ἀπὸ δύο διαφόρους πηγάς*. Οὕτω π. χ. εἶναι δυνατὸν νὰ παρατηρήσωμεν *συγκροτήσεις*, δηλ. χρονικῶς περιοδικὰς αὐξομειώσεις τῆς ἐντάσεως τοῦ ἤχου. ὅταν παράγωνται συγχρόνως δύο φθόγγοι ὀλίγον διαφέροντες κατὰ τὴν συχνότητα, ἀδιαφόρως τοῦ τρόπου τῆς παραγωγῆς αὐτῶν. Συμβάλλει π. χ. ὁ ἦχος ἠχητικοῦ σωλῆνος καὶ διαπασῶν, ἢ χορδῆς καὶ γλωσσίδος. Τοῦτο συμβαίνει διότι ἑκάστη ἠχητικὴ πηγὴ εἶναι ἐνιαία καὶ ἐξ αὐτῆς ἐκπέμπεται ἓν σαφῶς καθωρισμένον κῦμα, εἰς τὸ ὁποῖον ἑκάστη συχνότης, ἂν ὑποτεθῇ ὅτι ὑπάρχουν πολλοὶ ἁρμονικοὶ φθόγγοι, ἔχει ἐντελῶς ὡρισμένην φάσιν καὶ ὡρισμένον πλάτος.

Δὲν συμβαίνει ὅμως τὸ αὐτὸ εἰς τὰς φωτεινὰς πηγάς. Αἱ εἰς τὴν ἀντίληψιν ἡμῶν ὑποπίπτουσαι φωτειναὶ πηγαὶ ἀποτελοῦνται πράγματι ἀπὸ πλῆθος μέγιστον πηγῶν, τὰ ἄτομα καὶ μόρια, ἑκάστη τῶν ὁποίων ἀκτινοβολεῖ ἀνεξαρτήτως τῶν ἄλλων. Ὁ τρόπος διεγέρσεως τῶν σωμάτων εἰς ἀκτινοβολίαν, εἴτε διὰ τῆς ὑψώσεως τῆς θερμοκρασίας, εἴτε διὰ τῆς ἐπιδράσεως ἄλλης ἀκτινοβολίας, εἴτε δι' ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων, μᾶς ὑποβάλλει τὴν ἐκδοχὴν ὅτι εἰς τὰ ἀκτινοβολοῦντα ἄτομα ἢ μόρια ἀποθηκεύεται ποσόν τι ἐνεργείας, ὅπως εἰς τὸ ἐκκρεμὲς ἀποθηκεύεται ἐνέργεια ὅταν τὸ ἀπομακρύνομεν ἀπὸ τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας, ὅτι τὰ ἄτομα ἢ μόρια καθίστανται ἕδραι περιοδικῶν μεταβολῶν, ἕνεκα τῶν ὁποίων ἡ ἀποθηκευθεῖσα ἐνέργεια μεταβαίνει εἰς τὸ περιβάλλον μέσον, τὸν αἰθέρα, ὡς ἐνέργεια κύματος καὶ ὅτι ἑπομένως τὸ πλάτος τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς, ἐξαντλουμένης βαθμηδὸν τῆς ἐνεργείας, φθίνει μέχρις ὅτου εἴτε γίνῃ μηδέν, εἴτε ἐκ νέου διεγερθῇ τὸ ἄτομον ἢ μόριον εἰς ἀκτινοβολίαν προσλαμβάνον ἔξωθεν ἐνέργειαν.

Ἡ εἰκὼν αὕτη εἶναι γενικωτάτης μορφῆς, ἐλευθέρα οἱασδήποτε

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἰδικωτέρας ὑποθέσεως περὶ τοῦ τρόπου τῆς ἀκτινοβολίας, τῆς ἀποθηκεύσεως τῆς ἐνεργείας καὶ τῆς μεταβάσεως αὐτῆς ἀπὸ τῆς ὕλης εἰς τὸν αἰθέρα.

Κατὰ ταῦτα τὸ ἓκ τινος πηγῆς προερχόμενον φῶς ἀποτελεῖται πράγματι ἀπὸ τὰ κύματα τὰ προερχόμενα ἀπὸ ἑκάστην τῶν πολυαρίθμων πραγματικῶν πηγῶν, αἱ ὁποῖαι περιέχονται εἰς τὴν αἰσθητὴν πηγήν. Τὰ κύματα ταῦτα εἶναι φθίνοντα καὶ ἑπομένως ἕκαστον ἐξ αὐτῶν διαρκεῖ ἐπὶ χρόνον τινὰ πεπερασμένον, πέραν τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις αὐτοῦ πρακτικῶς μηδενίζεται. Καὶ ἂν λοιπὸν δύο πηγαὶ φαίνωνται ὅμοιαι πρὸς ἀλλήλας, π. χ. ἐκπέμπουν φῶς τοῦ τοῦ αὐτοῦ χρώματος καὶ τῆς αὐτῆς ἐντάσεως, ἡ πραγματικὴ ὑφὴ τοῦ φωτὸς αὐτοῦ εἶναι διάφορος διότι αἱ φάσεις καὶ ἐντάσεις τῶν καθ' ἕκαστα κυμάτων εἶναι ἀδύνατον νὰ συμφωνοῦν. Ἂν θελήσωμεν νὰ φέρωμεν εἰς συμβολὴν δύο δέσμας προερχομένας ἀπὸ δύο διαφόρους πηγὰς τὸ ἀποτέλεσμα θὰ εἶναι ἀρνητικόν, διότι, ἂν ὁπωσδήποτε κατατάξωμεν εἰς ζεύγη τὰ καθ' ἕκαστα κύματα αὐτῶν, αἱ ἐκ τῆς συμβολῆς προερχόμεναι τοπικαὶ αὐξομειώσεις τῆς ἐντάσεως δὲν θὰ συμπίπτουν ἀλλὰ θὰ εἶναι ἀτάκτως κατανεμημέναι, οὕτως ὥστε, ἕνεκα τοῦ μεγίστου ἀριθμοῦ τῶν συμβαλλόντων ζευγῶν, ἡ ἔντασις θὰ φαίνεται τοπικῶς ὁμοιόμορφος.

Αἱ ἐκ διαφόρων πηγῶν προερχόμεναι δέσμαι λέγονται διὰ τοῦτο *ἀσύμφωνοι*.

Διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν ἀντιληπτὰ φαινόμενα συμβολῆς πρέπει εἰς ἕκαστον κῦμα τῆς μιᾶς δέσμης νὰ ἀντιστοιχῇ ἓν κῦμα τῆς ἄλλης τοιοῦτον, ὥστε εἰς τὸ θεωρούμενον σημεῖον τοῦ χώρου *ὅλα τὰ ζεύγη τῶν κυμάτων νὰ παρουσιάζουν τὴν αὐτὴν διαφορὰν φάσεως*. Τοῦτο ὅμως δὲν δύναται νὰ συμβῇ παρὰ ὅταν ἡμποροῦν τὰ μόρια ἢ ἄτομα τῶν δύο πηγῶν νὰ διαταχθοῦν εἰς ζεύγη τοιαῦτα, ὥστε εἰς δεδομένην χρονικὴν στιγμὴν ἡ διαφορὰ φάσεως τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς νὰ εἶναι δι' ὅλα τὰ ζεύγη ἡ αὐτή.

Εἰς δύο διαφόρους φωτεινὰς πηγὰς τοῦτο εἶναι ἐντελῶς ἀδύνατον, ἕνεκα τοῦ μεγίστου ἀριθμοῦ τῶν ἀτόμων καὶ μορίων. Κατορθώνομεν ὅμως νὰ ἔχωμεν δύο *συμφώνους* πηγάς, ἂν λάβωμεν μίαν πραγματικὴν φωτεινὴν πηγὴν καὶ τὸ πραγματικὸν ἢ φανταστικὸν εἴδωλον αὐτῆς ὡς πρὸς ὀπτικόν τι ὄργανον, π. χ. κάτοπτρον

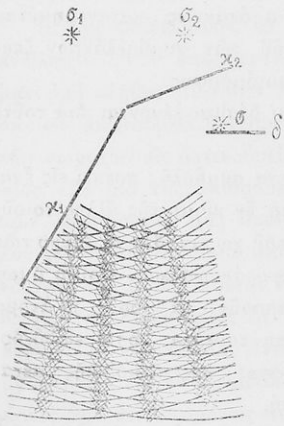
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἢ φακόν, ἢ ἀκόμη ἂν λάβωμεν δύο εἴδωλα πραγματικὰ ἢ φανταστικὰ μιᾶς καὶ τῆς αὐτῆς πηγῆς.

Αἱ ἐκ τῶν συμφώνων τούτων πηγῶν προερχόμεναι δέσμαι εἶναι *σύμφωνοι* καί, καθὼς κατωτέρω θὰ ἴδωμεν, δεκτικαὶ συμβολῆς.

Σημειωτέον ὅτι φωτεινή τις πηγὴ δὲν μένει διαρκῶς σύμφωνος πρὸς ἑαυτήν, διότι αἱ πραγματικῶς φωτοβολοῦσαι πηγαὶ διαρκῶς μεταβάλλονται. Ἑπομένως καὶ αἱ ἐκ τῆς αὐτῆς πηγῆς, ἢ ἐκ τῆς πηγῆς καὶ τῶν εἰδώλων αὐτῆς ἐκπεμπόμεναι δέσμαι δὲν εἶναι *σύμφωνοι* παρὰ ἐὰν ἐξεπέμφθησαν συγχρόνως ἢ σχεδὸν συγχρόνως. Ὁ χρόνος, κατὰ τὸν ὁποῖον διαρκεῖ ἡ συμφωνία πηγῆς τινος πρὸς ἑαυτήν, ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς ἐκτίμησιν τῆς διαρκείας τῆς ἐκπομπῆς τῶν στοιχειωδῶν φωτεινῶν πηγῶν καὶ τῆς ταχύτητος, μὲ τὴν ὁποίαν μειοῦται τὸ πλάτος τῶν περιοδικῶν αὐτῶν μεταβολῶν (πρβλ. § 796).

§ 729. ***Κάτοπτρα τοῦ Fresnel.*** Ὁ Fresnel ἐπραγματοποίησε διάταξιν, διὰ τῆς ὁποίας ὄχι μόνον κατεδείχθη ἡ συμβολὴ τοῦ φωτός, ἀλλὰ κατωρθώθη καὶ ἡ μέτρησις τοῦ μήκους κύματος. Ἡ διάταξις τοῦ Fresnel εἶναι ἁπλουστάτη καὶ ἀποτελεῖται ἀπὸ στενὴν σχισμὴν καὶ δύο κάτοπτρα, ἀποτελούμενα ἀπὸ τὴν προσθίαν ἀνεπαργύρωτον ἐπιφάνειαν μαύρης ὑάλου.



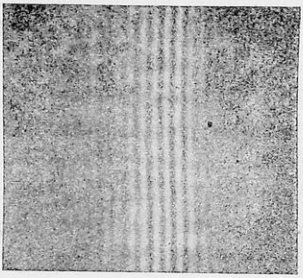
Σχ. 515.

Τὸ φῶς τὸ προερχόμενον ἀπὸ τὴν ἰσχυρῶς φωτιζομένην λεπτὴν σχισμὴν σ (σχ. 515), κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος, προσπίπτον ἐπὶ τῶν δύο ἐπιπέδων κατόπτρων κ_1 καὶ κ_2, καθέτων ἐπίσης ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος, ἀνακλᾶται καὶ αἱ ἀνακλώμεναι δέσμαι, αἱ ὁποῖαι φαίνονται προερχόμεναι ἀπὸ τὰ εἴδωλα σ_1 καὶ σ_2 τῆς σχισμῆς, συμβάλλουν. Ἂν εἰς τὸν δρόμον τῶν ἀνακλωμένων τούτων δεσμῶν θέσωμεν λευκὸν διάφραγμα, παρατηροῦμεν ἐπ' αὐτοῦ ταιναίας ἐναλλὰξ φωτεινὰς καὶ σκοτεινάς, παραλλήλους πρὸς τὴν σχισμήν, αἱ ὁποῖαι ὡς ἐκ τοῦ σχήματος αὐτῶν ὀνομάζονται *κροσ-*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σοὶ συμβολῆς. Ἡ μορφὴ τῶν κροσσῶν φαίνεται εἰς τὴν εἰκόνα 516, ἡ ὁποία ἐλήφθη διὰ φωτογραφήσεως τοῦ διαφράγματος.

Διὰ νὰ γίνῃ ἀντιληπτὸν τὸ φαινόμενον πρέπει τὰ δύο εἴδωλα σ_1 καὶ σ_2 νὰ εἶναι πολὺ πλησίον ἀλλήλων (πρβλ. τὴν ἑπομένην παράγραφον). Διὰ τοῦτο καθιστῶμεν τὴν γωνίαν τῶν δύο κατόπτρων ἐλάχιστα μικροτέραν τῶν 180^0 τὴν δὲ σχισμὴν σ θέτομεν πλησιέστατα πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ κατόπτρου $κ_2$. Σκιερὸν διάφραγμα δ ἀποκόπτει τὸ ἀπ' εὐθείας ἐκ τῆς σχισμῆς σ φῶς.



Σχ. 516.

Ἂν τὸ φῶς, διὰ τοῦ ὁποίου φωτίζομεν τὴν σχισμήν, εἶναι λευκόν, π. χ. ἡλιακὸν ἢ ἐξ ἠλεκτρικοῦ τόξου, οἱ κροσσοὶ εἶναι ἔγχρωμοι. Παρατηροῦμεν δηλ. μίαν λευκὴν φωτεινὴν ταινίαν, καὶ αἱ μετ' αὐτὴν φωτειναὶ ταινίαι, συμμετρικαὶ ἑκατέρωθεν αὐτῆς, εἶναι κυαναῦ κατὰ τὴν πρὸς τὴν κεντρικὴν λευκὴν ταιναίαν ἐστραμμένην παρυφήν, ἐρυθραὶ δὲ κατὰ τὴν ἀντίθετον καὶ λευκαὶ εἰς τὸ μέσον, ὅσον δ' ἀπομακρυνόμεθα ἀπὸ τὸν κεντρικὸν κροσσόν, τόσον μικρότεραι εἶναι αἱ διαφοραὶ φωτισμοῦ, τὰ χρώματα περιπλέκονται καὶ εἰς ἀπόστασίν τινα οἱ κροσσοὶ τελείως ἐξαφανίζονται (πρβλ. τὸ σχ. 516).

Πολὺ ἁπλούστερον παρουσιάζεται τὸ φαινόμενον, ὅταν φωτίσωμεν τὴν σχισμὴν διὰ μονοχρόου φωτός. Οἱ κροσσοὶ εἶναι ἁπλῶς ἐναλλὰξ φωτειναὶ καὶ σκοτειναὶ ταινίαι καὶ τὸ πλῆθος αὐτῶν πολὺ μεγαλύτερον παρὰ ὅταν μεταχειριζώμεθα λευκὸν φῶς.

§ 730. ***Ἐπίδρασις τοῦ χρώματος τοῦ φωτός.*** Ἂν φωτίσωμεν τὴν σχισμὴν διὰ μονοχρόου φωτός, μεταχειριζόμενοι π. χ. τὸ εἰς τὴν § 690 περιγραφὲν ὄργανον, καὶ μεταβάλλωμεν βαθμηδὸν τὸ χρῶμα τοῦ φωτός, παρατηροῦμεν ὅτι οἱ κροσσοὶ ἀπομακρύνονται ἀπ' ἀλλήλων ἐφ' ὅσον τὸ φῶς ἀπὸ ἰώδους γίνεται κυανοῦν, πράσινον, κίτρινον, ἐρυθρόν, οὕτως ὥστε ἡ ἀπόστασις δύο διαδοχικῶν κροσσῶν εἶναι μεγίστη μὲν διὰ τὸ ἐρυθρὸν φῶς, ἐλαχίστη δὲ διὰ τὸ ἰῶδες.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῆς παρατηρήσεως ταύτης ἐξηγεῖται ἡ εἰκὼν ἡ παρατηρουμένη εἰς τὸ λευκὸν φῶς. Πράγματι δηλ. σχηματίζεται ἀπὸ ἕκαστον χρῶμα ἰδία σειρὰ κροσσῶν. Καὶ ἡ μὲν κεντρικὴ φωτεινὴ ταινία, εἰς τὴν ὁποίαν συμπίπτουν ὅλα τὰ χρώματα, μᾶς φαίνεται λευκή, αἱ δὲ ἑκατέρωθεν αὐτῆς φαίνονται λευκαὶ μὲν κατὰ τὸ μέσον, ὅπου συμπίπτουν ὅλα τὰ χρώματα, ἰώδεις κατὰ τὸ πρὸς τὴν κεντρικὴν ταινίαν ἐστραμμένον μέρος, ὅπου ἔχομεν φῶς μόνον ἐκ τοῦ συστήματος τῶν ἰωδῶν κροσσῶν, ἐρυθραὶ δὲ κατὰ τὸ ἀντίθετον μέρος, ὅπου ὑπάρχει φῶς μόνον ἐκ τῶν ἐρυθρῶν κροσσῶν.

Ὅταν ἀπομακρυνθῶμεν ἀρκετὰ ἀπὸ τὴν κεντρικὴν φωτεινὴν ταινίαν, αἱ φωτειναὶ ταινίαι τοῦ ἑνὸς χρώματος εἶναι δυνατὸν νὰ συμπίπτουν πρὸς τὰς σκοτεινὰς ταινίας τῶν κροσσῶν ἄλλου χρώματος. Οὕτω ἐπέρχεται σύγχυσις χρωμάτων καὶ τέλος ἐξαφάνισις τῶν κροσσῶν.

§ 731. ***Ἐξήγησις τοῦ σχηματισμοῦ τῶν κροσσῶν.*** Αἱ ἐναλλαγαὶ τοῦ φωτὸς καὶ σκότους, προερχόμεναι ἐκ τοῦ ὅτι συνέρχονται εἰς τὸ αὐτὸ δύο διάφοροι δέσμαι, ἀποτελοῦν τυπικὸν φαινόμενον συμβολῆς καὶ μᾶς πείθουν, χωρὶς νὰ ἐπιτρέπεται ἀμφιβολία, περὶ τῆς ὀρθότητος τῆς ἐκδοχῆς τῶν φωτεινῶν κυμάτων.

Πράγματι, ἂν δεχθῶμεν ὅτι ἐκ τῶν *συμφώνων* πηγῶν σ_1 καὶ σ_2 ἐκπέμπονται κύματα φωτεινά, περιοδικαὶ δηλ. μεταβολαὶ τῆς καταστάσεως τοῦ μέσου, τὸ ὁποῖον χρησιμεύει πρὸς διάδοσιν τοῦ φωτός, καὶ ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως τῶν φάσεων εἶναι πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις ἡ αὐτή, τὰ ἴχνη τῶν ἰσοφασικῶν ἐπιφανειῶν ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος κατά τινα χρονικὴν στιγμὴν θὰ εἶναι περιφέρειαι κύκλου. Εἰς τὸ σχ. 515 παρεστήσαμεν μὲ παχείας γραμμὰς τὰς περιφερείας εἰς τὰς ὁποίας ἡ φάσις εἶναι ἀκέραιον πολλαπλάσιον τῶν 360^0, ἰσοδυναμεῖ δηλ. πρὸς 0^0, μὲ λεπτὰς δὲ γραμμὰς τὰς περιφερείας εἰς τὰς ὁποίας ἡ φάσις εἶναι κατὰ τὴν αὐτὴν χρονικὴν στιγμὴν ἴση πρὸς ἀκέραιον πολλαπλάσιον τῶν 360^0 σὺν 180^0, ἤτοι ἰσοδυναμεῖ πρὸς 180^0. Εἰς ἑκάστην τῶν πηγῶν σ_1, σ_2 ἀντιστοιχεῖ ἓν σύστημα περιφερειῶν, τὰ δύο συστήματα τέμνονται καὶ εἰς τὰ σημεῖα τοῦ χώρου, εἰς τὰ ὁποῖα συναντῶνται δύο παχεῖαι ἢ δύο λεπταὶ γραμμαὶ τοῦ διαγράμματος, τὰ δύο κύματα ἔχουν τὴν αὐτὴν φάσιν ἑπομένως προστίθενται τὰ πλάτη τῶν συνιστωσῶν περιοδικῶν μετα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

βολῶν, ἐκεῖ δὲ ὅπου συναντῶνται μία παχεῖα καὶ μία λεπτὴ γραμμὴ τὰ κύματα ἔχουν διαφορὰν φάσεως ἴσην πρὸς 180^0 καὶ ἑπομένως τὸ πλάτος τῆς συνισταμένης περιοδικῆς μεταβολῆς ἰσοῦται πρὸς τὴν διαφορὰν τῶν πλατῶν τῶν συνιστωσῶν.

Οὕτω ἔχομεν σημεῖα τοῦ χώρου, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ φωτεινὴ ἔντασις εἶναι μεγίστη, καὶ σημεῖα, εἰς τὰ ὁποῖα εἶναι ἐλαχίστη.

Τὰ σημεῖα μὲ τὴν μεγίστην φωτεινὴν ἔντασιν χαρακτηρίζονται ἐκ τούτου, ὅτι αἱ ἀποστάσεις αὐτῶν ἀπὸ τὰς φωτεινὰς πηγὰς σ_1, σ_2 διαφέρουν κατ' ἀκέραιον ἀριθμὸν μηκῶν κύματος, τῶν δὲ σημείων μὲ τὴν ἐλαχίστην φωτεινὴν ἔντασιν αἱ ἀποστάσεις ἀπὸ τῶν σ_1 καὶ σ_2 διαφέρουν κατὰ περιττὸν πολλαπλάσιον τοῦ ἡμικύματος. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι τὰ ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος ἴχνη τῶν ἐπιφανειῶν μεγίστης ἢ ἐλαχίστης φωτεινῆς ἐντάσεως εἶναι ὑπερβολαὶ (*) μὲ ἑστίας τὰ σημεῖα σ_1 καὶ σ_2, αὐταὶ δὲ αἱ ἐπιφάνειαι εἶναι, ἕνεκα τῆς μορφῆς τῶν πηγῶν σ_1 καὶ σ_2, κυλινδρικαί, καὶ αἱ τομαὶ αὐτῶν δι' ἐπιπέδου καθέτου ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος θὰ εἶναι εὐθεῖαι παράλληλοι πρὸς τὴν σχισμὴν σ, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχ. 516.

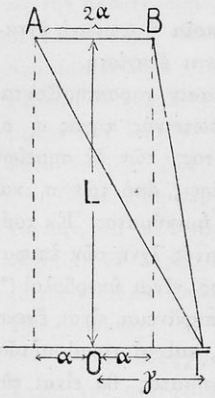
§ 732. ***Μέτρησις τοῦ μήκους τοῦ κύματος τοῦ φωτός.*** Διὰ τῆς διατάξεως τοῦ Fresnel εὐκόλως μετροῦμεν τὸ μῆκος τοῦ κύματος τοῦ φωτός. Ἔστω (σχ. 517) 2α ἡ ἀπόστασις τῶν δύο συμφώνων φωτεινῶν πηγῶν A καὶ B (εἰς τὴν διάταξιν τοῦ Fresnel αἱ δύο σύμφωνοι πηγαὶ εἶναι τὰ φανταστικὰ εἴδωλα σ_1 καὶ σ_2 τῆς σχισμῆς σ) καὶ L ἡ ἀπόστασις τοῦ διαφράγματος ἀπὸ τῶν πηγῶν. Ὁ κεντρικὸς φωτεινὸς κροσσὸς σχηματίζεται εἰς τὴν θέσιν ἡ ὁποία ἀπέχει ἐξ ἴσου ἀπὸ τὸ A καὶ τὸ B, εἰς τὴν ὁποίαν ἑπομένως τὰ δύο φωτεινὰ κύματα φθάνουν μὲ τὴν αὐτὴν φάσιν (**). Ὁ πρῶτος μετ' αὐτὸν φωτεινὸς κροσσὸς θὰ σχηματισθῇ εἰς θέσιν τοιαύτην, ὥστε αἱ ἀπὸ τῶν A καὶ B ἀποστάσεις νὰ διαφέρουν κατὰ ἓν μῆ-

(*) Ἡ ὑπερβολὴ εἶναι ἐπίπεδος καμπύλη χαρακτηριζομένη ἐκ τούτου, ὅτι αἱ ἀποστάσεις τῶν σημείων αὐτῆς ἀπὸ δύο σημείων τοῦ ἐπιπέδου, τῶν *ἑστιῶν* αὐτῆς, ἔχουν διαφορὰν σταθεράν. Ἡ ὑπερβολὴ ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο κλάδους μὴ συγκοινωνοῦντας. Τὸ περὶ τὰς ἑστίας μέρος τῆς ὑπερβολῆς ὁμοιάζει κάπως πρὸς δύο παραβολὰς (πρβλ. σχ. 397) ἀντιθέτως ἐστραμμένας μὲ κοινὸν ἄξονα.

(**) Ἂν κατὰ τὴν ἀνάκλασιν ἔχωμεν μεταβολὴν φάσεως, ἐπειδὴ ἡ μεταβολὴ εἶναι ἡ αὐτὴ διὰ τὰς δύο δέσμας, δὲν βλάπτεται ἡ ὀρθότης τοῦ συλλογισμοῦ μας.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κος κύματος, καὶ ὁ κροσσὸς τάξεως n θὰ σχηματισθῇ εἰς τὴν θέσιν τοιαύτην ὥστε αἱ ἀποστάσεις ΑΓ καὶ ΒΓ νὰ διαφέρουν κατὰ nλ, ὅπου λ τὸ μῆκος τοῦ κύματος.



Σχ. 517.

Ἂν ὀνομάσωμεν γ τὴν ἀπόστασιν ΟΓ, εὑρίσκομεν ἐκ τοῦ σχήματος 518:

$$(\text{A}\Gamma)^2 = \text{L}^2 + (\gamma + \alpha)^2$$
$$(\text{B}\Gamma)^2 = \text{L}^2 + (\gamma - \alpha)^2$$

ὅθεν

$$(\text{A}\Gamma)^2 - (\text{B}\Gamma)^2 = 4\alpha\gamma$$

Εἶναι προσέτι

$$(\text{A}\Gamma) - (\text{B}\Gamma) = n\lambda$$

Ἂν διαιρέσωμεν κατὰ μέρη τὰς δύο τελευταίας ἐξισώσεις, εὑρίσκομεν

$$(\text{A}\Gamma) + (\text{B}\Gamma) = \frac{4\alpha\gamma}{n\lambda}.$$

Εἰς τὴν διάταξιν τοῦ Fresnel ἡ ἀπόστασις 2α εἶναι πολὺ μικρὰ ἐν σχέσει πρὸς τὴν L καὶ ἐπομένως ἠμποροῦμεν χωρὶς αἰσθητὸν σφάλμα νὰ ἀντικαταστήσωμεν εἰς τὴν τελευταίαν ἐξίσωσιν τὸ (ΑΓ) + (ΒΓ) διὰ τοῦ 2L. Οὕτω λαμβάνομεν

$$2\text{L} = \frac{4\alpha\gamma}{n\lambda}$$

ὅθεν

$$(1) \qquad \lambda = \frac{2\alpha}{\text{L}} \cdot \frac{\gamma}{n}$$

Εἰς τὸν τύπον τοῦτον εἶναι n ὁ αὔξων ἀριθμὸς τοῦ φωτεινοῦ κροσσοῦ (ὁ κεντρικὸς κροσσὸς ἔχει αὔξοντα ἀριθμὸν 0) γ ἡ ἀπόστασις αὐτοῦ ἀπὸ τοῦ κεντρικοῦ, L ἡ ἀπόστασις τοῦ διαφράγματος ἀπὸ τὰ εἴδωλα τῆς σχισμῆς, ἤ, ἐπειδὴ ἡ σχισμὴ εὑρίσκεται σχεδὸν εἰς τὸ αὐτὸ ἐπίπεδον μὲ τὰ κάτοπτρα, ἡ ἀπόστασις τοῦ διαφράγματος ἀπὸ αὐτὴν τὴν σχισμήν, καὶ 2α ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις τῶν δύο φανταστικῶν εἰδώλων τῆς σχισμῆς.

Τὴν ἀπόστασιν 2α ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν κατὰ τὸν ἑξῆς τρόπον. Προβάλλομεν διὰ συγκλίνοντος φακοῦ ἐπὶ διαφράγματος τὰ πραγματικὰ εἴδωλα τῶν δύο φανταστικῶν εἰδώλων καὶ μετροῦμεν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὴν ἀπόστασιν αὐτῶν ἀπ' ἀλλήλων, ἔστω 2Α. Ἂν εἶναι ξ ἡ ἀπόστασις τῶν εἰδώλων σ_1, σ_2 ἀπὸ τοῦ φακοῦ ἤ, ὅπερ πρακτικῶς τὸ αὐτό, ἡ ἀπόστασις τῆς σχισμῆς σ ἀπὸ τοῦ φακοῦ, καὶ ρ ἡ ἀπόστασις τοῦ διαφράγματος ἀπὸ τοῦ φακοῦ, θὰ εἶναι

$$2\alpha = 2A \cdot \frac{\xi}{\rho}$$

Ἀντὶ νὰ μετρήσωμεν τὴν ἀπόστασιν 2α, ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν ἀμέσως τὸ κλάσμα 2α/L κατὰ τὸν ἑξῆς τρόπον: Διὰ τῆς διόπτρας γωνιομέτρου, τοῦ ὁποίου ὁ ἄξων εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τῶν κροσσῶν, ἐκεῖ δηλ. ὅπου ἦτο τοποθετημένον τὸ διάφραγμα ἐπὶ τοῦ ὁποίου ἐμετρήσαμεν τὴν ἀπόστασιν γ, σκοπεύομεν ἐναλλὰξ τὰ δύο εἴδωλα σ_1 καὶ σ_2. Ἡ γωνιακὴ αὐτῶν ἀπόστασις εἶναι, ἕνεκα τῆς μικρότητος αὐτῆς, ἴση πρὸς 2α/L.

Ἂν λύσωμεν τὴν ἐξ. (1) πρὸς γ, εὑρίσκομεν

$$\gamma = \frac{\lambda L n}{2\alpha}$$

ἤτοι: ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις τῶν κροσσῶν εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ μῆκος τοῦ κύματος τοῦ φωτὸς καὶ πρὸς τὴν ἀπόστασιν τοῦ διαφράγματος ἀπὸ τῆς σχισμῆς, ἀντιστρόφως δὲ ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασιν τῶν εἰδώλων σ_1 καὶ σ_2 τῆς σχισμῆς. Διὰ νὰ διακρίνωνται λοιπὸν οἱ κροσσοὶ πρέπει ἡ ἀπόστασις τῶν εἰδώλων ἀπ' ἀλλήλων νὰ εἶναι πολὺ μικρά.

§ 733. ***Ἡμιφακοὶ τοῦ Billet.*** Ἐκ τῶν πολυαρίθμων διατάξεων, αἱ ὁποῖαι ἐπενοήθησαν διὰ τὴν πραγματοποίησιν τῶν δύο συμφώνων πηγῶν, ἀξιοσημείωτος διὰ τὴν ἁπλότητά της εἶναι ἡ τοῦ Billet (σχ. 518) τῆς ὁποίας τὸ κύριον μέρος ἀποτελοῦν τὰ δύο ἡμίση φ_1, φ_2 συγκλίνοντος φακοῦ, οἱ *ἡμιφακοὶ τοῦ Billet.*

Διὰ τῶν ἡμιφακῶν σχηματίζομεν δύο πραγματικὰ εἴδωλα τῆς στενῆς σχισμῆς σ εἰς τὰς θέσεις σ_1 καὶ σ_2. Τὰ εἴδωλα ταῦτα τῆς ἰσχυρῶς φωτιζομένης σχισμῆς εἶναι δύο σύμφωνοι φωτειναὶ πηγαὶ καὶ αἱ ἐξ αὐτῶν προερχόμεναι φωτειναὶ δέσμαι εἶναι ἐπομένως δεκτικαὶ συμβολῆς. Τοὺς κροσσοὺς συμβολῆς παρατηροῦμεν θέτοντες π. χ. διάφραγμα εἰς τὴν θέσιν αβ.

Τὴν ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασιν τῶν πραγματικῶν εἰδώλων σ_1 καὶ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σ_2 ρυθμίζομεν πλησιάζοντες ἢ ἀπομακρύνοντες ἀπ' ἀλλήλων τοὺς ἡμιφακούς. Ὁ ὑπολογισμὸς τοῦ μήκους κύματος γίνεται καὶ ἐνταῦθα ὅπως καὶ εἰς τὴν διάταξιν τοῦ Fresnel, ὅλα δὲ τὰ μήκη, 2α, L, γ (πρβλ. σχ. 517) ἠμποροῦν νὰ μετρηθοῦν ἀπ' εὐθείας.

Σχ. 518.

§ 734. ***Σχέσις τοῦ μήκους κύματος πρὸς τὸ χρῶμα τοῦ φωτός.*** Ἐκ τῆς ἐξισώσεως (1) τῆς § 732 βλέπομεν ὅτι τὸ μῆκος κύματος εἶναι τόσον μεγαλύτερον, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις τῶν κροσσῶν διὰ τὴν αὐτὴν διάταξιν. Ἀλλ' εἰς τὴν § 730 ἐξετέθη ὅτι ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις τῶν κροσσῶν διὰ τὸ ὁρατὸν φῶς εἶναι μεγίστη μὲν εἰς τὸ ἐρυθρὸν φῶς, βαίνει δὲ ἐλαττουμένη καθόσον προχωροῦμεν πρὸς τὸ ἰῶδες. Συμπεραίνομεν ἐπομένως ὅτι αἱ ἐρυθραὶ ἀκτῖνες ἔχουν ἐξ ὅλων τῶν ὁρατῶν ἀκτίνων τὸ μέγιστον μῆκος κύματος, καὶ ὅτι, ἐφ' ὅσον προχωροῦμεν πρὸς τὸ ἰῶδες μέρος τοῦ φάσματος, τὸ μῆκος κύματος ἐλαττώνεται.

§ 735. ***Ἀναγωγὴ τοῦ μήκους κύματος εἰς τὸ κενόν.*** Ἂν ὀνομάσωμεν n τὴν συχνότητα τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς, λ_1, c_1 τὸ μῆκος κύματος καὶ τὴν ταχύτητα ἐντὸς τοῦ μέσου I, λ_2 καὶ c_2 τὸ μῆκος κύματος καὶ τὴν ταχύτητα ἐντὸς τοῦ μέσου II, ἔχομεν τὰς σχέσεις

$$n\lambda_1 = c_1 \qquad n\lambda_2 = c_2$$

ἐκ τῶν ὁποίων εὑρίσκομεν

$$\lambda_1 : \lambda_2 = c_1 : c_2$$

καὶ ἐπειδή, ὡς γνωστόν, (πρβλ. Τ. Ι § 333, Τ. ΙΙ § 557,725) ὁ λόγος $c_1 : c_2$ ἰσοῦται πρὸς τὸν δείκτην διαθλάσεως ν_{II}^{I} τοῦ μέσου II ὡς πρὸς τὸ μέσον I, ἡ ἰσότης γίνεται

$$\lambda_1 = \lambda_2 \cdot \nu_{II}^{I}$$

Ἂν τὸ μέσον I εἶναι τὸ κενόν, ν_{II}^{I} εἶναι ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου II καὶ ἐπομένως: *τὸ μῆκος κύματος εἰς τὸ κενὸν ἰσοῦται πρὸς τὸ μ. κ. ἐντὸς οἱουδήποτε ὀπτικοῦ μέσου ἐπὶ τὸν ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως αὐτοῦ.*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἰς τὰ ἑξῆς, ὅταν χαρακτηρίζωμεν ἀκτινοβολίαν τινὰ διὰ τοῦ μήκους κύματος, θὰ ἐννοοῦμεν πάντοτε τὸ μ. κ. εἰς τὸ κενόν, τὸ ὁποῖον ὅμως δὲν διαφέρει πολὺ τοῦ μ. κ. εἰς τὸν ἀέρα (πρβλ. § 559).

Ἐκ τῆς γνωστῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς καὶ τοῦ μήκους κύματος εὑρίσκομεν τὴν ἀντίστοιχον συχνότητα τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς κατὰ τὸν τύπον

$$n = \frac{c}{\lambda}$$

§ 736. ***Ἀριθμητικὰ δεδομένα.*** Κατὰ τὰ ἀνωτέρω εἰς τὸ ὑποκειμενικὸν χαρακτηριστικὸν τοῦ χρώματος τοῦ φωτὸς ἀντιστοιχεῖ τὸ ἀντικειμενικὸν γνώρισμα τοῦ μήκους κύματος εἰς τὸ κενὸν ἢ τῆς συχνότητος, τὸ ὁποῖον χαρακτηρίζει ἐντελῶς τὸ εἶδος τῆς ἀκτινοβολίας, εἴτε ὁρατὴ εἶναι αὕτη, εἴτε ὑπερέρυθρος, εἴτε ὑπεριώδης. Τὸ μῆκος κύματος εἰς τὸ κενὸν καὶ ἡ συχνότης εἶναι φυσικὰ ποσά, τῶν ὁποίων ἡ ἀριθμητικὴ τιμὴ εἶναι ἐντελῶς ὡρισμένη ἐκ τοῦ εἴδους τῆς ἀκτινοβολίας καὶ τῶν χρησιμοποιουμένων μονάδων, ἀνεξάρτητος δὲ τῶν ἰδιοτήτων οἱουδήποτε ὑλικοῦ μέσου. Ἡ θλαστικότης τῶν ἀκτίνων ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος αὐτῶν καὶ ἐν γένει, ἐφ' ὅσον δὲν ἔχομεν ἀνώμαλον διασκεδασμόν, αἱ ἀκτῖνες ἐκτρέπονται κατὰ τὴν διάθλασιν τόσον περισσότερον, ὅσον τὸ μῆκος κύματος αὐτῶν εἶναι μικρότερον.

Τὸ μῆκος κύματος τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων εἶναι πολὺ μικρὸν καὶ διὰ τοῦτο ὡς μονάδα διὰ τὴν μέτρησιν αὐτοῦ λαμβάνομεν εἴτε τὸ μ ($\frac{1}{1000}$ μ) εἴτε τὸ Ångström (1 Å $= \frac{1}{10}$ μ μ πρβλ. Τ. Α΄, § 11).

Αἱ ὁραταὶ ἀκτῖνες ἔχουν μῆκος κύματος ἀπὸ 7500 Å περίπου (ἄκρον ἐρυθρὸν) μέχρι 4000 Å (ἄκρον ἰῶδες). Ἀκτῖνες μὲ μεγαλύτερον ἢ μικρότερον μῆκος κύματος δὲν εἶναι ὁραταί. Αἱ ὑπερέρυθροι ἀκτῖνες ἔχουν μ. κ. μεγαλύτερον τῶν 7500 Å, παρετηρήθησαν δὲ ἀκτῖνες μὲ μ. κ. μέχρι περίπου 110 μ (110 000 μμ). Αἱ ὑπεριώδεις ἀκτῖνες ἔχουν μ. κ. μικρότερον τῶν 4000 Å, παρετηρήθησαν δὲ ἀκτῖνες μὲ μ. κ. μέχρι περίπου 1000 Å.

Κατὰ ταῦτα αἱ γνωσταὶ ὁμοίας φύσεως πρὸς τὸ φῶς ἀκτινοβολίαι ἔχουν τὰ ἑξῆς χαρακτηριστικά:

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Μῆκος κύματος	*Συχνότης*	
110 μ = 1 100 000 Å = 1,1 10^{-2} cm	2,7.10_1^2	ὑπερέρυθροι
7 500 Å = 7,5.10^{-5} cm	4 .10^{14}	ὁρατὰ
4 000 Å = 4 .10^{-5} mc	7,5 .10^{14}	
1 000 Å = 10^{-5} cm	3 .10^{15}	ὑπεριώδεις

Σημειωτέον ὅτι, ἀφοῦ ἡ διαίρεσις τῶν ἀκτινοβολιῶν εἰς ὁρατὰς καὶ ἀοράτους εἶναι καθαρῶς ὑποκειμενική, ἔπεται ὅτι καὶ τὰ ὅρια μεταξὺ ὑπερερύθρων, ὁρατῶν καὶ ὑπεριωδῶν ἀκτίνων δὲν εἶναι σαφῆ, ἀλλ' ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὸν παρατηρητήν. Οὕτω π. χ. φαίνεται ὅτι ὑπεριώδεις ἀκτῖνες ἀρκετῆς ἐντάσεως καὶ μήκους κύματος μέχρι 3 000 Å προκαλοῦν εἴς τινα ἄτομα αἴσθημα φωτός.

Ἀναγράφομεν ἀκόμη τὰ μήκη κύματος (εἰς μονάδας Å), τὰ ὁποῖα ἀντιχοῦν εἰς μερικὰς ἀπὸ τὰς γραμμὰς τοῦ Fraunhofer.

A	7 594	E_1	5 270,5	b_4	5 167,5
B	6 867,5	E_2	5 270	F	4 861,5
C	6 563	b_1	5 184	G	4 308
D_1	5 896	b_2	5 173	h	4 102
D_2	5 890	b_3	5 169	H	3 968,5

Εἰς τὸ περὶ ἠλεκτρισμοῦ κεφάλαιον θὰ γνωρίσωμεν ἀκτῖνας (ἀκτῖνας Röntgen) φύσεως ἐντελῶς ὁμοίας πρὸς τὴν τῶν φωτεινῶν, τῶν ὁποίων ὅμως τὸ μ. κ. εἶναι πολὺ μικρότερον, 10 000 φορὰς περίπου μικρότερον τοῦ τῶν ὁρατῶν ἀκτίνων.

§ 737. ***Μεταβολὴ τῆς φάσεως κατὰ τὴν ἀνάκλασιν.*** Εἰς τὴν § 334 τοῦ Α΄ Τόμου ἐξετέθη ὅτι κατὰ τὴν ἀνάκλασιν κυμάτων ἐλαστικότητος, ἂν μὲν ἡ ταχύτης διαδόσεως τῶν κυμάτων εἰς τὸ πέραν τῆς ἀνακλώσης ἐπιφανείας μέσον εἶναι μικροτέρα παρὰ εἰς ἐκεῖνο, ἐντὸς τοῦ ὁποίου διαδίδεται τὸ προσπίπτον καὶ ἀνακλώμενον κῦμα, ἡ κατανομὴ τῶν φάσεων ἐπὶ τῆς προσπιπτούσης καὶ τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος εἶναι συνεχής, ἂν δὲ ἡ ταχύτης ἐντὸς τοῦ πέραν τῆς ἀνακλώσης ἐπιφανείας μέσου εἶναι μεγαλυτέρα, ἡ ἀνάκλασις προκαλεῖ μεταβολὴν τῆς φάσεως κατὰ 180°, ἔχομεν δηλ. εἰς τὸ σημεῖον τῆς ἀνακλάσεως *πήδημα φάσεως* ἴσον πρὸς 180°.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οἱονδήποτε καὶ ἂν φαντασθῶμεν τὸν μηχανισμὸν τῆς διαδόσεως τῶν φωτεινῶν κυμάτων, ἀποδεικνύεται ὅτι ὁ ἀνωτέρω ἐκτεθεὶς νόμος ἰσχύει καὶ ἐπ' αὐτῶν. Ὅταν λοιπὸν φῶς διαδιδόμενον ἐντὸς τοῦ μέσου I ἀνακλᾶται ἐπὶ ἐπιφανείας πέραν τῆς ὁποίας ὑπάρχει τὸ ὀπτικὸν μέσον II, ἂν μὲν ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἶναι μικροτέρα εἰς τὸ μέσον II παρὰ εἰς τὸ I, εἶναι δηλ. τὸ μέσον II θλαστικώτερον τοῦ I ($\nu_{\frac{I}{II}} > 1$), θὰ ἔχωμεν *συνέχειαν τῶν φάσεων* εἰς τὸ σημεῖον τῆς ἀνακλάσεως, ἂν δὲ ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι μεγαλυτέρα εἰς τὸ μέσον II παρὰ εἰς τὸ I, εἶναι δηλ. τὸ μέσον II ὀλιγώτερον θλαστικὸν τοῦ I ($\nu_{\frac{I}{II}} < 1$), θὰ ἔχωμεν εἰς τὸ σημεῖον τῆς ἀνακλάσεως *πήδημα τῆς φάσεως ἴσον πρὸς* 180^0.

Ἡ ἀνάκλασις λοιπόν, ὅταν τὸ πέραν τῆς ἀνακλώσης ἐπιφανείας μέσον εἶναι ὀλιγώτερον θλαστικόν, ἰσοδυναμεῖ, ὅσον ἀφορᾷ τὴν κατανομὴν τῶν φάσεων, πρὸς παρεμβολὴν εἰς τὸν δρόμον τοῦ φωτὸς μήκους ἴσου πρὸς ἓν ἡμίκυμα.

Κατὰ τὰ ἀνωτέρω, ἂν ἡ *γεωμετρικὴ ἀπόστασις* δύο σημείων Α, Β κατὰ μῆκος ὀπτικῆς ἀκτῖνος, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχει σημεῖον ἀνακλάσεως, εἶναι ἴση πρὸς L καὶ εἶναι λ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός, ἂν μὲν τὸ πέραν τῆς ἀνακλώσης ἐπιφανείας μέσον εἶναι θλαστικώτερον, ἡ μεταξὺ τῶν δύο σημείων Α καὶ Β ἀπόστασις διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς διαφορᾶς τῆς φάσεως ἰσοδυναμεῖ πρὸς $\frac{L}{\lambda}$ κύματα, ἂν δὲ τὸ πέραν τῆς ἀνακλώσης ἐπιφανείας μέσον εἶναι ὀλιγώτερον θλαστικόν, ἡ ἀπόστασις ἰσοδυναμεῖ πρὸς $\frac{L}{\lambda} + \frac{1}{2}$ κύματα.

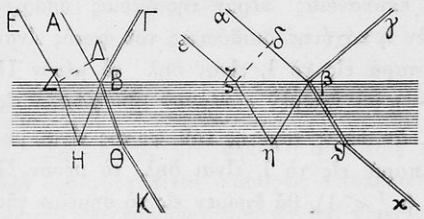
Ἡ διαφορὰ φάσεως εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν εἶναι $\frac{L}{\lambda}\, 360^0$, εἰς δὲ τὴν δευτέραν $\frac{L}{\lambda}\, 360^0 + 180^0$.

Κατὰ τὴν διάθλασιν διατηρεῖται πάντοτε ἡ συνέχεια τῶν φάσεων.

§ 738. ***Χρώματα λεπτῶν πλακιδίων ἐκ συμβολῆς.*** Ἂν φωτεινὴ παράλληλος δέσμη προσπέσῃ ἐπὶ πλακὸς περατουμένης εἰς παραλλήλους ἐπιπέδους ἐπιφανείας (σχ. 519), μέρος μὲν τοῦ φωτὸς αὐτῆς ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς προσθίας ἐπιφανείας, ὅπως ἡ ἀκτὶς ΑΒΓ, μέρος δὲ εἰσέρχεται εἰς τὴν πλάκα, ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς ὀπισθίας ἐπι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φανείας αὐτῆς καὶ διαθλώμενον ἐπὶ τῆς προσθίας ἐπιφανείας, ὅπως ἡ ἀκτὶς ΕΖΗΒΓ ἐξέρχεται ὑπὸ τὴν αὐτὴν γωνίαν μὲ τὴν ἐπὶ τῆς προσθίας ἐπιφανείας ἀνακλασθεῖσαν δέσμην. Οὕτω ἔχομεν κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΒΓ δύο κύματα, τὰ ὁποῖα παρουσιάζουν διαφορὰν φάσεως, διότι ἀπὸ τῶν σημείων Ζ καὶ Δ, τὰ ὁποῖα εὑρίσκονται ἐπὶ ἐπιπέδου καθέτου ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῶν ἀκτίνων καὶ εἰς τὰ ὁποῖα ἑπομένως ἡ φάσις εἶναι ἡ αὐτή, τὰ δύο κύματα διανύουν μέχρι τοῦ Γ διάφορον δρόμον.



Σχ. 519.

Οὕτω μεταξὺ μὲν τοῦ Δ καὶ Γ ἡ διαφορὰ φάσεως, ἂν ὑποτεθῇ ὅτι ἡ πλὰξ εἶναι θλαστικωτέρα τοῦ περιβάλλοντος μέσου, εἶναι $\varphi_1 = \frac{\Delta B + B\Gamma}{\lambda} 360^0$, ὅπου λ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός, μεταξὺ δὲ τοῦ Ζ καὶ Γ ἕνεκα τῆς ἀνακλάσεως εἰς τὸ Η, πέραν τοῦ ὁποίου ὑπάρχει ὀλιγώτερον θλαστικὸν μέσον, ἡ διαφορὰ φάσεως εἶναι

$$\varphi_2 = \frac{ZH + HB + B\Gamma}{\lambda} 360^0 + 180^0 .$$

Παρουσιάζουν λοιπὸν τὰ δύο κύματα κατὰ μῆκος τῆς ἀκτῖνος ΒΓ διαφορὰν φάσεως ἴσην πρὸς

$$(1) \qquad \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{ZH + HB - \Delta B}{\lambda} 360_0 + 180^0$$

καὶ ἐφ' ὅσον ἡ διαφορὰ τῶν δρόμων εἶναι ἀρκετὰ μικρά, ὥστε ἡ δέσμη νὰ μένῃ σύμφωνος πρὸς ἑαυτήν, θὰ παρατηρήσωμεν τὰ χαρακτηριστικὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς.

Ἐκ τοῦ τύπου (1) καὶ τοῦ σχήματος 519 ἀναγνωρίζομεν ἀμέσως ὅτι ἡ διαφορὰ φάσεως *διὰ τὴν αὐτὴν γωνίαν προσπτώσεως* ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ πάχος τοῦ πλακιδίου καὶ ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός, καὶ ἑπομένως εἶναι δυνατὸν δι' ἓν χρῶμα νὰ ἔχωμεν διαφορὰν φάσεως μηδέν, ἄρα ἐντονώτατον φῶς, δι' ἄλλα δὲ χρώματα διαφορὰν φάσεως διάφορον τοῦ μηδενὸς ἢ καὶ ἴσην πρὸς 180^0, ἄρα ἀσθενέστερον ἢ καὶ ἐλάχιστον φῶς (*).

(*) Τελείαν ἐξαφάνισιν τοῦ φωτὸς δὲν ἠμποροῦμεν νὰ περιμένωμεν ἐφ' ὅσον αἱ ἐντάσεις τῶν δύο κυμάτων δὲν εἶναι ἐντελῶς ἴσαι.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Καὶ ἂν μὲν τὸ πλακίδιον εἶναι λεπτὸν καὶ ἡ πρόσπτωσις ὄχι πάρα πολὺ πλαγία, ὁ ἀριθμητὴς εἰς τὸ κλάσμα τοῦ τύπου (1) εἶναι μικρός, καὶ ἐπομένως, ἂν διά τι μῆκος κύματος ἀντιστοιχοῦν εἰς ὁρατὸν φῶς τὸ δεύτερον μέλος εἶναι ἴσον πρὸς ἀκέραιον πολλαπλάσιον τῶν 360°, δὲν ἠμπορεῖ νὰ συμβῇ τὸ αὐτὸ καὶ δι' ἄλλο μῆκος κύματος ὁρατοῦ ἐπίσης φωτός. Ἐπομένως ἐξ ὅλων τῶν ὁρατῶν ἀκτίνων διὰ τῆς συμβολῆς ἐνισχύονται αἱ ἀκτῖνες ἑνὸς καὶμόνου ὡρισμένου χρώματος, ὅλαι δὲ αἱ ἄλλαι εἶναι σχετικῶς ἀσθενέστεραι. Οὕτω τὸ ἐνισχυόμενον χρῶμα ἐπικρατεῖ καὶ τὸ πλακίδιον μᾶς φαίνεται ἔγχρωμον. Ἂν ὅμως τὸ πλακίδιον ἔχῃ ἀρκετὸν πάχος, ὁ ἀριθμητὴς τοῦ κλάσματος εἰς τὸν τύπον (1) εἶναι μέγας καὶ ἐπομένως εἶναι δυνατὸν τὸ δεύτερον μέλος νὰ γίνεται ἴσον πρὸς ἀκέραιον πολλαπλάσιον τῶν 360° διὰ πολλὰς τιμὰς τοῦ λ ἐντὸς τῆς περιοχῆς τῶν ὁρατῶν ἀκτίνων. Οὕτω ἐνισχύονται πολλὰ χρώματα διὰ τῆς συμβολῆς καὶ τὸ ἀποτέλεσμα θὰ εἶναι εἴτε χρῶσις ὀλιγώτερον ἐκπεφρασμένη εἴτε καὶ ἐντελὴς ἔλλειψις χρώσεως, διότι πολλὰ χρώματα ἐξ ὅλων τῶν μερῶν τοῦ φάσματος προσβάλλοντα συγχρόνως τὸν ὀφθαλμὸν προκαλοῦν τὸ αἴσθημα τοῦ λευκοῦ φωτὸς ὅπως καὶ τὸ πλῆρες συνεχὲς φάσμα. Ὅσον παχύτερον εἶναι τὸ πλακίδιον τόσον περισσότερα εἶναι τὰ ἐνισχυόμενα χρώματα καὶ ἐπομένως τόσον περισσότερον τὸ ὁλικὸν χρῶμα τοῦ ἀνακλωμένου φωτὸς πλησιάζει πρὸς τὸ λευκόν.

Οὕτω παρατηροῦμεν ἐντονώτατα χρώματα εἰς λεπτότατα ὑμένια ὀρυκτελαίου, τὰ ὁποῖα σχηματίζονται ὅταν ρίψωμεν σταγόνα ὀρυκτελαίου ἐπὶ ὕδατος. Ἂν ὅμως αὐξάνωμεν τὸ πάχος τοῦ ὑμενίου προσθέτοντες νέας σταγόνας ὀρυκτελαίου, τὰ χρώματα κατ' ἀρχὰς μεταβάλλονται ἐκ τοῦ κυανοῦ πρὸς τὸ ἐρυθρόν, ἔπειτα γίνονται ὀλιγώτερον ἐκπεφρασμένα καὶ τέλος ἐξαφανίζονται.

Ἐπίσης ζωηρότατα εἶναι τὰ χρώματα, τὰ ὁποῖα παρατηροῦμεν εἰς τὰς ἐκ διαλύματος σάπωνος πομφόλυγας.

§ 739. ***Κροσσοὶ καὶ χρώματα ἴσης κλίσεως.*** Ἐκ τοῦ σχ. 519 βλέπομεν ὅτι ἡ ποσότης ΖΗ+ΗΒ—ΔΒ, ἡ διαφορὰ δηλ. τῶν δρόμων τῶν δύο κυμάτων ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως. Ἄλλη π. χ. εἶναι ἡ διαφορὰ δρόμων ΖΗ+ΗΒ—ΔΒ καὶ ἄλλη ἡ ζη+ηβ—δβ. Ἐπομένως ἡ διαφορὰ φάσεως τῶν δύο κυμάτων *διὰ*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ αὐτὸ πλακίδιον καὶ διὰ τὸ αὐτὸ μῆκος κύματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως. Ἂν λοιπὸν προσπίπτουν ἐπὶ τῆς πλακὸς ἀκτῖνες μονόχροοι ποικίλων διευθύνσεων, θὰ παρατηροῦμεν κατὰ διαφόρους διευθύνσεις μέγιστα ἢ ἐλάχιστα τῆς ἐντάσεως τοῦ ἀνακλωμένου φωτός, θὰ σχηματίζεται δηλ. εἴτε ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς τοῦ ἀπ' εὐθείας παρατηροῦντος ὀφθαλμοῦ εἴτε ἐπὶ τοῦ ἑστιακοῦ ἐπιπέδου τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ διόπτρας προσηρμοσμένης εἰς ἄπειρον σειρὰ ταινιῶν ἐναλλὰξ φωτεινῶν καὶ σκοτεινῶν. Τοὺς κροσσοὺς τούτους ὀνομάζομεν *κροσσοὺς ἴσης κλίσεως*. Ἂν ἡ φωτίζουσα δέσμη εἶναι ἰσχυρῶς κωνική, οἱ κροσσοὶ ἔχουν σχῆμα τόξων κυκλικῶν περίπου. Ἂν ἡ δέσμη εἶναι ἀσθενῶς ἀποκλίνουσα, οἱ κροσσοὶ εἶναι περίπου εὐθύγραμμοι.

Οἱ κροσσοὶ εἶναι τόσον πλησιέστεροι πρὸς ἀλλήλους ὅσον παχυτέρα εἶναι ἡ πλάξ, διότι, ὅταν τὸ πάχος τῆς πλακὸς εἶναι μέγα, εἰς μικρὰν διαφορὰν τῆς γωνίας προσπτώσεως ἀντιστοιχεῖ μεγάλη μεταβολὴ τῆς διαφορᾶς πορείας τῶν δύο κυμάτων. Ὅταν τὸ πάχος εἶναι πολὺ μικρόν, ἐξαφανίζεται ἡ εἰκὼν τῶν κροσσῶν καὶ παρατηροῦμεν τὸ πολὺ ὑπὸ ὡρισμένην γωνίαν προσπτώσεως ἐνίσχυσιν τοῦ φωτός. Ἂν ἐπὶ τοιούτων λεπτῶν πλακιδίων προσπέσῃ λευκὸν φῶς παρατηροῦμεν, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, χρώματα. Τὰ χρώματα ταῦτα ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν γωνίαν τῆς προσπτώσεως, ἢ ὅπερ τὸ αὐτὸ ἀπὸ τὴν γωνίαν τῆς παρατηρήσεως. Ἀντιστοίχως λοιπὸν πρὸς τοὺς κροσσοὺς ἴσης κλίσεως ἔχομεν τὰ *χρώματα ἴσης κλίσεως*, τὰ ὁποῖα φαίνονται διατεταγμένα κατὰ τόξα περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον κυρτὰ ἢ καὶ εὐθυγράμμως.

§ 740. ***Συμβολὴ ἀκτίνων διερχομένων διὰ διαφανῶν πλακῶν.*** Ἂν παρακολουθήσωμεν εἰς τὸ σχ. 519 ἐκείνας ἐκ τῶν ἀκτίνων τῆς προσπιπτούσης δέσμης, αἱ ὁποῖαι διαθλώμεναι ἐξέρχονται ἐκ τοῦ ἀντιθέτου μέρους αὐτῆς, εὑρίσκομεν μεταξὺ ἄλλων τὴν ΑΒΘΚ, ἡ ὁποία ἁπλῶς διαθλᾶται ἐπὶ τῆς προσθίας καὶ τῆς ὀπισθίας ἐπιφανείας, καὶ τὴν ΕΖΗΒΘΚ, ἡ ὁποία διαθλᾶται ἐπὶ τῆς ἐμπροσθίας ἐπιφανείας εἰς τὸ Ζ, ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς ὀπισθίας ἐπιφανείας εἰς τὸ Η, ἀνακλᾶται ἐκ δευτέρου εἰς τὸ Β καὶ τέλος διαθλωμένη εἰς τὸ Θ ἐξέρχεται κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΘΚ. Αἱ δύο αὗται ἀκτῖνες εἶναι δεκτικαὶ συμβολῆς. Ἡ διαφορὰ φάσεως μεταξὺ Δ καὶ Κ εἶναι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

$$\Phi_1 = \frac{\Delta B + B\Theta + \Theta K}{\lambda}\ 360^0$$

μεταξὺ δὲ Ζ καὶ Κ, λαμβανομένων ὑπ' ὄψιν καὶ τῶν δύο ἀνακλάσεως εἰς τὸ Β,

$$\frac{ZH + HB + B\Theta + \Theta K}{\lambda}\ 360^0 + 180^0 + 180^0$$

ἰσοδύναμος πρὸς

$$\Phi_2 = \frac{ZH + HB + B\Theta + \Theta K}{\lambda}\ 360^0$$

ἑπομένως, ἐπειδὴ εἰς τὰ σημεῖα Ζ καὶ Δ ἡ φάσις εἶναι ἡ αὐτή, τὰ δύο κύματα παρουσιάζουν κατὰ μῆκος τῆς ἀκτῖνος ΘΚ διαφορὰν φάσεως

$$(2) \qquad \Phi_2 - \Phi_1 = \frac{ZH + HB - \Delta B}{\lambda}\ 360^0.$$

Συγκρίνοντες τὴν σχέσιν ταύτην πρὸς τὴν ἐξ. (1) τῆς § 738 εὑρίσκομεν

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \Phi_2 - \Phi_1 + 180^0,$$

ἤτοι: Ὑπὸ τὴν αὐτὴν γωνίαν προσπτώσεως καὶ διὰ τὸ αὐτὸ μῆκος κύματος ἡ διαφορὰ φάσεως εἰς τὰς ἀνακλωμένας ἀκτῖνας διαφέρει τῆς διαφορᾶς φάσεως τῶν διερχομένων ἀκτίνων κατὰ 180⁰. Ἑπομένως εἰς τὰ μέγιστα τῆς ἐντάσεως τοῦ ἀνακλωμένου φωτὸς ἀντιστοιχοῦν τὰ ἐλάχιστα τῆς ἐντάσεως τοῦ διερχομένου καὶ τἀνάπαλιν.

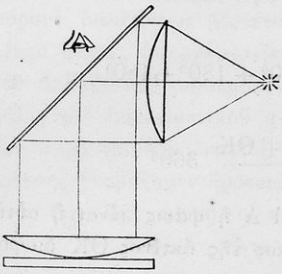
Τὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς παρατηροῦνται δυσκολώτερον εἰς τὸ διερχόμενον φῶς διότι ἡ ἔντασις τῆς ἁπλῶς διερχομένης ἀκτῖνος ΑΒΘΚ εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα παρὰ εἰς τὴν δὶς ἀνακλωμένην ΕΖΗΒΘΚ καὶ ἑπομένως ἡ σχετικὴ μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τοῦ φωτὸς εἶναι μικροτέρα.

§ 741. ***Δακτύλιοι τοῦ Νεύτωνος.*** Τὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς ἐξ ἀνακλάκλάσεως ἐπὶ τῶν δύο ἐπιφανειῶν λεπτῶν πλακιδίων ἠμποροῦν νὰ μᾶς χρησιμεύσουν πρὸς μέτρησιν τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτός. Πρὸς τοῦτο μεταχειριζόμεθα τὴν ἑξῆς διάταξιν ὀφειλομένην εἰς τὸν Νεύτωνα.

Ἐπὶ ἐπιπέδου ὑαλίνης πλακὸς ἐπιθέτομεν, ὅπως εἰς τὸ σχ. 520 φαίνεται, ἐπιπεδόκυρτον φακόν, τοῦ ὁποίου ἡ κυρτὴ ἐπιφάνεια ἔχει πολὺ μεγάλην ἀκτῖνα καμπυλότητος. Μεταξὺ τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ καὶ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας τῆς πλακὸς περιλαμβάνεται λεπτὸν στρῶμα ἀέρος, τοῦ ὁποίου τὸ πάχος βαίνει αὐξανόμενον ἀπὸ τοῦ σημείου ἐπαφῆς τῶν δύο ἐπιφανειῶν πρὸς τὰ ἔξω, καὶ ἑπομένως, ἂν φωτίσωμεν καταλλήλως τὸ σύστημα ἠμποροῦμεν νὰ πα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρατηρήσωμεν εἰς τὸ ἐπὶ τῶν δύο ἐπιφανειῶν ἀνακλώμενον φῶς φαινόμενα συμβολῆς ἀνάλογα πρὸς τὰ περιγραφέντα εἰς τὴν § 738. Ἐπειδὴ εἰς τὴν διάταξιν ταύτην τὸ πάχος τῆς λεπτῆς στοιβάδος μεταβάλλεται, εἶναι δὲ τὸ αὐτὸ ἐπὶ συγκεντρικῶν περιφερειῶν, καὶ οἱ κροσσοὶ συμβολῆς θὰ ἔχουν τὴν μορφὴν συγκεντρικῶν κυκλικῶν δακτυλίων.



Σχ. 520.

Διὰ νὰ ἴδωμεν τοὺς κροσσοὺς φωτίζομεν τὸ σύστημα διὰ παραλλήλου φωτὸς μὲ τὴν βοήθειαν ὑαλίνης πλακὸς ὑπὸ γωνίαν 45^0 (σχ. 520) καὶ παρατηροῦμεν διὰ μέσου τῆς ὑαλίνης πλακὸς εἴτε μὲ τὸν ἄοπλον ὀφθαλμὸν εἴτε καλλίτερον μὲ τὴν βοήθειαν διόπτρας προσηρμοσμένης εἰς ἄπειρον.

Ὅταν μεταχειριζώμεθα μονόχρουν φῶς παρατηροῦμεν πλῆθος κυκλικῶν δακτυλίων συγκεντρικῶν, ἐναλλὰξ φωτεινῶν καὶ σκοτεινῶν, ὅπως δεικνύει τὸ σχ. 521, τὸ ὁποῖον παριστᾷ φωτογραφίαν τῶν δακτυλίων τοῦ Νεύτωνος. Εἰς τὸ λευκὸν φῶς φαίνονται ὀλίγοι μόνον φωτεινοὶ δακτύλιοι, κυανοῖ πρὸς τὸ κέντρον καὶ ἐρυθροὶ πρὸς τὰ ἔξω, εἰς ὀλίγην δὲ ἀπὸ τοῦ κέντρου ἀπόστασιν αἱ ἐναλλαγαὶ φωτὸς καὶ σκότους καὶ τὰ χρώματα γίνονται ἀσθενέστερα καὶ τέλος ἐξαφανίζονται.

Ἂν ὅμως παρενθέσωμεν πρὸ τοῦ ὀφθαλμοῦ πρῶτον κυανῆν καὶ ἔπειτα ἐρυθρὰν ὕαλον, βλέπομεν πολὺ περισσοτέρους δακτυλίους καὶ συγχρόνως παρατηροῦμεν ὅτι ἡ μεταξὺ δύο διαδοχικῶν δακτυλίων ἀπόστασις εἶναι μικροτέρα μὲν εἰς τὸ κυανοῦν φῶς μεγαλυτέρα δὲ εἰς τὸ ἐρυθρόν. Ἐκ τούτου ἐξηγεῖται ἡ χρῶσις τῶν δακτυλίων καὶ τὸ ὀλιγάριθμον αὐτῶν (πρβλ. § 730).

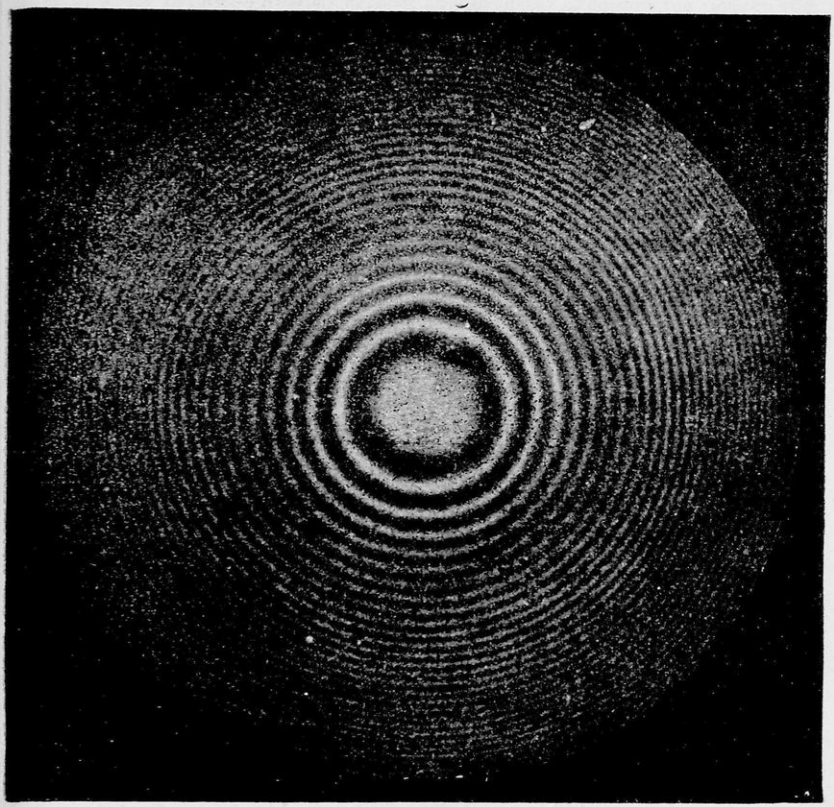
§ 742. ***Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος.*** Διὰ τὴν ἁπλοποίησιν τῶν ὑπολογισμῶν δεχόμεθα ὅτι τὸ φῶς προσπίπτει παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ, ὁ ὁποῖος εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν τῆς ὑαλίνης πλακός. Ἐπίσης, ἐπειδὴ ἡ κυρτὴ ἐπιφάνεια τοῦ φακοῦ ἔχει πολὺ μεγάλην ἀκτῖνα καμπυλότητος, εἰς τὸ περὶ τὴν ἐπαφὴν μὲ τὴν ἐπιφάνειαν τῆς πλακὸς μέρος εἶναι περίπου παράλληλος πρὸς αὐτὴν καὶ ἑπομένως ἠμποροῦμεν χωρὶς αἰσθητὸν λάθος νὰ μὴ λάβωμεν ὑπ' ὄψιν τὴν κατὰ τὴν μετάβασιν ἐκ τοῦ φακοῦ εἰς τὸν ἀέρα καὶ τἀνάπαλιν μεταβολὴν τῆς διευθύνσεως τῶν ἀκτίνων.

Ἔστω λοιπὸν (σχ. 522) R ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας, καὶ ρ_n ἡ ἀκτὶς τοῦ δακτυλίου τάξεως n. Ἡ γεωμετρικὴ διαφορὰ πορείας μεταξὺ τῆς ἀκτῖνος, ἡ ὁποία ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς κάτω ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ, καὶ ἐκείνης, ἡ ὁποία ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας τῆς πλακός, εἶναι $2\varepsilon_n$ ἡ δὲ διαφορὰ φάσεως (πρβλ. § 738)

$$\frac{2\,\varepsilon_n}{\lambda}\,360^0+180^0$$

Ὁ ἀμέσως ἑπόμενος δακτύλιος θὰ σχηματισθῇ εἰς θέσιν τοιαύτην, ὥστε ἡ ἀντίστοιχος παράστασις νὰ διαφέρῃ κατὰ 360^0, θὰ εἶναι δηλ. $2\,\varepsilon_{n+1}=2\varepsilon_{n+2}+\lambda$, διὰ τὸν ἑπόμενον θὰ εἶναι $2\varepsilon_{n+2}=2\varepsilon_n+2\,\lambda$, καὶ διὰ τὸν δακτύλιον τάξεως m θὰ εἶναι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής



Σχ. 521.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

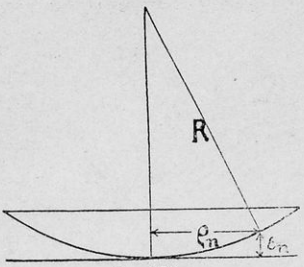
(1) $$2\,\varepsilon_m = 2\,\varepsilon_n + (m-n)\,\lambda$$

Ἐκ τοῦ σχήματος ἔχομεν τὴν σχέσιν

$$R^2 = \rho_n^2 + (R - \varepsilon_n)^2$$

καί, ἂν παραλείψωμεν τὸ ε_n^2 ὡς πολὺ μικρόν, λαμβάνομεν

$$2\,R\,\varepsilon_n = \rho_n^2$$



Σχ. 522.

ὁμοίως, ἂν ὀνομάσωμεν ρ_m τὴν διάμετρον τοῦ δακτυλίου τάξεως m, εἶναι

$$2\,R\,\varepsilon_m = \rho_m^2$$

Ἐκ τῶν δύο τούτων ἐξισώσεων λαμβάνομεν

$$2\,\varepsilon_m - 2\,\varepsilon_n = \frac{\rho_m^2 - \rho_n^2}{R}$$

ἐκ ταύτης δὲ καὶ τῆς (1) εὑρίσκομεν

$$(m-n)\,\lambda = \frac{\rho_m^2 - \rho_n^2}{R}$$

καὶ ἂν ἀντὶ τῶν ἀκτίνων τῶν δακτυλίων εἰσαγάγωμεν τὰς διαμέτρους αὐτῶν.

$$\delta_m = 2\,\rho_m, \quad \delta_n = 2\,\rho_n,$$

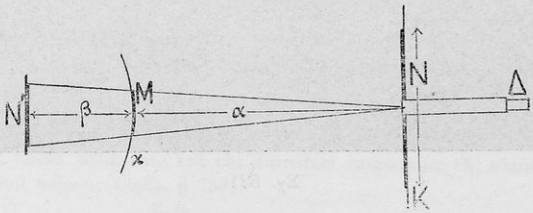
εὑρίσκομεν τέλος διὰ τὸ λ τὴν ἐξίσωσιν

$$\lambda = \frac{\delta_m^2 - \delta_n^2}{4\,(m-n)\,R}$$

Τὰς διαμέτρους δ_m καὶ δ_n μετροῦμεν παρατηροῦντες π. χ. τοὺς δακτυλίους διὰ διόπτρας στερεωμένης ἐπὶ τοῦ κινητοῦ συστήματος διαιρετικῆς μηχανῆς ἢ καλλίτερον τοποθετοῦντες τὴν ὑαλίνην πλάκα καὶ τὸν φακὸν ἐπὶ τοῦ κινητοῦ συστήματος τῆς διαιρετικῆς μηχανῆς καὶ παρατηροῦντες τοὺς δακτυλίους δι' ἀκινήτου διόπτρας προσηρμοσμένης εἰς ἄπειρον.

Ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ δὲν ἠμπορεῖ νὰ μετρηθῇ ἀκριβῶς διὰ τοῦ σφαιρομέτρου. Μετροῦμεν αὐτὴν ἀκριβέστερον δι' ὀπτικῆς μεθόδου ὡς ἑξῆς·

Ἐπὶ τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ ἐπικολλῶμεν ταινίαν χιλιοστομετρι-



Σχ. 523.

κοῦ χάρτου καὶ διὰ διόπτρας Δ (σχ. 523), ἐπὶ τοῦ στηρίγματος τῆς ὁποίας στηρίζεται ἐπίσης κλῖμαξ Κ κάθετος ἐπὶ τὸν ἄξονα τῆς διόπτρας καὶ διῃρημένη εἰς χιλιοστὰ τοῦ μέτρου, παρατηροῦμεν τὴν ἐπὶ τοῦ φακοῦ εὑρισκομένην ταινίαν καὶ τὸ ὑπὸ τῆς κατοπτρικῆς κυρτῆς ἐπιφανείας σχηματιζόμενον φανταστι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κὸν εἴδωλον τῆς κλίμακος Κ. Ἔστω Ν′ τὸ πραγματικὸν μῆκος τοῦ εἰδώλου Ν διαιρέσεων τῆς κλίμακος Κ, καὶ Μ ὁ ἀριθμὸς τῶν διαιρέσεων τῆς ἐπὶ τοῦ φακοῦ ταινίας, αἱ ὁποῖαι καλύπτουν τὸ εἴδωλον τῶν Ν διαιρέσεων.

Ἐκ τοῦ σχ. 523 ἔχομεν, ἂν ὀνομάσωμεν α τὴν ἀπόστασιν τῆς κλίμακος Κ ἀπὸ τοῦ κατόπτρου, Β τὴν θετικῶς λαμβανομένην ἀπόστασιν τοῦ εἰδώλου τῆς κλίμακος ἀπὸ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου καὶ R τὴν ἀκτῖνα καμπυλότητος, θετικῶς ἐπίσης λαμβανομένην,

$$\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\rho} = -\frac{2}{R} \qquad (3)$$

ἀλλ' εἶναι

$$\frac{N'}{M} = \frac{\alpha + \beta}{\alpha} \qquad \frac{N}{N'} = \frac{\alpha}{\beta}$$

ὅθεν διὰ πολλαπλασιασμοῦ κατὰ μέλη

$$N = M\,\frac{\alpha + \beta}{\beta} = \frac{1}{\beta}$$

$$\frac{1}{\alpha}\,\frac{N - M}{M} = \frac{1}{\beta}$$

Ἂν θέσωμεν τὴν τιμὴν ταύτην τοῦ $1/\beta$ εἰς τὴν ἐξ. (3) εὑρίσκομεν

$$\frac{1}{\alpha}\left\{1 - \frac{N - M}{M}\right\} = -\frac{2}{R}$$

$$R = \frac{2\alpha M}{N - 2M}$$

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην εἶναι α ἡ ἀπόστασις τῆς κλίμακος Κ ἀπὸ τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ, Μ ὁ ἀριθμὸς τῶν διαιρέσεων τῆς ἐπὶ τοῦ φακοῦ κλίμακος, αἱ ὁποῖαι ἐντὸς τοῦ πεδίου τῆς διόπτρας καλύπτουν Ν διαιρέσεις τῆς κλίμακος Κ.

§ 743. ***Συμβολόμετρον*** *(Interferometer, Interféromètre).* Εἰς τὴν § 336 τοῦ Α′ Τόμου περιεγράφη συσκευή, εἰς τὴν ὁποίαν ἠχητικὸν κῦμα διχάζεται εἰς δύο μέρη, ἕκαστον τῶν ὁποίων ἀκολουθεῖ ἴδιον δρόμον. Τὰ δύο ταῦτα κύματα συνενούμενα ἔπειτα παρουσιάζουν φαινόμενα συμβολῆς ἤτοι μέγιστα ἢ ἐλάχιστα τῆς ἐντάσεως τοῦ ἤχου καθ' ὅσον οἱ ὑπὸ τῶν δύο κυμάτων διανυθέντες δρόμοι διαφέρουν κατ' ἀκέραιον ἀριθμὸν μηκῶν κύματος ἢ κατὰ περιττὸν ἀριθμὸν ἡμικυμάτων.

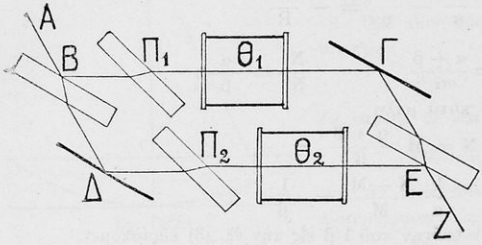
Διατάξεις, εἰς τὰς ὁποίας καθ' ὅμοιον τρόπον ἐπιτυγχάνεται ἡ συμβολὴ τοῦ φωτός, ὀνομάζονται *συμβολόμετρα.*

Τὸ ὄργανον, διὰ τοῦ ὁποίου ἐπιτυγχάνεται ὁ διχασμὸς τῆς φωτεινῆς δέσμης εἰς τὰ πλεῖστα τῶν συμβολομέτρων εἶναι πλὰξ ὑαλίνη μὲ παραλλήλους ἐπιπέδους ἕδρας, ἐπὶ τῆς ὁποίας προσπίπτουσα ἡ δέσμη ἐν μέρει ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς μιᾶς ἐπιφανείας, ἐν μέρει δὲ διέρχεται. Ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια τῆς πλακὸς εἶναι πολλάκις ἐλα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρῶς ἐπάργυρος, διὰ τοῦ πάχους δὲ τοῦ ἀργυροῦ στρώματος εἶναι δυνατὸν νὰ ρυθμισθῇ ἡ σχέσις ἐντάσεως τοῦ ἀνακλωμένου καὶ τοῦ διερχομένου μέρους τῆς δέσμης.

Τὸ σχ. 524 παρουσιάζει τοιαύτην διάταξιν. Ἡ δέσμη ΑΒ προσπίπτουσα ἐπὶ τῆς ὑαλίνης πλακὸς Β διχάζεται εἰς δύο, τὴν ΒΓ καὶ τὴν ΒΔ, αἱ ὁποῖαι ἀνακλώμεναι ἐπὶ τῶν ἐπιπέδων κατόπτρων Γ καὶ Δ προσπίπτουν ἐπὶ τῆς πλακὸς Ε, ὅπου ἡ μὲν ΔΕ ἀνακλᾶται, ἡ δὲ ΓΕ διαθλᾶται, καὶ ἐκεῖθεν ἀκολουθοῦν τὴν αὐτὴν περίπου διεύθυνσιν ΕΖ μὲ ἐλαχίστην πρὸς ἀλλήλας κλίσιν, ἕνεκα τῆς ὁποίας παρατηροῦνται κροσσοὶ συμβολῆς, ἀκριβῶς ὅπως καὶ εἰς τὴν διάταξιν τοῦ Fresnel (§ 729), κεντρικὴ δηλ. φωτεινὴ λευκὴ ταινία καὶ ἑκατέρωθεν αὐτῆς ἔγχρωμοι κροσσοί, ἐφ' ὅσον οἱ δρόμοι ΑΒΓΕΖ καὶ ΑΒΔΕΖ εἶναι ὀπτικῶς ἴσοι, περιέχουν δηλ. τὸν αὐτὸν ἀριθμὸν κυμάτων.



Σχ. 524.

Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὸν δρόμον ΑΒΓΕΖ ἔχομεν δύο ἀνάκλάσεις, εἰς τὸ Β καὶ Γ καὶ δύο διαθλάσεις, εἰς τὴν πλάκα Ε. Ἐπίσης εἰς τὸν δρόμον ΑΒΔΕΖ ἔχομεν δύο ἀνακλάσεις, εἰς τὸ Δ καὶ Ε, καὶ δύο διαθλάσεις, εἰς τὴν πλάκα Β, εἰς ἀμφοτέρους δὲ τοὺς δρόμους εὑρίσκεται ἓν μέρος, τοῦ αὐτοῦ μήκους ἐντὸς τῆς ὑάλου. Ἕνεκα τούτου οἱ δύο δρόμοι εἶναι δυνατὸν νὰ καταστοῦν τελείως ἰσοδύναμοι.

§ 744. ***Μέτρησις δείκτου διαθλάσεως διὰ τοῦ συμβολομέτρου*** Ἡ περιγραφεῖσα διάταξις ἔχει τὸ σπουδαῖον προσόν, ὅτι αἱ δύο συμβάλλουσαι δέσμαι ἀκολουθοῦν δρόμους ἀπέχοντας ἀπ' ἀλλήλων καὶ ἑπομένως ἠμποροῦμεν, παρενθέτοντες διάφορα σώματα, νὰ σπουδάσωμεν τὰς ἰδιότητας αὐτῶν, νὰ συγκρίνωμεν π. χ. τοὺς δείκτας διαθλάσεως. Πρὸς τοῦτο ἠμποροῦμεν νὰ ἐργασθῶμεν ὡς ἑξῆς :

Παρενθέτομεν εἰς τὸν δρόμον τῶν δεσμῶν τὰς ὑαλίνας πλάκας Π_1 καὶ Π_2 αἱ ὁποῖαι ἔχουν παραλλήλους ἐπιπέδους ἕδρας καὶ τὸ αὐτὸ πάχος. Ἐκ τούτων ἡ Π_2 ἠμπορεῖ νὰ στραφῇ διὰ μικρομετρικοῦ κοχλίου περὶ ἄξονα κάθετον ἐπ τὴν διεύθυναιν ΔΕ. Ἐπίσης παρενθέτομεν δύο θαλάμους Θ_1 καὶ Θ_2, σωλῆνα

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δηλ. ἡ δοχεῖα τοῦ αὐτοῦ μήκους κλειόμενα ἑκατέρωθεν διὰ ὑαλίνων ἰσοπαχῶν πλακῶν μὲ παραλλήλους ἕδρας, ἐντὸς τῶν ὁποίων τίθενται τὰ ἐξεταζόμενα ὑγρὰ ἢ ἀέρια.

Ἐπειδὴ ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι μικροτέρα εἰς τὰ μέσα, τῶν ὁποίων ὁ δείκτης διαθλάσεως εἶναι μεγαλύτερος, ἕπεται ὅτι ἐντὸς αὐτῶν τὸ μῆκος κύματος εἶναι μικρότερον καὶ ἑπομένως ὁ ἀριθμὸς τῶν μηκῶν κύματος, τὰ ὁποῖα περιλαμβάνονται ἐντὸς ὡρισμένου μήκους εἶναι τόσον μεγαλύτερος, ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου. Ἂν λοιπὸν τὸ ἐντὸς τοῦ θαλάμου Θ_1 ὑγρὸν ἢ ἀέριον ἔχῃ δ. δ. μεγαλύτερον τοῦ δ. δ. τοῦ ἐντὸς τοῦ θαλάμου Θ_2 ὑγροῦ ἢ ἀερίου, οἱ δύο ὀπτικοὶ δρόμοι εἶναι ἄνισοι καὶ ἑπομένως πάντως ὁ κεντρικὸς ἄχρους κροσσὸς δὲν μένει εἰς τὴν προτέραν θέσιν, εἶναι δυνατὸν δὲ καὶ νὰ ἐξαφανισθῶν ἐντελῶς οἱ κροσσοί (πρβλ. § 730). Τὴν ἰσότητα τῶν ὀπτικῶν δρόμων ἀποκαθιστῶμεν στρέφοντες διὰ τοῦ μικρομετρικοῦ κοχλίου τὴν πλάκα Π_2, εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἀντιστρόφως πρὸς τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τῶν δεικτῶν τοῦ ὡρολογίου, οὕτως ὥστε νὰ αὐξηθῇ τὸ ἐντὸς τῆς ὑάλου μέρος τοῦ δρόμου ΔΕ μέχρις ὅτου ἀναφανῇ ὁ κεντρικὸς ἄχρους κροσσὸς εἰς τὴν προτέραν θέσιν. Διὰ τῆς μεθόδου ταύτης ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν μὲ μεγάλην ἀκρίβειαν μικρὰς διαφορὰς τοῦ δείκτου διαθλάσεως. Θέτομεν δηλ. εἰς τοὺς θαλάμους ρευστὰ μὲ γνωστοὺς δείκτας διαθλάσεως καὶ παρατηροῦμεν πόσαι στροφαὶ τοῦ μικρομετρικοῦ κοχλίου χρειάζονται διὰ νὰ ἐμφανισθῇ ὁ κεντρικὸς κροσσὸς εἰς τὴν κανονικὴν θέσιν. Ἂν ἀντικαταστήσωμεν τὸ ἓν τῶν ρευστῶν δι' ἄλλου, τοῦ ὁποίου ζητεῖται ὁ δ. δ. στρέφομεν πάλιν τὸν κοχλίαν μέχρι ἀποκαταστάσεως τῆς κανονικῆς εἰκόνος τῶν κροσσῶν καὶ εὑρίσκομεν τὸν δ. δ. δεχόμενοι ἀναλογίαν μεταξὺ τῆς διαφορᾶς τῶν δεικτῶν διαθλάσεως καὶ τῶν στροφῶν τοῦ μικρομετρικοῦ κοχλίου.

Ἔστω π. χ. τὸ ὑγρὸν τοῦ θαλάμου Θ_1 ὕδωρ μὲ δ. δ. διὰ τὸ φῶς τοῦ νατρίου $\nu_1 = 1{,}3335$, τὸ δὲ ὑγρὸν τοῦ θαλάμου Θ_2 διάλυμα $NaCl$ μὲ δ. δ. $\nu_2 = 1{,}3476$ (οἱ δεῖκται διαθλάσεως ν_1 καὶ ν_2 ἐμετρήθησαν π. χ. διὰ τοῦ διαθλασιμέτρου τοῦ Abbe) καὶ ἂς ὑποθέσωμεν ὅτι ἐχρειάσθησαν 1,25 στροφαὶ τοῦ κοχλίου διὰ νὰ ἀποκατασταθῇ ἡ κανονικὴ εἰκὼν τῶν κροσσῶν. Εἰς μίαν στροφὴν τοῦ κοχλίου ἀντιστοιχεῖ διαφορὰ δείκτου διαθλάσεως ἴση πρὸς

$$\frac{1{,}3476 - 1{,}3335}{1{,}25} = 0{,}01128$$

ὅταν εἰς τὸν θάλαμον Θ_1 περιέχεται ὕδωρ μὲ δείκτην διαθλάσεως διὰ τὸ φῶς τοῦ νατρίου ἴσον πρὸς 1,3335.

Ἂν λοιπὸν θέσωμεν εἰς τὸν θάλαμον Θ_2 ὑγρὸν ἀγνώστου δείκτου διαθλάσεως καὶ χρειασθοῦν 0,52 στροφαὶ τοῦ κοχλίου διὰ τὴν ἀποκατάστασιν τῶν κροσσῶν, ὁ δ. δ. θὰ εἶναι

$$1{,}3335 + 0{,}52 \times 0{,}01128 = 1{,}3394$$

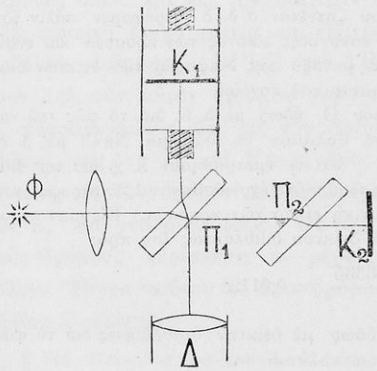
Σημειωτέον ὅτι, ἐπειδὴ διὰ τῆς περιγραφείσης μεθόδου συγκρίνομεν οὐσίας τῆς αὐτῆς περίπου χημικῆς φύσεως, π. χ. διαλύματα ὀλίγον διαφόρου περιεκτικότητος, ἠμποροῦμεν νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἡ σχέσις τοῦ δ. δ. πρὸς τὸ μῆκος κύματος εἶναι εἰς ἀμφοτέρας τὰς οὐσίας ἡ αὐτή, καὶ ἑπομένως ἐπιτρέπεται νὰ γίνῃ ὁμοίως ὁ ὑπολογισμὸς τοῦ δ. δ. δι' οἱονδήποτε μῆκος κύματος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 745. ***Μέτρησις τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς ἐντὸς κινουμένης ὕλης.*** Διὰ τῆς διατάξεως τοῦ σχ. 524 ἠμποροῦμεν νὰ ἐξελέγξωμεν τὴν ἐπίδρασιν τῆς κινήσεως τῆς ὕλης ἐπὶ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός. Ἂν δηλ. τὸ φῶς διαδίδεται μὲ διάφορον ταχύτητα ἐντὸς τῆς κινουμένης ὕλης, ταχύτερον ὅταν ἡ ὕλη κινῆται κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως τοῦ φωτὸς καὶ βραδύτερον ὅταν ἡ ὕλη κινῆται ἀντιθέτως, εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν ὁ δ. δ. εἶναι μικρότερος εἰς δὲ τὴν δευτέραν μεγαλύτερος.

Ἂν λοιπὸν ἀντικαταστήσωμεν τοὺς θαλάμους Θ_1 καὶ Θ_2 διὰ μακρῶν σωλήνων, ἐντὸς τῶν ὁποίων ὑπάρχει ὑγρόν, π. χ. ὕδωρ, καὶ θέσωμεν τὸ ὑγρὸν εἰς ταχεῖαν κίνησιν οὕτως ὥστε νὰ κινῆται π. χ. εἰς μὲν τὸν σωλῆνα Θ_1 ἐκ δεξιῶν πρὸς τὰ ἀριστερὰ εἰς δὲ τὸν Θ_2 ἀντιθέτως, θὰ παραταρήσωμεν, ἐὰν πράγματι ἡ κίνησις τῆς ὕλης ἔχῃ ἐπίδρασιν ἐπὶ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός, μετακίνησιν τῶν κροσσῶν, ἐκ τῆς ὁποίας εἶναι δυνατὸν νὰ ὑπολογισθῇ ἡ σχέσις τῆς μεταβολῆς τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς πρὸς τὴν ταχύτητα τῆς ὕλης. Τὸ πείραμα ἐκτελεσθὲν ὑπὸ τοῦ Fizeau καὶ ἔπειτα καὶ ὑπὸ ἄλλων ἔδωκε θετικὸν ἀποτέλεσμα καὶ ἔδειξεν ὅτι ὁ αἰθὴρ μετέχει, ἐν μέρει τουλάχιστον, τῆς κινήσεως τῆς ὕλης, *συναρπάζεται* δηλ. ἐν μέρει ὑπ' αὐτῆς, ἀλλὰ περὶ τῶν ἐκ τῶν μετρήσεων τούτων συμπερασμάτων θὰ γίνῃ λόγος εἰς ἴδιον κεφάλαιον.

§ 746. ***Συμβολόμετρον τοῦ Michelson.*** Εἰς τὸν Michelson ὀφείλεται ἡ ἑξῆς διάταξις (σχ. 525). Τὸ ἐκ τῆς πηγῆς Φ προερχόμενον φῶς καθίσταται παράλληλον διὰ συγκλίνοντος φακοῦ καὶ προσπίπτει ὑπὸ γωνίαν 45^0 ἐπὶ τῆς ὑαλίνης πλακὸς Π_1, τῆς ὁποίας αἱ δύο ἕδραι εἶναι ἐπίπεδοι καὶ παράλληλοι, ἡ δὲ ἀντιθέτως πρὸς τὴν πηγὴν Φ ἐστραμμένη ἀσθενῶς ἐπάργυρος (διαφανὲς κάτοπτρον). Μέρος τοῦ φωτὸς τῆς δέσμης διέρχεται τὴν πλάκα Π_1 (*), διέρχεται τὴν πλάκα Π_2, ἐντελῶς ὁμοίαν πρὸς τὴν Π_1 ἀλλὰ χωρὶς ἐπαργύρωσιν, προσπίπτει καθέτως ἐπὶ τοῦ κατόπτρου K_2 καὶ ἀνακλώμενον διέρχεται πάλιν τὴν πλάκα Π_2, ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς ἐπαργύρου ἐπιφανείας τῆς Π_1 καὶ φθάνει εἰς τὴν διόπτραν Δ, ρυθμισμένην εἰς ἄπειρον.



Σχ. 525.

(*) Φυσικὰ μέρος μικρὸν τοῦ φωτὸς ἀνακλᾶται ἐπὶ τῶν ἐπιφανειῶν τῶν πλακῶν, ἀλλὰ τὰς δευτερευούσας ταύτας ἀνακλάσεις δὲν λαμβάνομεν ὑπ' ὄψιν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὸ ἄλλο μέρος τῆς ἐπὶ τῆς πλακὸς Π_1 προσπιπτούσης δέσμης εἰσέρχεται εἰς αὐτήν, ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς ὀπισθίας ἐπαργύρου ἐπιφανείας, διέρχεται ἐκ νέου διὰ τῆς πλακός, ἀνακλᾶται καθέτως ἐπὶ τοῦ κατόπτρου K_1 καὶ διερχόμενον διὰ τρίτην φορὰν διὰ τῆς πλακὸς Π_1 φθάνει εἰς τὴν διόπτραν Δ.

Αἱ δύο δέσμαι συμβάλλουν καὶ βλέπομεν ἐντὸς τοῦ πεδίου τῆς διόπτρας κροσσοὺς συμβολῆς, οἱ ὁποῖοι ἠμποροῦν διὰ καταλλήλου ρυθμίσεως τῶν μερῶν τῆς συσκευῆς νὰ γίνουν εὐθύγραμμοι ἢ καὶ νὰ λάβουν σχῆμα συγκεντρικῶν περιφερειῶν. Ἂν οἱ δύο ὀπτικοὶ δρόμοι εἶναι ἐντελῶς ἴσοι καὶ οἱ κροσσοὶ εὐθύγραμμοι, ἔχομεν λευκὸν κεντρικὸν κροσσὸν καὶ ἑκατέρωθεν αὐτοῦ ἐγχρόους.

Τὴν ἰσότητα τῶν ὀπτικῶν δρόμων ἐπιτυγχάνομεν τὸ μὲν μετακινοῦντες μικρομετρικῶς τὸ κάτοπτρον K_2, τὸ δὲ μεταβάλλοντες τὴν κλίσιν τῆς πλακὸς Π_2.

Λευκὸν φῶς μεταχειριζόμεθα μόνον διὰ τὴν πρώτην ρύθμισιν τοῦ ὀργάνου, ἡ δὲ κυρία ἐργασία γίνεται μὲ μονόχρουν φῶς.

§ 747. ***Ἀναγωγὴ τοῦ μέτρου εἰς μῆκη κύματος.*** Ὅταν μετακινοῦμεν τὸ κάτοπτρον K_2 παρατηροῦμεν κίνησιν τῶν κροσσῶν ἐντὸς τοῦ πεδίου τῆς διόπτρας, ἤτοι ἂν μὲν οἱ κροσσοὶ εἶναι εὐθύγραμμοι φαίνονται μετακινούμενοι καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσίν των, ἂν δὲ εἶναι κυκλικοὶ εἴτε συστέλλονται οὕτως ὥστε ὁ ἑκάστοτε πλησιέστερος πρὸς τὸ κέντρον νὰ ἐξαφανίζεται ἢ νέοι κροσσοὶ ἀναπτύσσονται ἐκ τοῦ κέντρου, ἐνῶ τὸ ὅλον σύστημα διαρκῶς διαστέλλεται. Τὸ σύστημα τῶν κροσσῶν παρουσιάζει τὴν αὐτὴν ὄψιν ὁσάκις ἡ διαφορὰ πορείας τῶν δύο δεσμῶν αὐξάνεται ἢ ἐλαττώνεται κατ' ἀκέραιον ἀριθμὸν μηκῶν κύματος, ἡ μετακίνησις δηλ. τοῦ κατόπτρου ἰσοῦται πρὸς ἀκέραιον ἀριθμὸν ἡμικυμάτων. Ἂν λοιπὸν εἶναι n ὁ ἀριθμὸς τῶν παρερχομένων κροσσῶν καὶ L ἡ μετακίνησις τοῦ κατόπτρου K_2 ἔχομεν τὴν σχέσιν

$$n\lambda = 2L \qquad \lambda = \frac{2L}{n}$$

Ὁ Michelson ἐμέτρησε κατὰ τὸν τρόπον τοῦτον τὸ μῆκος κύματος τριῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος τοῦ Cd, μιᾶς ἐρυθρᾶς, μιᾶς πρασίνης καὶ μιᾶς κυανῆς, καὶ εὗρεν ὅτι εἰς ἓν μέτρον περιέχονται 1553163,5 μήκη κύματος τῆς ἐρυθρᾶς γραμμῆς, 1900249,7 τῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πρασίνης καὶ 2083372,1 τῆς κυανῆς (*) καὶ ἑπομένως τὰ ἀντίστοιχα μήκη κύματος εἶναι 6438,4722 Å, 5085,8240 Å καὶ 4799,9107 Å.

Αἱ κλασσικαὶ αὗται μετρήσεις τοῦ Michelson, ἐκτελεσθεῖσαι εἰς τὸ Διεθνὲς Γραφεῖον Μέτρων καὶ Σταθμῶν (Sèvres), εἶναι γνωσταὶ ὑπὸ τὸ ὄνομα τῆς *ἀναγωγῆς τοῦ μέτρου εἰς μήκη κύματος*. Πράγματοι οἱ τρεῖς εὑρεθέντες ἀριθμοὶ ἠμποροῦν νὰ χρησιμεύσουν διὰ τὴν ἀναπαραγωγὴν τοῦ προτύπου μέτρου, ἂν τοῦτο δι' οἱονδήποτε λόγον ἐκλείψῃ.

§ 748. ***Συμφωνία φωτεινῆς πηγῆς πρὸς ἑαυτήν.*** Διὰ τοῦ συμβολομέτρου τοῦ Michelson ἠμποροῦμεν νὰ φέρωμεν εἰς συμβολὴν δέσμας, προερχομένας ἐκ τῆς αὐτῆς πηγῆς. τῶν ὁποίων ὅμως ἠμποροῦμεν νὰ καταστήσωμεν τὴν διαφορὰν πορείας ὅσον θέλομεν μεγάλην. Ἐφ' ὅσον παρατηροῦμεν φαινόμενα συμβολῆς συμπεραίνομεν ὅτι ἡ πηγὴ κατὰ τὸν χρόνον, ὁ ὁποῖος παρῆλθε μεταξὺ τῆς ἐκπομπῆς τῶν δύο δεσμῶν, παρέμεινε σύμφωνος πρὸς ἑαυτήν. Τοῦτο σημαίνει ὅτι τὸ πλεῖστον μέρος τῶν στοιχειωδῶν πηγῶν, αἱ ὁποῖαι ἐξέπεμπον φῶς ὅταν ἐξεπέμφθη ἡ πρώτη δέσμη, ἐξηκολούθει νὰ φωτοβολῇ μὲ ὄχι αἰσθητῶς μειωθεῖσαν ἔνστασιν καὶ ὅταν ἐξεπέμφθη ἡ δευτέρα δέσμη.

Οὕτω ὁ Michelson παρετήρησε συμβολὴν μὲ διαφορὰν πορείας 20 cm εἰς τὴν πρασίνην ἀκτινοβολίαν τοῦ Cd. Τὸ φῶς διανύει τὰ 20 cm εἰς $20 : 3.10^{10} = 6{,}67.10^{-10}$ sec καὶ ἑπομένως ὁ χρόνος, κατὰ τὸν ὁποῖον διαρκεῖ αἰσθητῶς ἡ φωτοβολία μιᾶς τῶν στοιχειωδῶν πηγῶν εἶναι ἀρκετὰ μεγαλύτερος τοῦ χρονικοῦ τούτου διαστήματος.

Ἐπειδὴ τὸ μ. κ. τοῦ πρασίνου φωτὸς τοῦ Cd εἶναι περίπου $0{,}51\ \mu = 5{,}1 . 10^{-5}$ cm, ἕπεται ὅτι εἰς τὰ 20 cm περιέχονται $20 : 5{,}1 . 10^{-5} = 4 . 10^{5} = 400\,000$ μήκη κύματος καὶ ἑπομένως τόσας δονήσεις (**) ἐξετέλεσεν ἡ φωτοβόλος στοιχειώδης πηγὴ κατὰ τὸν μεταξὺ τῶν δύο ἐκπομπῶν χρόνον.

(*) Ἐννοεῖται ὅτι διὰ τὴν μέτρησιν τῶν ἀριθμῶν τούτων ἔγεινε χρῆσις διαφόρων τεχνασμάτων, τῶν ὁποίων ὅμως ἡ λεπτομερὴς περιγραφὴ δὲν εἶναι δυνατὴ ἐνταῦθα.

(**) Ὁ ὅρος δόνησις, ὀφειλόμενος εἰς τὴν ἀναγωγὴν τῶν φωτεινῶν φαινομένων εἰς τὰ φαινόμενα τῆς ἐλαστικότητος, σημαίνει ἁπλῶς περιοδικὴν μεταβολὴν χωρὶς διόλου νὰ ὁρίζεται ἡ φύσις αὐτῆς.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 749. ***Στάσιμα κύματα. - Ἔγχρωμος φωτογραφία τοῦ Lippmann.*** Εἰς τὴν § 328 τοῦ Α΄ Τόμου περιεγράφησαν τὰ *στάσιμα κύματα* καὶ ὁ τρόπος τῆς παραγωγῆς αὐτῶν, εἰς δὲ τὴν § 337 περιεγράφη ἡ συσκευὴ τοῦ Kundt, εἰς τὴν ὁποίαν τὰ ἐντὸς ἀερίων ἢ ὑγρῶν ἀναπτυσσόμενα ἠχητικὰ στάσιμα κύματα καθίστανται ἀντιληπτὰ διὰ τῆς συσσωρεύσεως ρινημάτων φελλοῦ ἢ κόνεως κισήρεως.

Κατὰ τρόπον ἐντελῶς ὅμοιον σχηματίζονται φωτεινὰ στάσιμα κύματα κατὰ τὴν ἀνάκλασιν φωτεινῆς δέσμης, ἐχρησιμοποίησε δὲ αὐτὰ ὁ Lippmann διὰ τὴν φωτογράφησιν τῶν χρωμάτων. Πρὸς τοῦτο ἡ φωτογραφικὴ πλάξ, τῆς ὁποίας τὸ εὐαίσθητον στρῶμα εἶναι ἐστραμμένον πρὸς τὸ ἀντίθετον τοῦ φακοῦ μέρος, καὶ τὸ ὀπίσθιον τοίχωμα τοῦ φωτογραφικοῦ θαλάμου ἀποτελοῦν στεγανὸν δοχεῖον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου τίθεται ὑδράργυρος. Οὕτω τὸ εὐαίσθητον στρῶμα τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς εὑρίσκεται εἰς στενὴν ἐπαφὴν πρὸς τὴν κατοπτρικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑδραργύρου, ἐπὶ τῆς ὁποίας τὸ ἐκ τοῦ φακοῦ προερχόμενον φῶς ἀνακλᾶται ἀφοῦ πρῶτον διαπεράσῃ τὴν πλάκα καὶ τὸ εὐαίσθητον στρῶμα. Τὸ ἀνακλώμενον φῶς συμβάλλει μὲ τὸ προσπίπτον ἐντὸς τοῦ εὐαισθήτου στρώματος καὶ τὰ ἀναπτυσσόμενα στάσιμα κύματα προκαλοῦν τοπικῶς περιοδικὴν ἀναγωγὴν τοῦ ἀργύρου τῶν φωτοπαθῶν ἀργυρούχων ἑνώσεων. Παράγονται λοιπὸν ἐντὸς τοῦ εὐαισθήτου ἐπιχρίσματος τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς κατὰ τὴν ἐμφάνισιν τῆς εἰκόνος λεπτὰ στρώματα ἀργύρου, τῶν ὁποίων ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις, εἰς τὴν ἁπλουστάτην περίπτωσιν τοῦ μονόχρου φωτός, εἶναι ἴση πρὸς ἥμισυ μῆκος κύματος. Τὰ στρώματα ταῦτα τοῦ ἀργύρου παρετηρήθησαν πραγματικῶς εἰς μικροσκοπικὰς τομὰς τοῦ ἐπιχρίσματος.

Ὅταν λευκὸν φῶς διέρχεται διὰ τῆς πλακός, αἱ ἀκτῖνες ἀνακλῶνται ἐπανειλημμένως ἐπὶ τῶν στρωμάτων τοῦ ἀργύρου, καὶ ἐκ τῆς συμβολῆς αὐτῶν ἐνισχύονται ἐκεῖναι ἀκριβῶς αἱ ἀκτῖνες, τῶν ὁποίων τὸ μῆκος κύματος εἶναι διπλάσιον τῆς ἀποστάσεως τῶν ἀργυρῶν στρωμάτων αἱ ἀκτῖνες δηλ. αἱ ὁποῖαι ἔχουν τὸ ἴδον χρῶμα μὲ ἐκείνας, αἱ ὁποῖαι ἐπέδρασαν ἐπὶ τῆς πλακὸς καὶ ἐσχημάτισαν τὴν εἰκόνα.

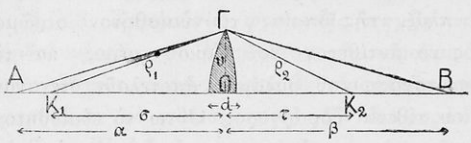
Οὕτω παρατηροῦντες τὴν φωτογραφικὴν πλάκα καθέτως εἰς διερχόμενον φῶς βλέπομεν τὰ χρώματα, τὰ ὁποῖα ἐπέδρασαν ἐπ'

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αὐτῆς. Ἂν ὅμως παρατηρήσωμεν τὴν πλάκα ὑπὸ διάφορον γωνίαν, ἄλλα χρώματα ἐνισχύονται, μεγαλυτέρου μήκους κύματος, καὶ ἑπομένως μεταβάλλονται τὰ χρώματα αὐτῆς.

§ 750. *Ὀπτικὴ ἀπεικόνισις.* Εἰς ὑποσημείωσιν τῆς σελ. 42 ὑπεδείχθη ὅτι τὰ συζυγῆ σημεῖα ὡς πρὸς ὀπτικὸν ὄργανον χαρακτηρίζονται ἐκ τούτου, ὅτι πάντες οἱ μεταξὺ αὐτῶν ὀπτικοὶ δρόμοι οἱ διὰ τοῦ ὀργάνου διερχόμενοι εἶναι ἴσοι.

Ἡ πρότασις αὕτη εἶναι δυνατὸν νὰ ἀποδειχθῇ μὲ τὰ στοιχεῖα τὰ ὁποῖα ἐκ τῆς ἐκτεθείσης θεωρίας τοῦ φωτὸς κατέχομεν καὶ τὴν ἀπόδειξιν, ἢ μᾶλλον ἀτελῆ σκιαγραφίαν ἀποδείξεως, θὰ ἐκθέσωμεν λαμβάνοντες ὡς παράδειγμα τὰ πραγματικὰ συζυγῆ σημεῖα ὡς πρὸς ἀμφίκυρτον φακόν.



Σχ. 526

Ἔστω λοιπὸν (σχ. 526) ἀμφίκυρτος λεπτὸς φακός, ρ_1, ρ_2 αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος τῶν ἐπιφανειῶν αὐτοῦ καὶ d τὸ κατὰ τὸν ἄξονα πάχος αὐτοῦ. Ἐπειδὴ ὁ φακὸς εἶναι λεπτὸς δὲν κάμνομεν αἰσθητὸν σφάλμα τοποθετοῦντες τὸ ὀπτικὸν κέντρον O εἰς τὸν πόδα τῆς ἐκ τοῦ Γ καθέτου ἐπὶ τὸν κύριον ἄξονα, τῆς ὁποίας τὸ μῆκος ἔστω υ. Διὰ τὴν ἁπλότητα τῶν τύπων θέτομεν ἀκόμη $K_1O=\sigma$, $K_2O=\tau$ καὶ ὀνομάζομεν α καὶ β τὰς ἀποστάσεις τῶν συζυγῶν σημείων A καὶ B ἀπὸ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου.

Θεωροῦμεν δύο ὀπτικοὺς δρόμους ἐκ τοῦ A πρὸς τὸ B. Τὸν $A\Gamma+\Gamma B$, ὁ ὁποῖος εὑρίσκεται ὁλόκληρος ἐντὸς τοῦ ἀέρος, καὶ τὸν $AOB=\alpha+\beta$, τοῦ ὁποίου μῆκος ἴσον πρὸς d εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ φακοῦ.

Ἐκ τοῦ σχήματος λαμβάνομεν, δεχόμενοι ὅτι τὸ υ εἶναι πολὺ μικρὸν ὡς πρὸς τὰ τὰ α, β, ρ_1 καὶ ρ_2,

$$(1)\qquad A\Gamma=\sqrt{\alpha^2+\upsilon^2}=\alpha\left(1+\frac{\upsilon^2}{\alpha^2}\right)^{\frac{1}{2}}=\alpha+\frac{\upsilon^2}{2\alpha}$$

$$(2)\qquad \Gamma B=\beta+\frac{\upsilon^2}{2\beta}$$

$$(3)\qquad \sigma=\sqrt{\rho_1^{\,2}-\upsilon^2}=\rho_1\left(1-\frac{\upsilon^2}{\rho_1^{\,2}}\right)^{\frac{1}{2}}=\rho_1-\frac{\upsilon^2}{2\rho_1}$$

$$(4)\qquad \tau=\rho_2-\frac{\upsilon^2}{2\rho_2}$$

Τὸν δρόμον AΓB διανύει τὸ φῶς εἰς χρόνον

$$t_1=\frac{A\Gamma B}{c}=\frac{1}{c}\left\{\alpha+\beta+\frac{\upsilon^2}{2}\left(\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}\right)\right\}$$

ὅπου c ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸν ἀέρα.

Τοῦ δρόμου AOB μέρος μὲν $\alpha+\beta-d$ εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἀέρος καὶ ἑπομένως τὸ φῶς θὰ τὸ διανύσῃ εἰς χρόνον $(\alpha+\beta-d):c$, μέρος δὲ d εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ φακοῦ καί, ἂν εἶναι ν ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ φακοῦ ὡς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πρὸς τὸν ἀέρα, ἐπειδὴ ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς ἐντὸς τοῦ φακοῦ εἶναι c : ν, τὸ φῶς θὰ διανύσῃ τὴν ἀπόστασιν ταύτην εἰς χρόνον d . ν : c ἑπομένως τὸν ὅλον δρόμον ΑΟΒ θὰ διανύσῃ τὸ φῶς εἰς χρόνον

$$t_2 = \frac{\alpha+\beta-d}{c} + \frac{dv}{c} = \frac{\alpha+\beta+(v-1)\,d}{c}$$

Ἐκ τοῦ σχήματος καὶ ἐκ τῶν σχέσεων 3, 4 εὑρίσκομεν

$$d = \rho_1 - \sigma + \rho_2 - \tau = \frac{v^2}{2}\left\{\frac{1}{\rho_1}+\frac{1}{\rho_2}\right\}$$

ὅθεν

$$t_2 = \frac{1}{c}\left\{\alpha+\beta+(v-1)\,\frac{v^2}{2}\left(\frac{1}{\rho_1}+\frac{1}{\rho_2}\right)\right\}$$

Ἀλλὰ κατὰ τὴν θεμελιώδη ἐξίσωσιν τῶν φακῶν εἶναι

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta} = (v-1)\left(\frac{1}{\rho_1}+\frac{1}{\rho_2}\right)$$

καὶ ἑπομένως

$$t_1 = t_2$$

ἤτοι τὸ φῶς διανύει τὴν ἐκ τοῦ Α εἰς τὸ Β ἀπόστασιν διὰ τῶν δύο θεωρηθέντων δρόμων εἰς τὸν αὐτὸν χρόνον.

§ 751. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἔπεται ὅτι ἂν παράλληλος δέσμη, κῦμα δηλ. τοῦ ὁποίου αἱ ἰσοφασικαὶ ἐπιφάνειαι εἶναι ἐπίπεδοι, προσπέσῃ ἐπὶ συγκλίνοντος φακοῦ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος, συγκεντρώνεται τὸ φῶς εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν, διότι οἱ ἐκ τῶν σημείων ἑνὸς οἱουδήποτε ἰσοφασικοῦ ἐπιπέδου τοῦ προσπίπτοντος κύματος ὀπτικοὶ δρόμοι μέχρι τῆς κυρίας ἑστίας εἶναι ἴσοι, περιλαμβάνουν δηλ. τὸν αὐτὸν ἀριθμὸν μηκῶν κύματος. Ἡ γεωμετρικὴ ἀνισότης τῶν δρόμων ἀντισταθμίζεται ἀπὸ τὴν διαφορὰν τοῦ μήκους κύματος εἰς τὰ διάφορα ὀπτικὰ μέσα.

Ἐπὶ τῆς ἰδιότητος ταύτης τῶν φακῶν στηριζόμενοι χρησιμοποιοῦμεν αὐτοὺς διὰ νὰ φέρωμεν ἐπὶ τοῦ ἑστιακοῦ των ἐπιπέδου εἰς συμβολὴν παραλλήλους δέσμας.

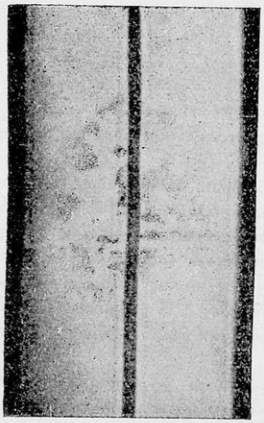
ΠΕΡΙΘΛΑΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

§ 752. Εἰς τὴν § 520 εἴδομεν ὅτι, ἂν θελήσωμεν νὰ ἀπομονώσωμεν μίαν φωτεινὴν ἀκτῖνα, νὰ λάβωμεν δηλ. δέσμην *πολὺ λεπτήν*, παρατηροῦμεν φαινόμενα, τὰ ὁποῖα δὲν συμβιβάζονται μὲ τὴν ἐκδοχὴν τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτός. Βλέπομεν δηλ. ὅτι ὄχι μόνον τὸ φῶς *παρακάμπτει* διάφορα κωλύματα, ἀλλ' ὅτι ἔχομεν *φωτεινὰ μὲν μέρη ἐντὸς τῆς γεωμετρικῆς σκιᾶς*, ἐντὸς τοῦ χώρου δηλ. εἰς τὸν ὁποῖον δεχόμενοι τὴν εὐθύγραμμον δι' ἀνεξαρτήτων ἀκτίνων διάδοσιν θὰ ἐπεριμένομεν σκότος, *σκιερὰ δὲ σχετικῶς μέρη ἔξω τῆς γεωμετρικῆς σκιᾶς*.

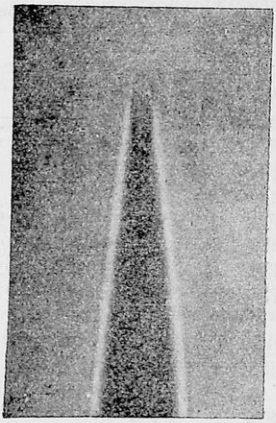
Ἀναφέρομεν τὰ ἑξῆς χαρακτηριστικὰ πειράματα: Φωτίζομεν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἰσχυρῶς στενωτάτην σχισμὴν καὶ ἐκθέτοντες εἰς τὸ ἐξ αὐτῆς φῶς λεπτὸν σύρμα διαμέτρου ἴσης πρὸς 0,1 ἢ 0,2 mm, παράλληλον πρὸς τὴν σχισμήν, παρατηροῦμεν ἐπὶ λευκοῦ διαφράγματος τὴν σκιὰν αὐτοῦ, τῆς ὁποίας φωτογραφίαν παριστᾷ τὸ σχ. 527. Εἰς τὸ μέσον τῆς σκιᾶς, ἐκεῖ ὅπου κατὰ τοὺς νόμους τῆς γεωμετρικῆς ὀπτικῆς θὰ ἀνεμένομεν τὸ ἐντονώτατον σκότος, παρατηροῦμεν φωτεινὴν γραμμήν, ἀντὶ δὲ νὰ ἔχωμεν βαθμιαίαν μετάβασιν ἀπὸ τῆς σκιᾶς εἰς τὸ φῶς ἔχομεν ἀμέσως ἑκατέρωθεν τῆς σκιᾶς δύο ταινίας μὲ ἐντονώτερον φῶς καὶ μετ' αὐτὰς σειρὰν *κροσσῶν*, ταινιῶν ἐναλλὰξ



Σχ. 527.



Σχ. 528.

φωτεινοτέρων καὶ ὀλιγώτερον φωτεινῶν, αἱ ὁποῖαι, ὅταν τὸ φῶς εἶναι σύνθετον, παρουσιάζουν χρώματα ἀνάλογα πρὸς τὰ τῶν κροσσῶν συμβολῆς (Grimaldi 1663).

Τὸ σχ. 528 παριστᾷ φωτογραφίαν τῆς σκιᾶς βελόνης παραλλήλου πρὸς τὴν σχισμήν. Ἐκεῖ ὅπου ἔπρεπε νὰ εἶναι ἡ σκιὰ τῆς ἀκίδος ἔχομεν φῶς, ἑκατέρωθεν δὲ αὐτοῦ δύο σκοτεινὰς γραμμὰς καὶ παρ' αὐτὰς πάλιν τὰς δύο ταινίας μὲ ἔντονον φωτισμὸν καὶ οὕτω καθεξῆς.

Τὴν ἀπόκλισιν τοῦ φωτὸς ἀπὸ τὴν ὑπὸ τῶν νόμων τῆς γεωμετρικῆς ὀπτικῆς προβλεπομένην κατανομὴν ὀνομάζομεν *περίθλασιν*.

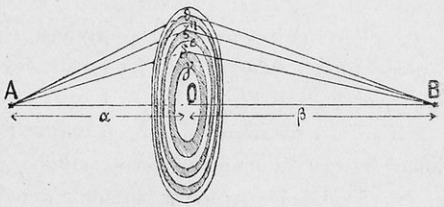
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἀκριβὴς θεωρητικὴ ἔρευνα τῶν φαινομένων τῆς περιθλάσεως ἄγει εἰς προβλήματα ἐκ τῶν δυσκολωτάτων τῆς μαθηματικῆς φυσικῆς, τὰ ὁποῖα εἰς ὀλίγας μόνον περιπτώσεις κατωρθώθη νὰ λυθοῦν εἴτε ἀκριβῶς εἴτε κατὰ προσέγγισιν. Εἰς στοιχειώδες βιβλίον δὲν εἶναι δυνατὸν παρὰ *ποιοτικῶς* μόνον νὰ περιγραφοῦν τὰ φαινόμενα ταῦτα καὶ θὰ περιορισθῶμεν εἰς ἁπλῆν ὑπόδειξιν τῆς ἐξηγήσεως αὐτῶν διὰ τῆς ἐκδοχῆς τῶν φωτεινῶν κυμάτων.

Εἰς τὴν § 330 τοῦ Α΄ Τόμου ἐδέχθημεν ὅτι τὰ σημεῖα τοῦ μέσου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου διαδίδεται κῦμα, γίνονται δευτερογενεῖς πηγαί, ἐκ τῶν ὁποίων ἐκπέμπονται κύματα σφαιρικά, ὅπως καὶ τὸ πρωτογενὲς κῦμα. Τῶν δευτερογενῶν κυμάτων αἱ φάσεις συνεχίζουν τὰς φάσεις τοῦ πρωτογενοῦς κύματος, ἐκ τῆς συμβολῆς δὲ αὐτῶν προκύπτει συνισταμένη περιοδικὴ μεταβολή, ἡ αὐτὴ μὲ ἐκείνην ἡ ὁποία θὰ προήρχετο ἐκ τῆς διαδόσεως τοῦ πρωτογενοῦς κύματος.

Καὶ ἐφ᾽ ὅσον μὲν πρόκειται περὶ μέσου ὁμογενοῦς καὶ ἐκτεινομένου ἐπ᾽ ἄπειρον, εἰς τὸ ὁποῖον ἑπομένως ἀναπτύσσεται ἀκωλύτως τὸ κῦμα, ἡ ἐκτεθεῖσα ἐκδοχὴ ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἁπλοῦς *μαθηματικὸς μετασχηματισμός*. Ὅταν ὅμως κωλύματα ἐμποδίζουν τὴν ἀνάπτυξιν μερικῶν ἐκ τῶν δευτερογενῶν κυμάτων, ἀναφαίνονται τὰ χαρακτηριστικὰ φαινόμενα τῆς περιθλάσεως, τὰ ὁποῖα δεικνύουν ὅτι ἡ ἐκδοχή μας δὲν στερεῖται ὑποστάσεως.

§ 753. ***Ζῶναι τοῦ Fresnel.*** Χαρακτηριστικὸν ἀπὸ τῆς ἀπόψεως ταύτης εἶναι τὸ πείραμα, τὸ ὁποῖον μὲ ὀλίγας λέξεις ὑπεδείχθη εἰς τὴν § 330 τοῦ Α΄ Τόμου καὶ τὸ ὁποῖον τώρα λεπτομερέστερον θὰ διερευνήσωμεν.



Σχ. 529.

Ἂν εἰς τὸ Α (σχ. 529) ὑπάρχῃ φωτεινὴ πηγή, ἠμποροῦμεν νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἡ περιοδικὴ διατάραξις τοῦ μέσου, τὴν ὁποίαν ἀντιλαμβανόμεθα ὡς φῶς, φθάνει εἰς τὸ Β κατὰ τὸν ἑξῆς τρόπον. Ἡ διατάραξις, ἀναχωροῦσα ἐκ τοῦ Α φθάνει εἰς τὰ σημεῖα Ο, γ, δ, ζ κ. λ. τῆς ἐπιφανείας S, τὴν ὁποίαν διὰ τὴν ἁπλότητα λαμβάνομεν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐπίπεδον. Τὰ σημεῖα ταῦτα γίνονται δευτερογενεῖς ἑστίαι κυμάτων, τὰ ὁποῖα, ἕκαστον μὲ ἰδίαν φάσιν, φθάνουν εἰς τὸ Β. Κατὰ μῆκος τῶν δρόμων ΑΟΒ, ΑγΒ, ΑδΒ κ. λ. αἱ φάσεις διαδέχονται ἀλλήλας ἐν συνεχείᾳ καὶ ἑπομένως ἡ διαφορὰ φάσεως τῆς μεταβολῆς εἰς τὸ Α διὰ τὴν διὰ τοῦ δρόμου ΑδΒ π. χ. ἐλθοῦσαν διαταραχὴν εἶναι $\frac{\text{ΑδΒ}}{\lambda} \cdot 360^0$, ὅπου λ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός. Ἂν εἰς τὸ ἐπίπεδον S χαράξωμεν περὶ τὸ Ο ὡς κέντρον περιφερείας τοιαύτας, ὥστε οἱ διὰ τῶν σημείων δύο διαδοχικῶν περιφερειῶν διερχόμενοι τεθλασμένοι δρόμοι ἐκ τοῦ Α πρὸς τὸ Β νὰ διαφέρουν ἀλλήλων κατὰ $\frac{\lambda}{2}$, χωρίζεται δι' αὐτῶν τὸ ἐπίπεδον εἰς ζώνας τοιαύτας, ὥστε αἱ ἐκ δύο διαδοχικῶν ζωνῶν προερχόμεναι κυματώδεις διαταραχαὶ νὰ φθάνουν εἰς τὸ Β μὲ μέσην διαφορὰν φάσεως ἴσην πρὸς 180^0.

Ὁ Fresnel, ὁ ὁποῖος συστηματικῶς ἐξήτασε ἀπὸ τῆς ἀπόψεως ταύτης τὰ φαινόμενα τῆς περιθλάσεως, ἐδέχθη ὡς βοηθητικὴν ὑπόθεσιν, πρῶτον ὅτι, ἐφ' ὅσον δὲν ὑπάρχει ἀνακλαστικὴ ἐπιφάνεια, τὰ δευτερογενῆ κύματα διαδίδονται μόνον κατὰ τὴν ἀντίθετον πρὸς τὴν πρωτογενῆ πηγὴν διεύθυνσιν καὶ δεύτερον ὅτι ἡ ἔντασις εἶναι μεγίστη μὲν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἐκ τῆς πρωτογενοῦς πηγῆς ἀκτῖνος ἐλαττοῦται δὲ ὅταν ἡ διεύθυνσις σχηματίζει μὲ τὴν ἀκτῖνα γωνίαν ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον μεγαλυτέραν καὶ γίνεται ἴση πρὸς μηδὲν κατὰ διεύθυνσιν κάθετον ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα. Τὸ σχ. 270 τοῦ Α΄ Τόμου τὸ ὁποῖον εἰς τὸ κατώτερον αὐτοῦ μέρος παριστᾷ δευτερογενὲς κῦμα προερχόμενον ἀπὸ μικρὰν ὀπὴν τοῦ διαφράγματος ΔΔ, δεικνύει ὅτι ἡ ἐκδοχὴ τοῦ Fresnel δὲν ἀπέχει πολὺ τῆς πραγματικότητος.

Κατὰ τὰ ἀνωτέρω εἰς τὸ σημεῖον Β φθάνουν περιοδικαὶ μεταβολαὶ ἐκ τῶν διαφόρων δακτυλιοειδῶν ζωνῶν τῆς ἐπιφανείας S καὶ αἱ ἐκ τῶν ζωνῶν περιττῆς τάξεως, μεταξὺ τῶν ὁποίων καταλέγεται καὶ ἡ κεντρικὴ κυκλικὴ ζώνη, προερχόμεναι ἔχουν φάσιν κατὰ 180^0 διάφορον τῆς φάσεως τῶν διαταράξεων, τῶν προερχομένων ἀπὸ τὰς ζώνας ἀρτίας τάξεως, ἕνεκα δὲ τῆς ὁλονὲν αὐξανομένης γωνίας τῶν δευτερογενῶν ἀκτίνων πρὸς τὰς πρωτογενεῖς ἡ ἐπίδρασις τῶν ζωνῶν εἶναι τόσον μικροτέρα, ὅσον μεγαλύτερος ὁ αὔξων αὐτῶν ἀριθμός.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οὕτω ἡ πραγματικὴ περιοδικὴ μεταβολὴ εἰς τὸ Β εἶναι ἡ συνισταμένη σειρᾶς μεταβολῶν, τῶν ὁποίων τὸ μὲν πλάτος διαρκῶς ἐλαττοῦται αἱ δὲ φάσεις διαφέρουν ἑκάστοτε κατὰ 180^0, καὶ ἑπομένως τὸ πλάτος τῆς μεταβολῆς εἶναι τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα σειρᾶς ποσῶν ταχέως ἐλαττουμένων καὶ ἐναλλὰξ θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν. Κατὰ τὸν Fresnel ὁ νόμος τῆς ἐλαττώσεως τῶν διαδοχικῶν ὅρων τῆς σειρᾶς εἶναι τοιοῦτος, ὥστε τὸ ἄθροισμα τῆς σειρᾶς ἰσοῦται πρὸς τὸ ἥμισυ τοῦ πρώτου ὅρου.

Συμφώνως πρὸς τὴν ἐκτεθεῖσαν ἐκδοχὴν περὶ τοῦ λεπτομερεστέρου μηχανισμοῦ τῆς διαδόσεως τοῦ φωτεινοῦ κύματος, ἂν διὰ σκιεροῦ δισκίου ἀποκόψωμεν τὴν κεντρικὴν ζώνην ἢ καὶ μικρὸν ἀριθμὸν ζωνῶν περὶ τὸ κέντρον, τὸ πλάτος τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς εἰς τὸ Β δὲν γίνεται μηδέν, διότι μόνον οἱ πρῶτοι ὅροι τῆς σειρᾶς ἀποκόπτονται. Καὶ πράγματι, ἂν εἰς τὸ φῶς κωνικῆς δέσμης προερχομένης ἀπὸ λεπτοτάτην ὀπὴν ἐκθέσωμεν μικρὸν σκιερὸν δισκίον καὶ παρατηρήσωμεν τὴν σκιὰν αὐτοῦ ἐπὶ διαφράγματος, θὰ ἴδωμεν εἰς τὸ κέντρον αὐτῆς φῶς ἐφ' ὅσον ἡ ἀπόστασις τοῦ δισκίου ἀπὸ τοῦ διαφράγματος καὶ τῆς φωτεινῆς πηγῆς εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη ὥστε νὰ ἀποκόπτεται μικρὸς μόνον ἀριθμὸς ζωνῶν. Ἂν διὰ μικρᾶς ὀπῆς, εὑρισκομένης ἐπὶ τοῦ διαφράγματος εἰς τὸ κέντρον τῆς σκιᾶς, παρατηρήσωμεν τὸ δισκίον, θὰ ἴδωμεν τὴν περίμετρον αὐτοῦ ὡς φωτεινὴν γραμμήν.

Κατ' ἀνάλογον τρόπον ἐξηγεῖται ἡ φωτεινὴ γραμμὴ εἰς τὸ μέσον τῆς σκιᾶς τοῦ σύρματος ἢ τῆς βελόνης, φωτιζομένων διὰ φωτὸς προερχομένου ἀπὸ στενὴν σχισμὴν (σχ. 527, 528).

Ἂν εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ σχ. 529 κατορθώσωμεν νὰ ἄρωμεν τὴν ἐπίδρασιν τῶν ζωνῶν ἀρτίας π. χ. τάξεως, ἐπειδὴ αἱ ἐκ τῶν ὑπολοίπων ζωνῶν προερχόμεναι διαταράξεις φθάνουν εἰς τὸ Β μὲ τὴν αὐτὴν φάσιν, τὰ πλάτη αὐτῶν προστίθενται καὶ ἑπομένως θὰ ἔχωμεν εἰς Β φῶς πολὺ ἐντονώτερον παρὰ ἐὰν τὸ φῶς διεδίδετο ἀκωλύτως ἐκ τοῦ Α. Τοῦτο κατορθώνομεν π. χ. διὰ πλακὸς ὑαλίνης, ἐπὶ τῆς ὁποίας ἀπετυπώθησαν φωτογραφικῶς οἱ δακτύλιοι τοῦ Νεύτωνος, ὅπως φαίνονται εἰς τὸ σχ. 521. Τὸ φῶς διέρχεται διὰ τῶν λευκῶν, δηλ. διαφανῶν μερῶν τῆς πλακός, ἐμποδίζεται δὲ ἀπὸ τὰ μέλανα καὶ ἐπειδὴ ἡ γεωμετρικὴ μορφὴ τῶν δακτυλίων τοῦ Νεύ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τωνος, ὅπως κατωτέρω ἀποδεικνύεται, εἶναι ἀκριβῶς ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τῶν ζωνῶν τοῦ Fresnel, διὰ καταλλήλους θέσεις τῆς πηγῆς Α καὶ τοῦ σημείου Β ἡ πλὰξ ἐνεργεῖ ὡς συγκλίνων φακός.

§ 754. *Ὑπολογισμὸς τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως τοῦ πρὸς τὸ διάγραμμα τῶν δακτυλίων ἰσοδυνάμου φακοῦ.* Ἔστω (σχ. 529) $O\zeta = \rho_n$ ἡ ἐξωτερικὴ ἀκτὶς τῆς ζώνης n τάξεως καὶ $O\theta = \rho_{n+2}$ ἡ ἐξωτερικὴ ἀκτὶς τῆς ζώνης n+2 τάξεως. Θέτομεν προσέτι $AO = \alpha$, $OB = \beta$.

Κατὰ τὰ προηγουμένως ἐκτεθέντα εἶναι

$$(A\theta + \theta B) - (A\zeta + \zeta B) = \lambda \quad (1)$$

Ἐκ τοῦ σχήματος λαμβάνομεν

$$A\zeta = \sqrt{\alpha^2 + \rho^2_n} = \alpha^2 \left(1 + \frac{\rho^2_n}{\alpha^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Ἀλλ' ἐπειδὴ τὸ ρ_n εἶναι πολὺ μικρότερον τοῦ α, εἶναι κατὰ μεγάλην προσέγγισιν

$$\left(1 + \frac{\rho^2_n}{\alpha^2}\right)^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2}\frac{\rho^2_n}{\alpha^2}$$

ὅθεν

$$A\zeta = \alpha + \frac{\rho^2_n}{2\alpha}$$

ὁμοίως εὑρίσκομεν

$$\zeta B = \beta + \frac{\rho^2_n}{2\beta}$$

$$A\theta = \alpha + \frac{\rho^2_{n+2}}{2\alpha}$$

$$\theta B = \beta + \frac{\rho^2_{n+2}}{2\beta}$$

καὶ ἡ ἐξ. (1) γίνεται

$$\left(\rho^2_{n+2} - \rho^2_n\right)\left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta}\right) = 2\lambda$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης συνάγομεν πρῶτον ὅτι ἡ διαφορὰ τῶν τετραγώνων τῶν διαμέτρων δύο διαδοχικῶν ζωνῶν περιττῆς ἢ ἀρτίας τάξεως εἶναι σταθερὰ καὶ ἑπομένως ἡ γεωμετρικὴ μορφὴ τῶν ζωνῶν εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τῶν δακτυλίων τοῦ Νεύτωνος, καὶ δεύτερον ὅτι, καὶ ἂν λάβωμεν ἄλλο φωτεινὸν σημεῖον Α′, τοῦ ὁποίου ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τῆς πλακὸς εἶναι α′, καὶ θεωρήσωμεν σημεῖον Β′, τοῦ ὁποίου ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τῆς πλακὸς εἶναι β′, ἡ εἰκὼν τῶν ζωνῶν τοῦ Fresnel εἶναι ἡ αὐτή, ἐφ' ὅσον εἶναι

$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{\alpha'} + \frac{1}{\beta'}$$

Πλὰξ ὑαλίνη λοιπόν, ἐπὶ τῆς ὁποίας εἶναι ἀποτυπωμένοι δακτύλιοι τοῦ Νεύτωνος ἐναλλὰξ διαφανεῖς καὶ ἀδιαφανεῖς, ἔχει τὰς ἰδιότητας φακοῦ συγκεντρωτικοῦ, τοῦ ὁποίου ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις F δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν

$$\frac{1}{F} = \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta}\right) = \frac{2\lambda}{\rho^2_{n+2} - \rho^2_n}$$

ὅπου ρ_n καὶ ρ_{n+2} εἶναι αἱ ἀκτῖνες δύο διαδοχικῶν σκοτεινῶν ἢ διαφανῶν δακτυλίων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 755. ***Σημασία τῆς περιθλάσεως διὰ τὰς ἰδιότητας τῶν ὀπτικῶν ὀργάνων.*** Ἡ ἐκτεθεῖσα θεωρία τῶν φαινομένων τῆς περιθλάσεως εἶναι ἀξία λόγου ἀπόπειρα ἐξηγήσεως πολυπλοκωτάτων φαινομένων μὲ τὴν βοήθειαν στοιχειωδῶν προϋποθέσεων καὶ πράγματι ἐπιτυγχάνει τὴν ποιοτικὴν αὐτῶν ἐξήγησιν. Ἀλλά, καθὼς καὶ εἰς τὴν § 752 ἐξετέθη, ἡ ἀκριβὴς ἐξέτασις τῶν φαινομένων τῆς περιθλάσεως φέρει εἰς δυσκολώτατα προβλήματα τῆς μαθηματικῆς φυσικῆς, τὰ ὁποῖα ὅμως ἔχουν ὄχι μόνον ἀπὸ θεωρητικῆς ἀπόψεως μεγίστην σπουδαιότητα, ἀλλὰ καὶ ἀπὸ πρακτικῆς, διότι ἡ ἐπίδρασις τῆς περιθλάσεως εἰς τὰ ὀπτικὰ ὄργανα εἶναι θεμελιώδης.

Οὕτω ἕνεκα τῆς περιθλάσεως τὸ εἴδωλον φωτεινοῦ σημείου εὑρισκομένου εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν (ἀπλανοῦς) τὸ σχηματιζόμενον εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον συγκλίνοντος φακοῦ δὲν εἶναι ἁπλοῦν σημεῖον ἀλλὰ φωτεινὸς κύκλος αἰσθητῶν διαστάσεων περιβαλλόμενος ἀπὸ ἐγχρώμους δακτυλίους. Ἡ διάμετρος τοῦ φωτεινοῦ τούτου κύκλου εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν διάμετρον τοῦ φακοῦ καὶ διὰ τοῦτο ἡ διακριτικὴ ἱκανότης διόπτρας εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν διάμετρον τοῦ ἀντικειμενικοῦ αὐτῆς (πρβλ. § 671).

Πράγματι τὰ εἴδωλα δύο φωτεινῶν σημείων εἶναι δύο φωτεινοὶ κύκλοι περιβαλλόμενοι ἀπὸ δακτυλίους περιθλάσεως, καὶ διὰ νὰ διακριθοῦν ἀπ' ἀλλήλων πρέπει ἡ ἀπόστασις τῶν κέντρων νὰ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ἀκτῖνος αὐτῶν. Τὸ ἐλάχιστον ὅριον τῆς ἀποστάσεως εἶναι λοιπὸν ἀντιστρόφως ἀνάλογον πρὸς τὴν διάμετρον τοῦ ἀντικειμενικοῦ.

ΕΦΑΡΜΟΓΑΙ ΤΗΣ ΣΥΜΒΟΛΗΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΘΛΑΣΕΩΣ ΕΙΣ ΤΗΝ ΦΑΣΜΑΤΟΜΕΤΡΙΑΝ

§ 756. ***Φασματομετρικαὶ μέθοδοι.*** Τὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς μᾶς παρέχουν τὸ μέσον τῆς μετρήσεως τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτὸς καὶ ἑπομένως ὅλαι αἱ ἀκριβεῖς μέθοδοι τῆς φασματομετρίας ὡς βάσιν θὰ ἔχουν τὴν συμβολὴν τοῦ φωτός.

Ἤδη ἡ ἀρχικὴ διάταξις τοῦ Fresnel ἢ καλλίτερον ἡ διάταξις τοῦ Νεύτωνος μᾶς ἐπιτρέπουν νὰ μετρήσωμεν τὸ μ. κ. μονοχρόου φωτός, ἀλλ' αἱ μετρήσεις αὗται ὑπόκεινται εἰς σημαντικὰ σφάλματα. Εἰς τὴν διάταξιν τοῦ Fresnel π. χ. εἶναι πολὺ δύσκολος ἡ ἀκριβὴς μέτρησις τῆς ἀποστάσεως τῶν δύο εἰδώλων τῆς σχισμῆς

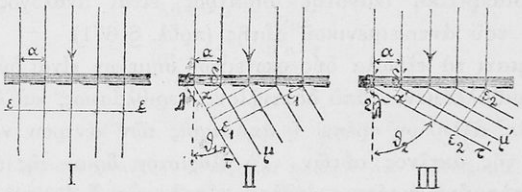
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἰς δὲ τὴν διάταξιν τοῦ Νεύτωνος εἶναι ἐπίσης πολὺ δύσκολον νὰ μετρηθῇ μὲ τὴν ἀπαιτουμένην ἀκρίβειαν ἡ ἀκτὶς τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐπιπεδοκύρτου φακοῦ. Οἱ δακτύλιοι τοῦ Νεύτωνος ἠμποροῦν νὰ χρησιμεύσουν εἰς ἀξίας λόγου μετρήσεις ὅταν προσδιορίσωμεν τὴν ζητουμένην ἀκτῖνα καμπυλότητος ἐκ τῶν δακτυλίων ἀκριβῶς τῶν παραγομένων ἀπὸ φῶς γνωστοῦ μήκους κύματος.

Εἰς τὴν ἀκριβῆ φασματομετρίαν χρησιμεύουν ἄλλα ὄργανα, μερικὰ τῶν ὁποίων θὰ περιγράψωμεν.

§ 757. ***Φράγματα περιθλάσεως.*** Τὰ σπουδαιότατα τῶν φασματομετρικῶν ὀργάνων εἶναι ἀναντιρρήτως τὰ *φράγματα περιθλάσεως* ἢ ἁπλῶς *φράγματα*, πλάκες ὑάλιναι ἢ μετάλλινα κάτοπτρα, ἐπὶ τῶν ὁποίων εἶναι χαραγμέναι παράλληλοι εὐθεῖαι γραμμαὶ εἰς ἴσας ἀπ' ἀλλήλων ἀποστάσεις. Τῶν ὀργάνων τούτων ἡ στοιχειώδης θεωρία ἐκτίθεται εἰς τὰς ἑπομένας παραγράφους.

§ 758. ***Φράγματα διαφανῆ.*** Ἔστω (σχ. 530) ὑαλίνη πλάξ, ἐπὶ τῆς μιᾶς τῶν ἐπιφανειῶν τῆς ὁποίας ἔχουν ἐπικολληθῇ ταιναῖαι ἀδια-



Σχ. 530.

φανεῖς ἴσου πλάτους, παράλληλοι καὶ εἰς ἴσας ἀπ' ἀλλήλων ἀποστάσεις, οὕτως ὥστε ἡ ἐπιφάνεια νὰ εἶναι ἐναλλὰξ διαφανὴς καὶ ἀδιαφανής. Τὸ πλάτος μιᾶς ἀδιαφανοῦς ταινίας καὶ ἑνὸς διαφανοῦς διαστήματος, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν α (πρβλ. τὸ σχῆμα) εἶναι σταθερὰ χαρακτηριστικὴ τοῦ ὀργάνου.

Ἂν δέσμη παράλληλος μονοχρόου φωτὸς προσπέσῃ καθέτως ἐπὶ τῆς ἀκαλύπτου ἐπιφανείας τῆς πλακός, τὸ φῶς εἰσέρχεται εἰς τὴν πλάκα καὶ φθάνει εἰς τὴν ἄλλην ἐπιφάνειαν, ἐκεῖ δὲ ἀπορροφᾶται μὲν εἰς τὰ ὑπὸ τῶν ταινιῶν καλυπτόμενα μέρη ἐξέρχεται δὲ διὰ τῶν μεταξὺ τῶν ταινιῶν ἐλευθέρων διαστημάτων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ φέρουσα τὰς ταινίας ἐπιφάνεια τῆς πλακὸς ὡς κάθετος ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς παραλλήλου δέσμης εἶναι ἰσοφασικὴ ἐπιφάνεια, ἡ φάσις δηλ. τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς, τὴν ὁποίαν ἀντιλαμβανόμεθα ὡς φῶς, εἶναι εἰς ὅλα τὰ σημεῖα αὐτῆς κατὰ τὴν αὐτὴν χρονικὴν στιγμὴν ἡ αὐτή.

Οὕτω ἐκ τῶν ἐλευθέρων διαστημάτων ἐκπέμπεται φῶς, ὅπως ἀπὸ τὰς ζώνας τοῦ Fresnel, καὶ ἂν φέρωμεν τὸ φῶς τοῦτο εἰς συμβολὴν εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον διόπτρας προσηρμοσμένης εἰς ἄπειρον θὰ παρατηρήσωμεν ἐνίσχυσιν κατ' ἐντελῶς ὡρισμένας διευθύνσεις (Fraunhofer).

Καὶ πρῶτον ἔχομεν ἔντονον παράλληλον δέσμην κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης (σχ. 530 I) διότι τὸ ἐπίπεδον ε ε, κάθετον ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης εἶναι βεβαίως ἰσοφασικὴ ἐπιφάνεια τοῦ διερχομένου φωτός.

Θεωροῦμεν τώρα (σχ. 530 II) τὴν διεύθυνσιν στ, τοιαύτην ὥστε ἡ ἐκ τοῦ δ κάθετος ἐπὶ τὴν στ νὰ συναντᾷ αὐτὴν εἰς τὸ σημεῖον κ, τοῦ ὁποίου ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τοῦ σ εἶναι ἴση πρὸς λ, τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός. Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὸ ἐπίπεδον $\varepsilon_1 \varepsilon_1$, κάθετον ἐπὶ τὴν στ, τὸ ἐκ τοῦ σ κατὰ τὴν διεύθυνσιν στ προερχόμενον φῶς ἔχει φάσιν κατὰ $360^0 \times 4$ διάφορον τῆς φάσεως εἰς τὸ σ, τὸ ἐκ τοῦ δ φῶς ἔχει φάσιν διάφορον κατὰ $360^0 \times 3$ τῆς φάσεως εἰς τὸ δ, ἡ ὁποία εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν φάσιν εἰς τὸ σ καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

Τὸ φῶς δηλ. τὸ προερχόμενον ἐξ ἀντιστοίχων σημείων τῶν ἐλευθέρων διαστημάτων τῆς ἐπιφανείας τῆς πλακὸς ἔχει ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου $\varepsilon_1 \varepsilon_1$ τὴν αὐτὴν φάσιν, καὶ ἑπομένως, ἂν σκοπεύσωμεν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τσ διὰ διόπτρας ρυθμισμένης εἰς ἄπειρον, θὰ ἴδωμεν φωτεινὸν σημεῖον εἰς τὴν τομὴν τοῦ σταυρονήματος. Ἐκ τοῦ τριγώνου σδκ, τοῦ ὁποίου ἡ πλευρὰ σδ εἶναι ἴση πρὸς α, ἡ σκ ἴση πρὸς λ καὶ ἡ γωνία σδκ ἴση πρὸς θ_1, τὴν γωνίαν τῆς στ πρὸς τὴν κατεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης, εὑρίσκομεν

$$\lambda = \alpha \text{ ημ} \theta_1$$

Ἀλλὰ καὶ κατὰ τὴν διεύθυνσιν σ΄τ΄ (σχ. 530 III) τοιαύτην ὥστε ἡ ἐκ τοῦ δ΄ κάθετος ἐπ' αὐτὴν νὰ τὴν συναντᾷ εἰς τὸ σημεῖον κ΄, τοῦ ὁποίου ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τοῦ σ΄ εἶναι ἴση πρὸς 2λ, θὰ ἔχωμεν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἔντονον φῶς. Διότι εἰς τὸ ἐπίπεδον $\varepsilon_2\,\varepsilon_2$, κάθετον ἐπὶ τὴν σ΄τ΄, τὸ ἐκ τοῦ σ΄ κατὰ τὴν διεύθυνσιν σ΄τ΄ ἐρχόμενον φῶς ἔχει φάσιν διαφέρουσαν τῆς φάσεως εἰς τὸ σ΄ κατὰ $2\times360^0\times4$, τὸ ἐκ τοῦ δ΄ προερχόμενον φῶς ἔχει φάσιν διαφέρουσαν κατὰ $2\times360^0\times3$ τῆς φάσεως εἰς τὸ δ΄, ἡ ὁποία εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν φάσιν εἰς τὸ σ΄, καὶ οὕτω καθεξῆς. Καὶ εἰς τὸ ἐπίπεδον $\varepsilon_2\,\varepsilon_2$ λοιπὸν τὸ ἐξ ἀντιστοίχων σημείων τῶν ἐλευθέρων διαστημάτων τῆς ἐπιφανείας τῆς πλακὸς προερχόμενον φῶς ἔχει τὴν αὐτὴν φάσιν καὶ ἑπομένως, ἂν σκοπεύσωμεν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τ΄σ΄ διὰ διόπτρας ρυθμισμένης εἰς ἄπειρον, θὰ ἴδωμεν φωτεινὸν σημεῖον ἐπὶ τῆς τομῆς τοῦ σταυρονήματος.

Ἐκ τοῦ τριγώνου σ΄δ΄κ΄ εὑρίσκομεν, ἂν ὀνομάσωμεν θ_2 τὴν γωνίαν τῆς σ΄τ΄ πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης,

$$2\lambda = \alpha\ \eta\mu\,\theta_2 \quad \text{ἢ} \quad \lambda = \alpha\,\frac{\eta\mu\,\theta_2}{2}$$

καὶ ἐν γένει, ἂν ὀνομάσωμεν θ_n τὴν γωνίαν τὴν ὁποίαν σχηματίζει μὲ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης ἡ διεύθυνσις κατὰ τὴν ὁποίαν διαδίδεται ἡ ἐκ τῆς πλακὸς προερχομένη ἔντονος δέσμη n τάξεως, θὰ εἶναι

$$\lambda = \alpha\,\frac{\eta\mu\,\theta_n}{n}$$

Ἂν ἀντὶ παραλλήλου προσπίπτοντος φωτὸς μεταχειρισθῶμεν φῶς προερχόμενον ἀπὸ κατευθυντῆρα (πρβλ. § 678) μὲ σχισμὴν παράλληλον πρὸς τὰς ταινίας τῆς πλακός, βλέπομεν εἰς τὸ πεδίον τῆς διόπτρας ἀντὶ φωτεινοῦ σημείου φωτεινὴν γραμμήν, παράλληλον ἐπίσης πρὸς τὰς ταινίας τῆς πλακός.

Ἡ περιγραφεῖσα πλὰξ ὀνομάζεται *διαφανὲς φράγμα*. Τὰ πρῶτα φράγματα κατεσκευάσθησαν ὑπὸ τοῦ Fraunhofer ἀπὸ παράλληλα σύρματα στερεωμένα ἐπὶ πλαισίου οὕτως ὥστε νὰ ἀπέχουν ἐξ ἴσου ἀπ' ἀλλήλων. Σήμερον πρὸς κατασκευὴν φραγμάτων χαράσσονται ἐπὶ ὑαλίνης πλακὸς δι' ἀδαμαντίνης ἀκίδος μὲ τὴν βοήθειαν τῆς διαιρετικῆς μηχανῆς παράλληλοι γραμμαὶ ἴσον ἀπέχουσαι ἀπ' ἀλλήλων, αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦν τὰ ἀδιαφανῆ μέρη τῆς ἐπιφανείας, εἴτε φωτογραφεῖται ἐπὶ ὑαλίνης πλακὸς ὑπὸ μεγάλην σμίκρυνσιν σύστημα μαύρων παραλλήλων γραμμῶν ἐπὶ λευκοῦ πεδίου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 759. ***Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτὸς διὰ διαφανοῦς φράγματος.*** Ἡ πρακτικὴ μέτρησις τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτὸς ἐκτελεῖται ὡς ἑξῆς :

Διὰ τῆς διόπτρας γωνιομέτρου, ρυθμισμένης εἰς ἄπειρον, σκοπεύομεν τὸ εἴδωλον τῆς σχισμῆς τοῦ συλλέκτου, καὶ ἀναγινώσκομεν ἐπὶ τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου τὴν θέσιν τῆς διόπτρας.

Θέτομεν ἔπειτα ἐπὶ τῆς τραπέζης τοῦ γωνιομέτρου τὸ φράγμα μὲ τὴν διηρημένην ἐπιφάνειαν ἐστραμμένην πρὸς τὴν διόπτραν καὶ μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ προσοφθαλμίου τοῦ Gauss καθιστῶμεν τὴν ἐπιφάνειαν ταύτην κάθετον ἐπὶ τὸν ἄξονα τῆς διόπτρας φροντίζοντες νὰ εἶναι αἱ διαιρέσεις παράλληλοι πρὸς τὴν σχισμὴν τοῦ συλλέκτου.

Στρέφοντες τὴν διόπτραν πρὸς τὸ ἓν ἢ τὸ ἄλλο μέρος τῆς ἀρχικῆς θέσεως παρατηροῦμεν, ἐφ' ὅσον τὸ φῶς μὲ τὸ ὁποῖον φωτίζομεν τὴν σχισμὴν εἶναι μονόχρουν, φωτεινὰς γραμμὰς εἰς ὡρισμένας θέσεις.

Ἂν εἶναι α ἡ σταθερὰ τοῦ φράγματος, ἡ ἀπόστασις δηλ. δύο διαδοχικῶν γραμμῶν, καὶ θ_1, θ_2 ... θ_n αἱ γωνίαι κατὰ τὰς ὁποίας πρέπει νὰ στρέψωμεν τὴν διόπτραν διὰ νὰ ἴδωμεν τὸ πρῶτον, δεύτερον ... n τάξεως πλάγιον εἴδωλον τῆς σχισμῆς, εἶναι

$$(1) \qquad \lambda = \alpha\, \eta\mu\, \theta_1 = \alpha\, \frac{\eta\mu\, \theta_2}{2} = \ldots = \alpha\, \frac{\eta\mu\, \theta_n}{n}$$

Ἂν φωτίσωμεν τὴν σχισμὴν διὰ συνθέτου φωτός, παρατηροῦμεν στρέφοντες τὴν διόπτραν φάσματα, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν πρῶτον δεύτερον, ... n τάξεως δεξιὸν ἢ ἀριστερὸν φάσμα, καὶ τὰ ὁποῖα διαφέρουν τῶν διὰ πρισμάτων παραγομένων ὄχι μόνον κατὰ τὴν σχετικὴν γωνιακὴν ἀπόστασιν τῶν χρωμάτων, ἀλλὰ κυρίως κατὰ τοῦτο, ὅτι ἡ ἐκτροπὴ εἶναι μεγίστη διὰ τὸ ἐρυθρὸν χρῶμα, μικροτέρα διὰ τὸ κίτρινον, πράσινον, κυανοῦν καὶ ἐλαχίστη διὰ τὸ ἰῶδες. Εἰς τὴν ἀρχικὴν θέσιν τῆς διόπτρας παρατηροῦμεν πάντοτε ἁπλοῦν εἴδωλον τῆς σχισμῆς, οἱονδήποτε καὶ ἂν εἶναι τὸ φῶς.

Ἐκ τῶν σχέσεων (1) συνάγομεν ὅτι :

α') Διὰ τὸ αὐτὸ μῆκος κύματος αἱ γωνίαι θ_1, θ_2 ... εἶναι τόσον μεγαλύτεραι, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ σταθερὰ τοῦ φράγματος, ὅσον δηλ. πυκνότεραι εἶναι αἱ γραμμαὶ αὐτοῦ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

β΄) Διὰ τὸ αὐτὸ φράγμα καὶ τὸν αὐτὸν αὔξοντα ἀριθμὸν n τοῦ φάσματος ἡ γωνία θ_n εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλύτερον εἶναι τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός. Ἡ κατανομὴ τῶν χρωμάτων εἰς τὸ φάσμα ἐξαρτᾶται κατὰ τρόπον ἁπλούστατον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος χωρὶς νὰ περιπλέκεται ἀπὸ τὰς ἰδιότητας διαφόρων οὐσιῶν, ὅπως π.χ. εἰς τὸ διὰ πρισμάτων λαμβανόμενον φάσμα ἀπὸ τὴν διασκεδαστικὴν ἱκανότητα τοῦ ὑλικοῦ τοῦ πρίσματος.

Ἡ ἐκτροπὴ εἶναι *μικροτέρα εἰς τὰς ἰώδεις καὶ μεγαλυτέρα εἰς τὰς ἐρυθρὰς ἀκτῖνας*, ἀντιθέτως πρὸς ὅ,τι συμβαίνει εἰς τὰ διὰ πρισμάτων λαμβανόμενα φάσματα.

Εἰς μικρὰς περιοχὰς τοῦ φάσματος, ἐπειδὴ ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ἡ αὔξησις τοῦ ἡμιτόνου ὡς ἀνάλογος πρὸς τὴν αὔξησιν τῆς ἀκτῖνος, ἡ μεταβολὴ τοῦ μήκους κύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν γωνιακὴν μετακίνησιν τῆς διόπτρας.

γ΄) Διὰ τὸ αὐτὸ φράγμα ἡ γωνιακὴ ἀπόστασις δύο γραμμῶν τοῦ φάσματος εἶναι τόσον μεγαλυτέρα ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ αὔξων ἀριθμὸς τοῦ φάσματος. Τὸ φάσμα ἔχει λοιπὸν ἔκτασιν τόσον μεγαλυτέραν, ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ αὔξων ἀριθμὸς αὐτοῦ. Τὰ φάσματα ὅμως ἀνωτέρας τάξεως συγχέονται μεταξύ των, ὥστε εἶναι πολλάκις δύσκολος ἢ καὶ ἀδύνατος ἡ παρατήρησις αὐτῶν.

§ 760. ***Ἀριθμητικὰ παραδείγματα.*** Μερικὰ ἀριθμητικὰ παραδείγματα θὰ χρησιμεύσουν εἰς τὴν καλλιτέραν κατανόησιν τῶν ἐκτεθέντων.

Ἔστω φράγμα ἔχον 400 γραμμὰς κατὰ χιλιοστόμετρον. Ζητοῦμεν τὰς θέσεις τῶν γραμμῶν C (656,3 μμ), D_1 (589,6), D_2 (598,0), H (396,8) εἰς τὰ φάσματα πρώτης, δευτέρας καὶ τρίτης τάξεως.

Ἡ σταθερὰ τοῦ φράγματος εἶναι

$$\alpha = \frac{1}{400} \text{ mm} = 2500 \text{ μμ}$$

καὶ ἑπομένως εὑρίσκομεν ἐκ τῶν τύπων (1) τὰς ἐξῆς τιμὰς τῶν γωνιῶν θ.

	Πρῶτον φάσμα	*Δεύτερον φάσμα*	*Τρίτον φάσμα*
C	15° 13′,2	31° 40′	51° 57′,5
D_1	13° 38′,5	28° 8′,6	45° 2′
D_2	13° 37′,6	28° 6′,7	44° 58′,5
H	9° 0′,1	18° 30′	28° 26′,1

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οὕτω ἡ ἔκτασις τοῦ φάσματος ἀπὸ τῆς γραμμῆς C μέχρι τῆς H εἶναι:

Εἰς τὸ πρῶτον φάσμα $15^0\,13',2 - 9^0\,8',1 = 6^0\,5',1$

Εἰς τὸ δεύτερον φάσμα $31^0\,40' - 18^0\,30', = 13^0\,10'$

Εἰς τὸ τρίτον φάσμα $51^0\,57',5 - 28^0\,26',1 = 23^0\,31',4$

ἀλλ' ἡ γραμμὴ D τοῦ δευτέρου φάσματος συμπίπτει περίπου μὲ τὴν γραμμὴν H τοῦ τρίτου φάσματος.

Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο γραμμῶν τοῦ Νατρίου εἶναι 0',9 εἰς τὸ πρῶτον φάσμα, 1',9 εἰς τὸ δεύτερον καὶ 3',5 εἰς τὸ τρίτον.

Ἂν λάβωμεν φράγμα μὲ 200 γραμμὰς κατὰ χιλιοστόμετρον $\left(\alpha = \frac{1}{400}\ \text{m m} = 5000\ \mu\mu\right)$, εὑρίσκομεν διὰ τὸ πρῶτον φάσμα τὰς ἑξῆς τροπάς.

C	$7^0\,32',5$
D_1	$6^0\,49',3$
D_2	$6^0\,45',9$
H	$4^0\,33',1$

§ 761. ***Φράγματα κατοπτρικά.*** Ἂν ἐπὶ κατοπτρικῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας ἐπικολλήσωμεν ταινίας μὴ κατοπτρικάς, ὅπως ἐξετέθη εἰς τὴν ἀρχὴν τῆς § 805, καὶ ἀφήσωμεν παράλληλον μονόχρουν φῶς νὰ προσπέσῃ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας, τὸ ὑπὸ τῶν κατοπτρικῶν διαστημάτων ἀνακλώμενον φῶς θὰ παρουσιάσῃ ἕνεκα τῆς περιθλάσεως τὰ αὐτὰ ἀκριβῶς φαινόμενα, τὰ ὁποῖα παρουσιάζει τὸ διὰ διαφανοῦς φράγματος διερχόμενον. Θὰ παρατηρήσωμεν δηλ. διὰ διόπτρας ρυθμισμένης εἰς ἄπειρον φωτεινὰ σημεῖα σκοπεύοντες κατὰ διαφόρους διευθύνσεις, αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν μὲ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης γωνίας $\theta_1, \theta_2 \ldots \theta_n$ πρὸς τὸ ἓν μέρος καὶ $\theta'_1, \theta'_2, \ldots \theta'_n$ πρὸς τὸ ἄλλο.

Ἂν εἶναι α ἡ σταθερὰ τοῦ ὀργάνου, (τὸ πλάτος μιᾶς κατοπτρικῆς καὶ μιᾶς μὴ κατοπτρικῆς ταινίας), λ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτὸς καὶ ἡ παράλληλος δέσμη προσπίπτῃ *καθέτως* ἐπὶ τὴν κατοπτρικὴν ἐπιφάνειαν, θὰ εἶναι:

$$\theta_1 = \theta'_1 \quad \theta_2 = \theta'_2 \quad \ldots \quad \theta_n = \theta'_n$$

$$\lambda = \alpha\ \eta\mu\,\theta_1 = \alpha\ \frac{\eta\mu\,\theta_2}{2} = \ldots = \alpha\ \frac{\eta\mu\,\theta_n}{n}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν ἡ προσπίπτουσα δέσμη δὲν εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὀργάνου, αἱ γωνίαι σκοπεύσεως δὲν εἶναι συμμετρικαὶ ὡς πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης. Ὁ ὑπολογισμὸς αὐτῶν δὲν παρουσιάζει καμμίαν δυσκολίαν, ἀλλὰ χάριν συντομίας τὸν παραλείπομεν.

Ὅταν ἀντὶ παραλλήλου φωτὸς μεταχειριζώμεθα φῶς προερχόμενον ἀπὸ κατευθυντῆρα μὲ σχισμὴν παράλληλον πρὸς τὰς ταινίας τοῦ ὀργάνου, βλέπομεν εἰς τὸ πεδίον τῆς διόπτρας γραμμὴν ἀντὶ τοῦ φωτεινοῦ σημείου καὶ ἂν τὸ φῶς εἶναι σύνθετον βλέπομεν ἀντὶ τῶν γραμμῶν φάσματα.

Τὸ περιγραφὲν ὄργανον ὀνομάζεται *κατοπτρικὸν φράγμα*.

Τὰ κατοπτρικὰ φράγματα, τὰ ὁποῖα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν φασματομετρίαν, εἶναι κάτοπτρα ἀπὸ μὴ ὀξειδούμενον μέταλλον, ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῶν ὁποίων χαράσσονται δι' ἀδαμαντίνης ἀκίδος μὲ τὴν βοήθειαν ἀκριβεστάτων καὶ αὐτομάτων διαιρετικῶν μηχανῶν πυκναὶ παράλληλοι γραμμαὶ εἰς ἴσας ἀπ' ἀλλήλων ἀποστάσεις. Αἱ γραμμαὶ αὗται ἀνταποκρίνονται εἰς τὰς μὴ κατοπτρικὰς ταινίας ἐπὶ δὲ τοῦ μεταξὺ αὐτῶν ἀνεπάφου μέρους τῆς ἀρχικῆς ἐπιφανείας ἀνακλᾶται τὸ φῶς.

Ὀνομασταὶ εἶναι αἱ διαιρετικαὶ μηχαναὶ τοῦ Rowland, διὰ τῶν ὁποίων κατεσκευάσθησαν φράγματα ἔχοντα μέχρι 20000 γραμμῶν κατὰ ἀγγλικὸν δάκτυλον (inch), ἤτοι 750 γραμμῶν κατὰ χιλιοστόμετρον.

Ὁ Michelson κατώρθωσε νὰ χαράξῃ φράγματα διαμέτρου κατά τι μεγαλυτέρας τῶν 25 cm (10 inches), τὰ ὁποῖα ἔχουν ἐν ὅλῳ 150 000 γραμμὰς καὶ φαίνεται ὅτι εἶναι τελειοτέρα ἀκόμη καὶ τῶν φραγμάτων τοῦ Rowland.

§ 762. ***Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτὸς διὰ κατοπτρικοῦ φράγματος.*** Ἡ πρακτικὴ μέτρησις τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτὸς διὰ κατοπτρικοῦ φράγματος ἐκτελεῖται ὡς ἑξῆς.

Διὰ τῆς διόπτρας γωνιομέτρου, ρυθμισμένης εἰς ἄπειρον, σκοπεύομεν τὴν σχισμὴν τοῦ κατευθυντῆρος. Θέτομεν ἔπειτα τὸ φράγμα ἐπὶ τῆς τραπέζης τοῦ γωνιομέτρου καὶ μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ προσοφθαλμίου τοῦ Gauss καθιστῶμεν τὴν κατοπτρικὴν αὐτοῦ ἐπιφάνειαν κάθετον ἐπὶ τὸν ἄξονα τῆς διόπτρας. Ἂν στρέψωμεν τὴν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τράπεζαν κατὰ 180°, τὸ φράγμα στρέφεται πρὸς τὸν κατευθυντῆρα καὶ εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸν ἄξονα αὐτοῦ.

Διὰ τῆς διόπτρας ἀναζητοῦμεν τώρα τὰ εἴδωλα τῆς σχισμῆς πρώτης, δευτέρας, τρίτης κ.λ. τάξεως πρὸς τὸ ἓν καὶ τὸ ἄλλο μέρος τοῦ κατευθυντῆρος. Τὸ ἥμισυ τῆς γωνιακῆς ἀποστάσεως τῶν δύο σκοπεύσεων διὰ τὰ εἴδωλα τῆς αὐτῆς τάξεως μᾶς δίδει τὴν γωνίαν ἐκτροπῆς.

§ 763. ***Κοῖλα φράγματα.*** Ὁ Rowland κατώρθωσε νὰ ἀποφύγῃ τὸν φακὸν τοῦ κατευθυντῆρος καθὼς καὶ τὸν ἀντικειμενικὸν τῆς διόπτρας ἢ τοῦ φωτογραφικοῦ θαλάμου μεταχειρισθεὶς ἀντὶ ἐπιπέδων κοῖλα φράγματα. Τὸ ἐξ ἁπλῆς σχισμῆς προερχόμενον φῶς προσπίπτον ἐπὶ κοίλου φράγματος ἀνακλᾶται καὶ περιθλᾶται καὶ σχηματίζει χωρὶς τὴν βοήθειαν φακῶν πραγματικὸν φάσμα, τὸ ὁποῖον εἴτε παρατηροῦμεν δι' ἁπλοῦ συγκλίνοντος φακοῦ εἴτε καλλίτερον φωτογραφοῦμεν.

Διὰ τῶν κοίλων φραγμάτων αὐτοῦ ἐφωτογράφησεν ὁ Rowland τὸ φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτός. Τὸ ἡλιακὸν φάσμα εἰς τὸν κλασσικὸν ἄτλαντα τοῦ Rowland ἔχει μῆκος ἐν ὅλῳ 12 περίπου μέτρων περιλαμβάνει δὲ μήκη κύματος ἀπὸ 2970 μέχρι 6950 Å.

§ 764. ***Σχετικὴ ἀπόστασις τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος. Διακριτικὴ ἱκανότης.*** Ἡ ἐκτεθεῖσα θεωρία τῶν φραγμάτων εἶναι ὅλως ἀτελὴς καὶ μόνον ὡς πρώτη προσέγγισις πρέπει νὰ θεωρηθῇ. Πράγματι ἡ λεπτομερεστέρα ἔρευνα φέρει εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι, ἂν μονόχρουν φῶς φωτίζῃ τὴν σχισμὴν τοῦ συλλέκτου καὶ παρατηροῦμεν τὰ εἴδωλα αὐτῆς διὰ διόπτρας ρυθμισμένης εἰς ἄπειρον, θὰ παρατηρήσωμεν ὄχι μόνον δευτερεύοντα μέγιστα τῆς φωτεινῆς ἐντάσεως μεταξὺ τῶν κυρίων θέσεων, αἱ ὁποῖαι παρέχονται ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) τῆς § 759, ἀλλὰ καὶ τὰ κύρια εἴδωλα τῆς σχισμῆς, ὅσον στενὴ καὶ ἂν εἶναι αὕτη, δὲν εἶναι ἁπλαῖ γραμμαὶ ἀλλ' ἔχουν αἰσθητὸν πλάτος, ἀκριβῶς ὅπως εἰς τὴν διόπτραν τὸ εἴδωλον σημείου εὑρισκομένου εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν δὲν εἶναι σημεῖον ἀλλὰ δίσκος αἰσθητῆς διαμέτρου, καὶ ἐπομένως, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ μεγένθυσις τῆς διόπτρας, δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ χωρίσωμεν δύο γραμμὰς τοῦ φάσματος, ἂν ἡ διαφορὰ τοῦ μή-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κους κύματος αὐτῶν δὲν εἶναι μεγαλυτέρα ἐλαχίστου τινὸς ὁρίου, τὸ ὁποῖον ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ πλάτος τῶν εἰδώλων.

Ἂν δύο γραμμαὶ τοῦ φάσματος ἔχουν μήκη κύματος λ καὶ λ′, ἐλάχιστα διαφέροντα ἀλλήλων, ὀνομάζομεν *σχετικὴν ἀπόστασιν* αὐτῶν τὸ πηλίκον

$$\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda}$$

τὴν δὲ *διακριτικὴν ἢ ἀναλυτικὴν ἱκανότητα* φασματοσκοπικῆς τινος διατάξεως ὁρίζομεν διὰ τοῦ ἀντιστρόφου τῆς ἐλαχίστης σχετικῆς ἀποστάσεως τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος, τὰς ὁποίας δι' αὐτῆς διακρίνομεν. Ὁρίζομεν δηλ. τὴν διακριτικὴν ἱκανότητα Δ διὰ τῆς σχέσεως

$$\Delta = \frac{\lambda}{\lambda' - \lambda}$$

Οὕτω π. χ. τὰ μήκη κύματος τῶν γραμμῶν D_1 καὶ D_2 εἶναι 5896 καὶ 5890 Å καὶ ἑπομένως ἡ σχετικὴ αὐτῶν ἀπόστασις εἶναι

$$\frac{5896 - 5890}{5890} = \frac{6}{5890}$$

ἴση περίπου πρὸς 1/1000.

Ἂν λοιπὸν φασματοσκοπική τις διάταξις ἐπιτρέπῃ μόλις τὸν χωρισμὸν τῶν δύο δραμμῶν τοῦ Na, ἡ διακριτικὴ αὐτῆς ἱκανότης εἶναι

$$\Delta = 1000$$

Ἐκ τῆς ἀκριβοῦς θεωρίας τῶν φραγμάτων εὑρίσκεται ὅτι ἡ κατὰ τὸν ἀνωτέρω τρόπον ὁριζομένη διακριτικὴ αὐτῶν ἱκανότης εἶναι ἴση πρὸς *τὸ γινόμενον τοῦ ὁλικοῦ ἀριθμοῦ* m *τῶν γραμμῶν αὐτῶν ἐπὶ τὴν τάξιν* n *τοῦ φάσματος*, εἶναι δηλ.

$$\Delta = m\, n$$

Ἂν π. χ. ὁ ὁλικὸς ἀριθμὸς τῶν γραμμῶν εἶναι 10 000, εἰς τὸ δεύτερον φάσμα ἡ διακριτικὴ ἱκανότης εἶναι 20 000 καὶ ἑπομένως διὰ τοῦ φράγματος ἠμποροῦμεν νὰ χωρίσωμεν γραμμάς, τῶν ὁποίων ἡ σχετικὴ ἀπόστασις εἶναι τὸ $^1/_{20}$ τῆς τῶν γραμμῶν τοῦ Na.

Τὰ φράγματα τοῦ Michelson μὲ 150 000 γραμμὰς ἔχουν εἰς τὸ δεύτερον φάσμα διακριτικὴν ἱκανότητα 300 000 εἰς δὲ τὸ τρίτον 450 000, ἠμποροῦμεν δηλ. δι' αὐτῶν νὰ χωρίσωμεν εἰς τὸ τρίτον φάσμα γραμμὰς τῶν ὁποίων ἡ σχετικὴ ἀπόστασις εἶναι 450 φορὰς

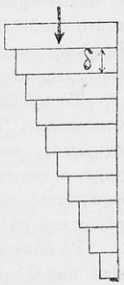
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μικροτέρα τῆς τῶν γραμμῶν τοῦ νατρίου. Εἰς τὸ κυανοῦν μέρος τοῦ φάσματος π. χ. (μέσον μ. κ. 4500 Å) θὰ χωρισθοῦν δύο γραμμαὶ ἂν τὰ μήκη κύματος αὐτῶν διαφέρουν κατὰ $1/_{100}$ Å.

§ 764. *Κλιμακωτὰ φράγματα.* Διὰ νὰ ἔχωμεν μεγάλην διακριτικὴν ἱκανότητα πρέπει, συμφώνως πρὸς τὰ ἐκτεθέντα εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, εἴτε νὰ ἔχῃ τὸ φράγμα πολλὰς γραμμὰς εἴτε νὰ παρατηροῦμεν φάσματα μὲ μέγαν αὔξοντα ἀριθμόν.

Ἀλλ' εἰς τὰ συνήθη φράγματα ὁ αὔξων ἀριθμὸς τοῦ χρησίμου φάσματος δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ εἶναι πολὺ μέγας διότι καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν φασμάτων εἶναι περιωρισμένος καὶ τὰ φάσματα ἀνωτέρας τάξεως εἶναι ὀλιγώτερον φωτεινά. Παρατηρεῖται συνήθως τὸ πρῶτον, δεύτερον καὶ τρίτον φάσμα.

Ὁ Michelson κατεσκεύασεν ὄργανον, εἰς τὸ ὁποῖον ἔρχονται εἰς συμβολὴν ὀλίγαι φωτειναὶ δέσμαι μὲ πολὺ μεγάλην ὅμως διαφορὰν πορείας. Ἀντιστοιχεῖ λοιπὸν τὸ ὄργανον, τὸ ὁποῖον ἕνεκα τῆς μορφῆς του ὀνομάζεται *κλιμακωτὸν φράγμα*, πρὸς φράγμα μὲ ὀλίγας γραμμάς, εἰς τὸ ὁποῖον ὅμως παρατηροῦμεν φάσματα πολὺ μεγάλης τάξεως.



Σχ. 531.

Πλὰξ ὑαλίνη μὲ παραλλήλους ἕδρας, κατειργασμένη μὲ τὴν μεγίστην δυνατὴν ἀκρίβειαν (*) κόπτεται εἰς τεμάχια ὀρθογώνια τοῦ αὐτοῦ πλάτους ἀνίσου δὲ μήκους, τὰ ὁποῖα τίθενται ἐπ' ἀλλήλων, ὅπως εἰς τὸ σχ. 531 φαίνεται, οὕτως ὥστε ἕκαστον τεμάχιον νὰ ἐξέχῃ τοῦ προηγουμένου κατὰ 1 mm περίπου.

Ἂν προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ ὀργάνου παράλληλον φῶς κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ βέλους, διέρχονται τόσαι δέσμαι, ὅσαι εἶναι αἱ βαθμίδες τοῦ φράγματος. Ἑκάστη τῶν δεσμῶν τούτων παρουσιάζει πρὸς τὴν παρακειμένην μεγάλην διαφορὰν πορείας, τὴν ὁποίαν ὑπολογίζωμεν στοιχειωδῶς ὡς ἑξῆς.

Ἔστω λ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός, δ τὸ πάχος τῶν βαθμίδων καὶ ν ὁ δείκτης διαθλάσεως ὡς πρὸς τὸν ἀέρα. Ἐντὸς τοῦ ἀέρος εἰς τὸν δρόμον δ περιέχονται $\frac{\delta}{\lambda}$ μήκη κύματος, ἐντὸς δὲ τῆς ὑάλου $\frac{\nu\,\delta}{\lambda}$, ἑπομένως ἡ διαφορὰ πορείας τῶν δεσμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται διὰ δύο παρακειμένων βαθμίδων, εἶναι

$$(\nu - 1)\,\frac{\delta}{\lambda}$$

καὶ ὁ ἀριθμὸς οὗτος παριστᾷ τὴν τάξιν τοῦ φάσματος.

Ἂν λοιπὸν τὸ φράγμα ἀποτελῆται ἀπὸ n πλάκας, ἡ διακριτικὴ ἱκανότης εἶναι

$$n\,(\nu - 1)\,\frac{\delta}{\lambda}$$

Ἔστω π. χ. τὸ πάχος τῶν πλακῶν 1 cm καὶ ὁ ἀριθμὸς αὐτῶν 15. Ἂν θέ-

(*) Τὸ πάχος τῆς πλακὸς δὲν πρέπει νὰ παρουσιάζῃ διαφορὰς μεγαλυτέρας τοῦ $^1/_{20}$ τοῦ μ. κ. τοῦ φωτὸς τοῦ Νατρίου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

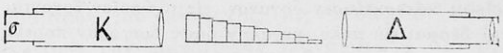
σωμεν διὰ φῶς μήκους κύματος 5000 $\mathring{A} = 5.10^{-5}$ cm τὸν δείκτην διαθλάσεως ἴσον πρὸς 1,5 ἡ διακριτικὴ ἱκανότης θὰ εἶναι

$$15.\ 0{,}5\ .\ \frac{1}{5.10^{-5}} = 150.000$$

ἴση πρὸς τὴν διακριτικὴν ἱκανότητα συνήθους φράγματος μὲ 50000 γραμμῶν εἰς τὸ τρίτον φάσμα.

Ὁ Michelson κατεσκεύασε μεταξὺ ἄλλων κλιμακωτὸν φράγμα μὲ 30 πλάκας πάχους 3 cm, τοῦ ὁποίου ἡ διακριτικὴ ἱκανότης εἶναι 900000, χωρίζει δηλ. γραμμάς, τῶν ὁποίων ἡ ἀπόστασις εἶναι 900 φορὰς μικροτέρα τῆς τῶν δύο γραμμῶν D.

Τὰ κλιμακωτὰ φράγματα εἶναι τὰ ἰσχυρότατα ἀναλυτικὰ μέσα, τὰ ὁποῖα διαθέτει σήμερον ἡ φασματοσκοπία. Τὸ φῶς τὸ ὁποῖον πρόκειται νὰ ἀναλυθῇ



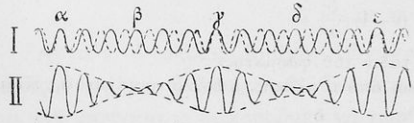
Σχ. 532.

δι' αὐτῶν πρέπει νὰ περιέχῃ ἐλαχίστην μόνον περιοχὴν μηκῶν κύματος, καὶ διὰ τοῦτο διαβιβάζεται πρῶτον διὰ φασματοσκοπίου μὲ πρίσμα, συνήθως σταθερᾶς ἐκτροπῆς, καὶ διὰ τοῦ φράγματος ἀναλύεται ἑκάστη γραμμὴ πρὸς εὕρεσιν τῆς λεπτομερεστέρας αὐτῆς ὑφῆς.

Τὸ σχ. 532 παριστᾷ ἕνα τῶν τρόπων χρησιμοποιήσεως τῶν κλιμακωτῶν φραγμάτων. Ἡ σχισμὴ σ τοῦ κατευθυντῆρος Κ, κάθετος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος, φωτίζεται διὰ τοῦ ἐκ φασματοσκοπίου σταθερᾶς ἐκτροπῆς προερχομένου φωτός. Τὸ ἐκ τοῦ κατευθυντῆρος ἐξερχόμενον φῶς διερχόμενον διὰ τοῦ φράγματος εἰσέρχεται εἰς τὴν διόπτραν Δ καὶ συμβάλλει εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμενικοῦ αὐτῆς.

Τὸ ὅλον σύστημα ἠμπορεῖ νὰ στραφῇ οὕτως ὥστε ἡ σχισμὴ σ νὰ εἶναι εἴτε παράλληλος πρὸς τὴν σχισμὴν τοῦ προηγουμένου φασματοσκοπίου εἴτε κάθετος ἐπ' αὐτήν.

§ 765. *Ἐξέτασις τῆς λεπτομεροῦς ὑφῆς τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος διὰ τοῦ συμβολομέτρου.* Ὁ Michelson μετεχειρίσθη τὸ συμβολόμετρον αὐτοῦ (πρβλ. § 845) πρὸς ἐξέτασιν τῆς ὑφῆς τῶν φασματικῶν γραμμῶν κατὰ μέθοδον ἰδιαζουσαν, τὴν ὁποίαν θὰ περιγράψωμεν μὲ ὀλίγας λέξεις.



Σχ. 533.

Ὑποθέσωμεν ὅτι ἐπὶ τοῦ ὀργάνου προσπίπτει φῶς μὲ δύο μήκη κύματος ἐλάχιστα διαφέροντα ἀλλήλων. Δι' ἕκαστον μῆκος κύματος θὰ σχηματίσῃ τὸ ὄργανον ἴδιον σύστημα κροσσῶν καὶ ὅταν μὲν τὰ μέγιστα καὶ ἐλάχιστα φωτισμοῦ τῶν δύο συστημάτων συμπίπτουν, ὅπως εἰς τὰ σημεῖα α, γ, ε, θὰ ἔχωμεν μεγίστην ἀντίθεσιν φωτὸς καὶ σκότους, οἱ κροσσοὶ θὰ εἶναι πολὺ εὐκρινῶς ὁρατοί, ὅταν δὲ τὰ μέγιστα τοῦ ἑνὸς συστήματος συμπίπτουν μὲ τὰ ἐλάχιστα τοῦ ἄλλου, ὅπως εἰς τὰ σημεῖα β, δ, οἱ κροσσοὶ θὰ ἐξαφανίζωνται. Θὰ ἔχωμεν δηλαδὴ τοπικὰς διαφορὰς τῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

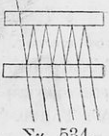
ὁρατότητος τῶν κροσσῶν, τὰς ὁποίας ὁ Michelson ὠνόμασεν *συγκροτήσεις*. Εἰς τὸ σχ. 533 Ι παριστᾶται ἡ κατανομὴ τοῦ φωτισμοῦ εἰς δύο συστήματα κροσσῶν διὰ τῆς πλήρους καὶ τῆς στικτῆς γραμμῆς. Ἡ ἀντιληπτὴ συνισταμένη κατανομὴ τοῦ φωτισμοῦ παρίσταται ἀπὸ τὴν πλήρη γραμμὴν ΙΙ, ἐντελῶς ὁμοίαν πρὸς τὴν χαρακτηριστικὴν καμπύλην τῶν ἀκουστικῶν συγκροτήσεων (πρβλ. Τ. Α΄ σχ. 27) ἡ δὲ στικτὴ καμπύλη εἶνσι ἡ *καμπύλη ὁρατότητος τῶν κροσσῶν*. Ἡ μορφὴ τῆς καμπύλης ταύτης ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν ἀριθμόν, τὴν σχετικὴν ἔντασιν καὶ τὰ μήκη κύματος τῶν φασματικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι περιέχονται εἰς τὸ ἐξεταζόμενον φῶς.

Ὁ Michelson παρετήρει μετακινῶν τὸ κινητὸν κάτοπτρον τοῦ συμβολομέτρου τοὺς ἐντὸς τοῦ πεδίου τῆς διόπτρας παρερχομένους κροσσοὺς καὶ ἐσχεδίαζε κατ' ἐκτίμησιν ὑποκειμενικὴν τὴν καμπύλην ὁρατότητος, ἐκ ταύτης δέ' δι' ἀναλύσεως, τῆς ὁποίας ἡ περιγραφὴ ἐνταῦθα θὰ παρεῖλκε, ἐξῆγε συμπεράσματα περὶ τῆς ἁπλότητος ἢ πολλαπλότητος τῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διὰ τῶν συνήθων φασματοσκοπικῶν μεθόδων δὲν ἀναλύονται.

Ὁ Michelson ἐπεξέτεινε τὴν ἐφαρμογὴν τῶν μεθόδων τούτων εἰς τὴν μέτρησιν τοῦ γωνιακοῦ μεγέθους τῶν ἁπλανῶν καὶ ἐπομένως εἰς τὴν ἐκτίμησιν τοῦ πραγματικοῦ αὐτῶν μεγέθους ὅταν εἶναι γνωστὴ ἡ παράλλαξις.

§ 766. *Συμβολόμετρον τῶν Fabry καὶ Perot.* Εἰς τὸ συμβολόμετρον τοῦ Michelson παρουσιάζεται τὸ φαινόμενον τῶν συγκροτήσεων τῶν κροσσῶν ἐπειδὴ τὰ μέγιστα τοῦ φωτὸς ἔχουν ἀρκετὴν ἔκτασιν. Ἂν ἦτο δυνατὸν νὰ ἔχωμεν ἀπότομα μέγιστα χωριζόμενα ἀπ' ἀλλήλων διὰ σκοτεινῶν διαστημάτων, τὰ συστήματα τῶν κροσσῶν θὰ ἦσαν ὁρατὰ καὶ ἂν ἀκόμη τὰ μέγιστα τοῦ ἑνὸς συνέπιπτον πρὸς τὰ ἐλάχιστα τοῦ ἄλλου.

Ἡ ἀκριβὴς θεωρητικὴ ἐξέτασις τῶν φαινομένων τῆς συμβολῆς καὶ περιθλάσεως δεικνύει ὅτι τὰ μέγιστα τοῦ φωτισμοῦ εἶναι τόσον περισσότερον ἀπότομα, ὅσον περισσότεραι αἱ συμβάλλουσαι δέσμαι (πρβλ. § 812). Πρακτικῶς ἐχρησιμοποίησαν τὸ ἀποτέλεσμα τοῦτο τῆς θεωρητικῆς ἐρεύνης οἱ Fabry καὶ Perot μεταχειρισθέντες δύο ὑαλίνας πλάκας μὲ παραλλήλους ἐπιπέδους ἕδρας (σχ. 534), τῶν ὁποίων αἱ πρὸς ἀλλήλας ἐστραμμέναι ἐπιφάνειαι εἶναι παράλληλοι καὶ ἀσθενῶς ἐπάργυροι (διαφανῆ κάτοπτρα).


Σχ. 534.

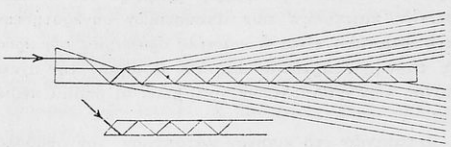
Τὸ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ βέλους προσπῖπτον παράλληλον φῶς ἀνακλᾶται ἀλλεπαλλήλως ἐπὶ τῶν δύο κατοπτρικῶν ἐπιφανειῶν καί, ἐπειδὴ καθ' ἑκάστην ἀνάκλασιν μέρος τοῦ φωτὸς διαθλᾶται, χωρίζεται ἡ ἀρχικὴ δέσμη εἰς πλῆθος παραλλήλων δεσμῶν, αἱ ὁποῖαι ἔχουν πρὸς ἀλλήλας τὴν αὐτὴν διαφορὰν πορείας καὶ αἱ ὁποῖαι συμβάλλουν εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμενικοῦ τῆς διόπτρας. Μεταβάλλοντες τὴν ἀπόστασιν τῶν δύο πλακῶν ρυθμίζομεν κατὰ βούλησιν τὴν διαφορὰν πορείας τῶν συμβαλλουσῶν δεσμῶν.

Διὰ τῆς συσκευῆς τῶν Fabry καὶ Perot ἀναλύομεν φῶς περιέχον ὀλίγα καὶ ὀλίγον διαφέροντα μήκη κύματος.

Ἐργαζόμεθα δηλ. μὲ τὴν συσκευὴν ταύτην ἀκριβῶς ὅπως μὲ τὰ κλιμακωτὰ φράγματα. Οἱ κροσσοὶ εἰς τὸ πεδίον τῆς διόπτρας φαίνονται ὡς συγκεντρικαὶ περιφέρειαι.

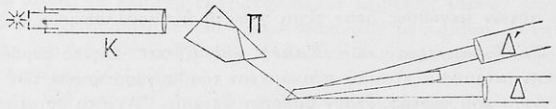
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 767. *Πλὰξ τῶν Lummer-Gercke.* Τὸ αὐτὸ μὲ τοὺς Fabry καὶ Perot ἀποτέλεσμα ἐπέτυχον οἱ Lummer καὶ Gercke δι' ὑάλης πλακὸς μὲ ἀκριβῶς παραλλήλους ἕδρας. Τὸ φῶς, εἰσερχόμενον εἰς τὴν πλάκα (σχ. 535) εἴτε δι' ἐπικολλημένου πρίσματος εἴτε διὰ πλαγίας ἕδρας, ἀνακλᾶται ἐπανειλημμένως ἐπὶ τῶν ἑδρῶν αὐτῆς, καθ' ἑκάστην δὲ ἀνάκλασιν μέρος τοῦ φωτὸς ἐξέρχεται σχεδὸν παραλλήλως πρὸς τὰς ἕδρας καὶ αἱ δέσμαι αὗται, αἱ ὁποῖαι ἔχουν σταθερὰν πρὸς ἀλλήλας διαφορὰν πορείας, προσπίπτουσαι ἐπὶ διόπτρας συμβάλλουν.



Σχ. 535.

Τὸ σχ. 536 παριστᾷ ἕνα τῶν τρόπων χρήσεως τῆς πλακὸς τῶν Lummer καὶ Gercke. Τὸ ἐκ τοῦ κατευθυντῆρος Κ προερχόμενον φῶς ἀναλύεται διὰ τοῦ πρίσματος σταθερᾶς ἐκτροπῆς Π καὶ τὰ διάφορα χρώματα φέρονται στρεφομένου τοῦ πρίσματος εἰς τὴν πλάκα. Τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον ἐξέρχεται ἐκ τῆς μιᾶς ἢ τῆς ἄλλης πλευρᾶς τῆς πλακὸς παρατηροῦμεν διὰ διόπτρας Δ ἢ Δ'. Ἡ σχισμὴ τοῦ κατευθυντῆρος εἰς τὴν διάταξιν ταύτην δὲν εἶναι παράλληλος πρὸς τὰς ἀκμὰς τοῦ πρίσματος Π ἀλλὰ σχηματίζει μὲ αὐτὰς γωνίαν 45° περίπου.



Σχ. 536.

ΑΡΧΗ DOPPLER-FIZEAU

§ 768. *Ἐπίδρασις τῆς κινήσεως ἐπὶ τοῦ φαινομένου μήκους κύματος τοῦ φωτός.* Ἂν πηγὴ περιοδικῶν μεταβολῶν, αἱ ὁποῖαι διαδίδονται εἰς τὸ περιβάλλον ὑπὸ μορφὴν κυμάτων, ἔχῃ σχετικὴν πρὸς τὸν παρατηρητὴν κίνησιν, ἡ φαινομενικὴ αὐτῆς συχνότης μεταβάλλεται, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν § 344 τοῦ Α'. Τόμου. Ἂν δηλ. εἶναι V ἡ ἀπόλυτος τιμὴ τῆς σχετικῆς ταχύτητος τῆς πηγῆς πρὸς τὸν παρατηρητήν, πολὺ μικρὰ ὡς τὴν ταχύτητα c τῆς διαδόσεως τῶν κυμάτων, ἡ φαινομενικὴ συχνότης n', τὴν ὁποίαν ὁ παρατηρητὴς ἀντιλαμβάνεται, ἔχει πρὸς τὴν πραγματικὴν συχνότητα n τὴν σχέσιν

$$n' = n\left(1 \pm \frac{V}{c}\right)$$

Τὸ σημεῖον + ἰσχύει ὅταν ἡ πηγὴ πλησιάζῃ πρὸς τὸν παρατηρητήν, τὸ δὲ — ὅταν ἀπομακρύνεται αὐτοῦ.

Ἂν ὀνομάσωμεν λ τὸ πραγματικὸν μ. κ. καὶ λ' τὸ φαινομενικόν, εὑρίσκομεν ἐκ τῶν σχέσεων

$$\lambda = \frac{c}{n} \qquad \lambda' = \frac{c}{n'}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὴν ἐξίσωσιν

$$\lambda' = \lambda \frac{1}{1 \pm \frac{V}{c}}$$

ἢ, ἐπειδὴ τὸ V εἶναι πολὺ μικρὸν ὡς πρὸς τὸ c,

$$\lambda' = \left(1 \mp \frac{V}{c}\right)$$

ὅπου τὸ σημεῖον — ἰσχύει ὅταν ἡ ἀπόστασις πηγῆς καὶ παρατηρητοῦ ἐλαττώνεται, τὸ + ὅταν αὐξάνεται.

Τὸ μῆκος κύματος δηλ. φαίνεται μικρότερον μὲν ὅταν ἡ ἀπόστασις τῆς πηγῆς ἀπὸ τοῦ παρατηρητοῦ ἐλαττώνεται μεγαλύτερον δὲ ὅταν αὐξάνεται.

Αἱ ἐκτεθεῖσαι σκέψεις εἶναι ἐντελῶς ἀνεξάρτητοι τοῦ εἴδους τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς καὶ τοῦ τρόπου τῆς διαδόσεως τοῦ κύματος, ἰσχύουν ἑπομένως καὶ διὰ τὸ φῶς.

Ἂν τὸ φῶς τῆς πηγῆς ἔχῃ συνεχὲς φάσμα, ἡ ἐκ τῆς σχετικῆς πρὸς τὸν παρατηρητὴν ταχύτητος μεταβολὴ τοῦ μήκους κύματος, ἰσοδυναμοῦσα πρὸς μικρὰν μετατόπισιν τοῦ ὅλου φάσματος πρὸς τὸ ἰῶδες ἢ πρὸς τὸ ἐρυθρόν, δὲν ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ ἀντιληπτή. Ἂν ὅμως τὸ φάσμα ἀποτελῆται ἀπὸ διακεκριμένας γραμμάς, ἡ μετατόπισις αὐτῶν ἠμπορεῖ νὰ μετρηθῇ καὶ ἐξ αὐτῆς νὰ ὑπολογισθῇ ἡ σχετικὴ πρὸς τὸν παρατηρητὴν ταχύτης τῆς πηγῆς κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ὀπτικῆς ἀκτῖνος. Μετατόπισις τῆς γραμμῆς πρὸς τὰ μικρότερα μήκη κύματος σημαίνει ὅτι ἡ ἀπόστασις τῆς πηγῆς ἐλαττώνεται, μετατόπισις δὲ πρὸς τὰ μεγαλύτερα μήκη κύματος σημαίνει ὅτι ἡ ἀπόστασις τῆς πηγῆς αὐξάνεται.

Ἡ μετατόπισις τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος παρετηρήθη κατ' ἀρχὰς εἰς τὸ φάσμα τοῦ φωτὸς τῶν οὐρανίων σωμάτων διότι αἱ ἀστρικαὶ ταχύτητες εἶναι ἱκαναὶ νὰ προκαλέσουν αἰσθητὸν ἀποτέλεσμα. Ἂν π. χ. ἁπλανής τις πλησιάζῃ πρὸς τὴν Γῆν μὲ ταχύτητα 30 km/sec, ὁ ἐντὸς παρενθέσεως παράγων τῆς τελευταίας ἐξισώσεως γίνεται

$$1 - \frac{30}{300\,000} = 1 - \frac{1}{10\,000}$$

Τὸ παρατηρούμενον μῆκος κύματος εἶναι κατὰ τὸ $^1/_{10\,000}$ μικρότερον τοῦ πραγματικοῦ, ἡ δὲ διαφορὰ αὕτη εἶναι δυνατὸν νὰ μετρηθῇ. Διὰ τὰς γραμμὰς D π. χ. ἡ διαφορὰ θὰ ἦτο μεγαλυτέρα τοῦ $^1/_2$ Å.

Οὕτω τὸ φασματοσκόπιον ἠμπορεῖ νὰ μᾶς δείξῃ τὴν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ὀπτικῆς ἀκτῖνος σχετικὴν ταχύτητα τῶν οὐρανίων σωμάτων ἢ καὶ τὴν περιστροφικὴν αὐτῶν ταχύτητα, ἐφ' ὅσον τὸ φαινόμενον αὐτῶν μέγεθος εἶναι ἀρκετὸν ὥστε νὰ ἀναλύσωμεν χωριστὰ τὸ ἐκ δύο ἐκ διαμέτρου ἀντιθέτων σημείων τοῦ δίσκου των προερχόμενον φῶς.

Ἡ ἐκ τῆς αὐξήσεως τῆς θερμοκρασίας προερχομένη πλάτυνσις τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος ἐκπομπῆς τῶν ἀερίων (πρβλ. § 706) ὀφείλεται εἰς τὴν αὔξησιν τῆς μέσης ταχύτητος τῶν μορίων (Τ. Λ. § 507) ἕνεκα τῆς ὁποίας τὸ φαινόμενον μῆκος κύματος τῶν ἐκπεμπομένων ἀκτινοβολιῶν κατανέμεται εἰς περιοχήν τινα περὶ τὴν πραγματικὴν τιμήν.

Εἰς τὸ περὶ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ κεφάλαιον θὰ γνωρίσωμεν περιπτώσεις, κατὰ τὰς ὁποίας ἡ κατὰ τὴν ἀρχὴν τῶν Doppler-Fizeau μετακίνησις τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος ἠμπορεῖ νὰ παρατηρηθῇ εἰς φῶς ἐκπεμπόμενον ἀπὸ σωμάτια, εἰς τὰ ὁποῖα ἐντὸς τοῦ ἐργαστηρίου προσδίδομεν ἱκανὴν ταχύτητα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΣΧΕΣΙΣ ΤΟΥ ΔΕΙΚΤΟΥ ΔΙΑΘΛΑΣΕΩΣ ΠΡΟΣ ΤΟ ΜΗΚΟΣ ΚΥΜΑΤΟΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

§ 769. Εἰς τὴν § 708 ὑπεδείχθη ὅτι ἡ ἐκλεκτικὴ ἀπορρόφησις καὶ ὁ ἀνώμαλος διασκεδασμὸς ἔχουν στενὴν σχέσιν ὡς ἀποτελέσματα ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ αἰτίου. Ἡ θεωρητικὴ ἔρευνα τοῦ διασκεδασμοῦ τῶν ὀπτικῶν μέσων μᾶς ἀναγκάζει πρὸς ἐξήγησιν αὐτοῦ νὰ δεχθῶμεν ὅτι ὑπάρχουν ἐντὸς αὐτῶν στοιχειώδη μηχανικὰ συστήματα δεκτικὰ περιοδικῶν μεταβολῶν, *δονήσεων* ὑπὸ τὴν γενικωτάτην ἐκδοχὴν τοῦ ὅρου, μὲ ἐντελῶς ὡρισμένην συχνότητα. Ἀνάγει δηλ. τὰ φαινόμενα τοῦ διασκεδασμοῦ εἰς τὰ γνωριμώτερα φαινόμενα τῆς *συνηχήσεως* (πρβλ. Τ. Α΄. § 358). Ὑπὸ τῆς προσπιπτούσης ἀκτινοβολίας διεγείρονται τὰ στοιχειώδη συστήματα εἰς δόνησιν τόσον ἐντονωτέραν, ὅσον περισσότερον ἡ συχνότης τῆς ἀκτινοβολίας πλησιάζει τὴν ἰδίαν συχνότητα τῶν συστημάτων, καὶ ἡ ἐντονωτάτη διέγερσις, συνοδευομένη ἀπὸ μεγίστην ἀπορρόφησιν τῆς προσπιπτούσης ἐνεργείας, παρατηρεῖται ὅταν αἱ συχνότητες εἶναι ἀκριβῶς αἱ αὐταί.

Ἐκ τῆς ἐκδοχῆς ταύτης ἠμπορεῖ νὰ ἐξαχθῇ σχέσις μεταξὺ τοῦ δείκτου διαθλάσεως ν καὶ τοῦ μήκους κύματος λ. Τοιαύτη π. χ. εἶναι ἡ ὑπὸ τὸ ὄνομα τοῦ τύπου τῶν Ketteler - Helmholtz γνωστὴ σχέσις

$$\nu^2 = 1 + \frac{m_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{m_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots$$

Εἰς τὸν τύπον τοῦτον, εἶναι $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ τὰ εἰς τὰς ἰδίας συχνότητας τῶν στοιχειωδῶν συστημάτων ἀντιστοιχοῦντα μήκη κύματος καὶ $m_1, m_2 \dots$ χαρακτηριστικαὶ τῶν συστημάτων σταθεραί.

Ὁ τύπος ἀποδίδει μὲ ἀρκετὴν ἀκρίβειαν τὰς παρατηρήσεις ἔξω τῆς ἀμέσου γειτονίας τῶν μηκῶν κύματος $\lambda_1, \lambda_2 \dots$, ὅπου ἐκτὸς τῆς ἰσχυρᾶς ἀπορροφήσεως ὑπάρχει καὶ ἀνώμαλος διασκεδασμός.

Διὰ τὰ πλεῖστα τῶν διαφανῶν μέσων ἠμποροῦμεν νὰ ἀποδώσωμεν μὲ ἀρκετὴν ἀκρίβειαν τὴν σχέσιν τοῦ δ. δ. πρὸς τὸ μ. κ. ἂν δεχθῶμεν τὴν ὕπαρξιν ἑνὸς μόνου εἴδους στοιχειωδῶν συστημάτων μὲ ὑπερέρυθρον ἴδιον μῆκος κύματος λ_0. Ὑπὸ τὴν ἁπλουστάτην ταύτην ἐκδοχὴν ὁ τύπος γίνεται

$$\nu^2 = 1 + \frac{m \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

ΤΑΞΙΝΟΜΗΣΙΣ ΤΩΝ ΓΡΑΜΜΩΝ ΤΩΝ ΦΑΣΜΑΤΩΝ ΕΚΠΟΜΠΗΣ

§ 770. *Τύπος τοῦ Balmer.* Ἡ παρατήρησις τῶν φασμάτων ἐκπομπῆς τῶν ἀερίων μᾶς ὑποβάλλει τὴν ἰδέαν ὅτι μεταξὺ τῶν μηκῶν κύματος τῶν γραμμῶν αὐτῶν ὑπάρχουν ἁπλαῖ σχέσεις (πρβλ. § 699). Ἡ ἀνεύρεσις τῶν σχέσεων τούτων καὶ ἡ ἐξήγησις αὐτῶν δι' ὡρισμένων ὑποθέσεων περὶ τοῦ μηχανισμοῦ τῆς ἐκπομπῆς ἀποτελοῦν τὸ κύριον θέμα τῆς θεωρητικῆς φασματοσκοπίας.

Ἡ πρώτη ἐπιτυχὴς ἀπόπειρα ταξινομήσεως φασματικῶν γραμμῶν ὀφείλεται εἰς τὸν Balmer, ὁ ὁποῖος κατώρθωσε νὰ περιλάβῃ τὰς γραμμὰς τοῦ φάσματος τοῦ Η εἰς τὸν ἁπλούστατον τύπον

$$\lambda = h \frac{m^2}{m^2 - 2^2} \qquad (1)$$

$$m = 3, 4, 5, \dots\dots 11$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὴν σταθερὰν h ὁ Balmer ὠνόμασε *θεμελιώδη ἀριθμὸν* τοῦ ὑδρογόνου καὶ ἐκ τῶν μετρήσεων ἰδίως τοῦ Ἄngström προσδιώρισε τὴν τιμὴν αὐτῆς

$$h = 3645{,}6 . 10^{-7} \text{ mm}.$$

Ἤδη ὁ Balmer ἐγενίκευσε τὸν ἀνωτέρω τύπον καὶ ἔγραψεν αὐτὸν ὡς ἑξῆς

$$\lambda = h \frac{m^2}{m^2 - n^2} \tag{2}$$

$$n = 1,\ 2, \ldots\ldots$$

$$m = n+1,\ n+2,\ n+3, \ldots\ldots$$

καὶ ἐξέφερε τὴν γνώμην ὅτι δίδοντες εἰς τὸ n τὰς τιμὰς 1, 2, 3,... θὰ ἔχωμεν διάφορα συστήματα γραμμῶν, *σειράς*, ὅπως εἰς τὴν φασματοσκοπίαν ὀνομάζονται, καὶ ἀκόμη ὅτι καὶ τῶν λοιπῶν στοιχείων αἱ γραμμαὶ θὰ ἦτο δυνατὸν νὰ καταταχθοῦν εἰς σειρὰς τοῦ αὐτοῦ τύπου μὲ ἄλλας τιμὰς τοῦ h, αἱ ὁποῖαι θὰ ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὸ ἀτομικὸν βάρος τοῦ στοιχείου.

Αἱ ἰδέαι αὗται τοῦ Balmer ἀπεδείχθησαν ἐκ τῶν μεταγενεστέρων παρατηρήσεων ὀρθαὶ εἰς τὰ γενικὰς αὐτῶν γραμμάς.

Ὁ τύπος (1) ἠμπορεῖ νὰ γραφῇ ὡς ἑξῆς

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{h} \frac{m^2 - 2^2}{m^2} = \frac{2^2}{h} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

καὶ ἂν θέσωμεν

$$\frac{4}{h} = R$$

γίνεται

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right) \tag{3}$$

Ἡ σταθερὰ R τοῦ τύπου τούτου ὀνομάζεται *σταθερὰ τῶν Rydberg-Ritz* ἐκ τοῦ ὀνόματος δύο Φυσικῶν, οἱ ὁποῖοι ἀνεγνώρισαν ὅτι αὕτη δὲν χαρακτηρίζει μόνον τὸ φάσμα τοῦ ὑδρογόνου, ἀλλ' εἰσέρχεται εἰς τοὺς τύπους τῶν φασμάτων καὶ τῶν λοιπῶν στοιχείων.

Ὑπὸ τὴν γενικωτάτην αὐτοῦ μορφὴν ὁ τύπος (3) διὰ τὸ ὑδρογόνον γράφεται ὡς ἑξῆς

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \tag{4}$$

$$n = 1,\ 2,\ 3$$

$$m = n+1,\ n+2,\ n+3 \ldots\ldots$$

$$R = 109677{,}69 \text{ Å}^{-1} \ (*)$$

παρέχων τὴν πρώτην, δευτέραν, τρίτην σειρὰν γραμμῶν τοῦ ὑδρογόνου.

Ὅλαι αἱ σειραὶ αὗται παρετηρήθησαν πραγματικῶς, ἐδείχθη δὲ ὅτι ἐκτὸς τῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι περιέχονται εἰς τὸν τύπον (4) δὲν ὑπάρχουν ἄλλαι γραμμαὶ τοῦ ὑδρογόνου. Ἡ ἁπλουστάτη τῶν γραμμῶν τοῦ H εἶναι ἡ γραμμὴ τὴν ὁποίαν εὑρίσκομεν θέτοντες εἰς τὸν τύπον (4)

$$n = 1, \quad m = 2.$$

Ἡ γραμμὴ αὕτη, παρατηρηθεῖσα ὑπὸ τοῦ Millikan, ἔχει μῆκος κύματος

$$\lambda = 1215{,}7 \text{ Å}.$$

(*) Πρβλ. A. Sommerfetd-Atombau und Spektrallinien. Braunschweig 1922.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 771. *Θεωρία τοῦ Bohr.* Τὴν πραγματικὴν σημασίαν τῆς σταθερᾶς R ἀνεγνώρισεν ὁ Bohr, ὁ ὁποῖος, ἀναχωρῶν ἀπὸ ὡρισμένας ὑποθέσεις περὶ τοῦ μηχανισμοῦ τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου, ὄχι μόνον ἀνεῦρε θεωρητικῶς τὸν τύπον (4), ἀλλὰ καὶ ἐξ ἄλλοθεν γνωστῶν φυσικῶν σταθερῶν εὗρε τιμὴν τῆς σταθερᾶς R σύμφωνον πρὸς τὴν ἐκ τῆς φασματομετρίας εὑρισκομένην.

Κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Bohr τὰ μήκη κύματος τῶν γραμμῶν τῶν ἐκπεμπομένων ἀπὸ τὰ ἄτομα, εἰς τὰ ὁποῖα ὁ μηχανισμὸς τῆς ἐκπομπῆς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν τῆς ἐκπομπῆς τοῦ ὑδρογόνου, παρέχονται ἀπὸ τὸν τύπον

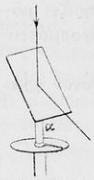
$$\frac{1}{\lambda} = z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$

ὅπου R εἶναι ἡ σταθερὰ τῶν Rydberg-Ritz καὶ z ὁ *ἀτομικὸς ἀριθμὸς* τοῦ στοιχείου, δηλ. ὁ αὔξων ἀριθμὸς αὐτοῦ εἰς τὸν πίνακα τοῦ περιοδικοῦ συστήματος τῶν στοιχείων.

Ἡ θεωρία τοῦ Bohr δὲν ἠμπορεῖ νὰ ἐκτεθῇ, ἔστω καὶ εἰς τὰς γενικωτάτας αὐτῆς γραμμάς, παρὰ εἰς τὸ κεφάλαιον τοῦ ἠλεκτρισμοῦ καὶ ἐκεῖ θὰ γνωρίσωμεν καὶ τὴν πραγματικὴν σημασίαν τοῦ αὔξοντος ἀριθμοῦ τῶν χημικῶν στοιχείων.

ΠΟΛΩΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

§ 772. *Ὁρισμοί.* Ἂν φωτεινὴ παράλληλος δέσμη, *προερχομένη κατ' εὐθεῖαν ἀπὸ αὐτόφωτον πηγήν,* ἀνακλασθῇ ἐπὶ ἐπιπέδου κατόπτρου καὶ περιστρέψωμεν τὸ κάτοπτρον περὶ τὸν ἄξονα α (σχ. 537) συμπίπτοντα μὲ τὴν προέκτασιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης, οὕτως ὥστε ἡ γωνία προσπτώσεως νὰ μένῃ κατὰ τὴν στροφὴν τοῦ κατόπτρου ἀμετάβλητος, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἔντασις τῆς ἀνακλωμένης δέσμης δὲν μεταβάλλεται. Ἂν ὅμως ἐκτελέσωμεν τὸ αὐτὸ πείραμα μὲ φῶς, τὸ ὁποῖον ἤδη ὑπέστη ἀνάκλασιν, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἔντασις τῆς ἀνακλωμένης δέσμης μεταβάλλεται στρεφομένου τοῦ κατόπτρου μεταξὺ μεγίστης τινὸς καὶ ἐλαχίστης τιμῆς καὶ δύναται μάλιστα, ὅταν τὸ πείραμα ἐκτελεσθῇ ὑπὸ ὡρισμένους ὅρους, νὰ γίνῃ ἴση πρὸς μηδέν. Τὸ προσπίπτον φῶς δηλ. δὲν ἀνακλᾶται κατὰ τὴν περίττωσιν ταύτην ἀλλ' ἀπορροφᾶται μεταβαλλόμενον ἐντελῶς εἰς θερμότητα.



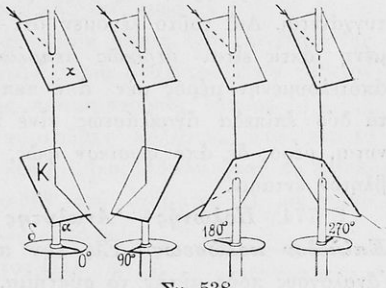
Σχ. 537.

Ἐκ τῶν πειραμάτων τούτων ἐξάγομεν ὅτι ἡ φωτεινὴ δέσμη, συμμετρικὴ ὡς πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεώς της, ἐφ' ὅσον προέρχεται κατ' εὐθεῖαν ἀπὸ τὴν αὐτόφωτον πηγήν, ἀποκτᾷ διὰ τῆς ἀνακλάσεως ἰδιότητας διαφόρους κατὰ διάφορα ἐπίπεδα δι' αὐτῆς διερχόμενα. Τὴν μεταβολὴν ταύτην τῶν ἰδιοτήτων τοῦ φωτὸς ὀνο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μάζομεν *πόλωσιν* τὴν δὲ ἀκτῖνα, ἡ ὁποία παρουσιάζει διαφορὰν ἰδιοτήτων κατὰ διάφορα ἐπίπεδα διερχόμενα δι' αὐτῆς ὀνομάζομεν *πεπολωμένην* ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὴν ἀμέσως ἐκ τῆς αὐτοφώτου πηγῆς προερχομένην, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν *φυσικὴν ἀκτῖνα*. Εἰς ἑπομένας παραγράφους θὰ ἴδωμεν ὅτι τὸ φῶς ἠμπορεῖ νὰ πολωθῇ ὄχι μόνον δι' ἀνακλάσεως ἀλλὰ καὶ διὰ διαθλάσεως.

§ 773. ***Μερικὴ καὶ ὁλικὴ πόλωσις. Γωνία ὁλικῆς πολώσεως.*** Τὰ φαινόμενα, τὰ ὁποῖα εἰς γενικὰς γραμμὰς περιεγράφησαν εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, ἐξετάζομεν λεπτομερέστερον διὰ τῆς διατάξεως, τὴν ὁποίαν παριστᾷ τὸ σχ. 538.



Σχ. 538.

Λεπτὴ φωτεινὴ δέσμη προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ κατόπτρου κ ἀνακλᾶται κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος α, ἐπὶ τοῦ ὁποίου εἶναι στερεωμένον δι' ἀρθρώσεως τὸ κάτοπτρον Κ, ἀνακλᾶται ἐκ νέου ἐπὶ τοῦ κατόπτρου τούτου καὶ τὴν ἀνακλωμένην δέσμην δεχόμεθα ἐπὶ κυλινδρικοῦ διαφωτίστου διαφράγματος.

Ἀμφότερα τὰ κάτοπτρα κ καὶ Κ εἶνε ἁπλῶς ὑάλινα χωρὶς ἐπαργύρωσιν, συνήθως μάλιστα κατασκευάζονται ἀπὸ μαύρην ὕαλον.

Στρέφοντες τὸ κάτοπτρον Κ περὶ τὸν ἄξονα α, τοῦ ὁποίου τὴν θέσιν προσδιορίζομεν διὰ τοῦ δείκτου δ, κινουμένου ἐπὶ γωνιομετρικοῦ κύκλου, παρατηροῦμεν ὅτι μεγίστη μὲν εἶναι ἡ ἔντασις τῆς ἀνακλωμένης δέσμης ὅταν τὸ ἐπίπεδον τῆς δευτέρας ἀνακλάσεως συμπίπτῃ μὲ τὸ τῆς πρώτης, ἐλαχίστη δὲ ὅταν τὰ δύο ἐπίπεδα ἀνακλάσεως εἶναι κάθετα. Εἰς μίαν πλήρη στροφὴν τοῦ ἄξονος α ἔχομεν λοιπὸν δύο μέγιστα καὶ δύο ἐλάχιστα τῆς ἐντάσεως εἰς θέσεις τοῦ ἄξονος διαφερούσας ἀπ' ἀλλήλων κατὰ 90°.

Στερεώνομεν τώρα τὸν ἄξονα α εἰς μίαν τῶν θέσεων τῆς ἐλαχίστης ἐντάσεως καὶ μεταβάλλοντες τὴν κλίσιν τῶν κατόπτρων κ καὶ Κ καὶ προσέχοντες νὰ εἶνε εἰς ἀμφότερα ἡ γωνία προσπτώσεως ἡ αὐτὴ εὑρίσκομεν μίαν θέσιν, εἰς τὴν ὁποίαν ἡ ἐκ τοῦ κατόπτρου κ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

προερχομένη ἀκτὶς δὲν ἀνακλᾶται πλέον ἀλλ' ἀπορροφᾶται ἐντελῶς.

Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην λέγομεν ὅτι ἡ ἀκτὶς *ἐπολώθη ὁλικῶς* διὰ τῆς πρώτης ἀνακλάσεως καὶ τὴν ἀντίστοιχον γωνίαν προσπτώσεως ὀνομάζομεν *γωνίαν ὁλικῆς πολώσεως*.

Ἂν, ἀφίνοντες τὸ κάτοπτρον Κ εἰς τὴν θέσιν τῆς ὁλικῆς πολώσεως, μεταβάλωμεν τὴν κλίσιν τοῦ κατόπτρου κ καὶ τῆς ἀρχικῶς προσπιπτούσης δέσμης, ὥστε ἡ πρόσπτωσις νὰ γίνεται ὑπὸ διάφορον γωνίαν ἀλλ' ἡ ἀνακλωμένη δέσμη νὰ ἐξακολουθεῖ νὰ ἔχῃ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος α, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ τελεία ἀπόσβεσις δὲν ἐπιτυγχάνεται. Διὰ τοῦτο λέγομεν ὅτι ἡ ἐκ τοῦ κατόπτρου κ προερχομένη ἀκτὶς εἶται *μερικῶς πεπολωμένη*, θεωροῦμεν δηλ. αὐτὴν ὡς ἀποτελουμένην μέρος μὲν ἀπὸ πεπολωμένον φῶς, τὸ ὁποῖον, ὅταν τὰ δύο ἐπίπεδα ἀνακλάσεως εἶνε κάθετα, *διεσταυρωμένα*, ἀποσβέννυται, μέρος δὲ ἀπὸ φυσικὸν φῶς, τὸ ὁποῖον ἀνακλᾶται μὲ ἀμετάβλητον ἔντασιν.

§ 774. ***Πολωτὴς — Ἀναλύτης — Χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα — Ἐπίπεδον πολώσεως***. Εἰς τὴν περιγραφεῖσαν διάταξιν καὶ τὰς ἀναλόγους πρὸς αὐτὴν τὸ σύστημα, τὸ ὁποῖον χρησιμεύει εἰς τὸ νὰ μεταβάλλῃ τὸ προσπίπτον φυσικὸν φῶς εἰς πεπολωμένον (ἐνταῦθα τὸ κάτοπτρον κ) ὀνομάζεται *πολωτὴς*, τὸ δὲ σύστημα διὰ τοῦ ὁποίου ἐξετάζομεν τὸ ἐκ τοῦ πολωτοῦ προερχόμενον φῶς (ἐνταῦθα τὸ κάτοπτρον Κ) διὰ νὰ ἀναγνωρίσωμεν ἂν εἶναι πεπολωμένον ὀνομάζεται *ἀναλύτης*.

Ὁ πολωτὴς καὶ ὁ ἀναλύτης ἔχουν διάφορον ὀνομασίαν μόνον διότι διάφοροι εἶναι οἱ δι' αὐτῶν ἐπιδιωκόμενοι σκοποί, οἱονδήποτε ὅμως πολωτικὸν ὄργανον ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ καὶ ὡς πολωτὴς καὶ ὡς ἀναλύτης.

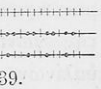
Ὅταν ὁ πολωτὴς εἶναι κάτοπτρον, λέγομεν ὅτι ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς εἶναι πεπολωμένη *παραλλήλως πρὸς τὸ ἐπίπεδον ἀνακλάσεως*, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν *χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον* τοῦ πολωτοῦ. Ὀνομάζομεν χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον ἀναλύτου, τὸ ἐπίπεδον ἐκεῖνο, τὸ ὁποῖον ὅταν συμπίπτῃ πρὸς τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τῆς προσπιπτούσης ἀκτῖνος, ἡ ἐξερχομένη ἀκτὶς ἔχει τὴν μεγίστην ἔττασιν. Ἂν ὁ ἀναλύτης εἶναι κάτοπτρον, τὸ χαρακτηριστικὸν αὐτοῦ ἐπίπεδον εἶναι αὐτὸ τοῦτο τὸ ἐπίπεδον ἀνακλάσεως.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῶν ἐκτεθέντων εἶναι εὐνόητον πῶς μεταχειριζόμεθα τὸν ἀναλύτην διὰ νὰ ἐξετάσωμεν ἀπὸ ἀπόψεως πολώσεως δοθεῖσαν φωτεινὴν δέσμην. Ἀφίνομεν τὴν δέσμην νὰ προσπέσῃ καταλλήλως ἐπὶ τοῦ ἀναλύτου καὶ στρέφοντες αὐτὸν περὶ τὴν προσπίπτουσαν δέσμην ὡς ἄξονα παρατηροῦμεν τὴν ἐξ αὐτοῦ ἐξερχομένην δέσμην. Ἂν ἡ ἔντασις αὐτῆς περιοδικῶς μεταβάλλεται, ἡ προσπίπτουσα δέσμη εἶναι πεπολωμένη, ὁλικῶς μέν, ἂν εἰς ὡρισμένας θέσεις τοῦ ἀναλύτου ἐπέρχεται ἀπόσβεσις τελεία τῆς ἐξερχομένης δέσμης, μερικῶς δὲ ἂν ἔχωμεν μόνον ἐλάχιστα τῆς ἐντάσεως.

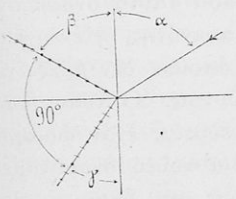
Ὅταν ἡ ἐξερχομένη ἐκ τοῦ ἀναλύτου δέσμη ἔχῃ τὴν ἐλαχίστην ἔντασιν, τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀναλύτου εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως τῆς προσπιπτούσης δέσμης.

Τὰς πεπολωμένας ἀκτῖνας παριστῶμεν πολλάκις, ὅπως εἰς τὸ σχ. 539 φαίνεται, μὲ στιγμὰς μὲν κατὰ μῆκος αὐτῶν ὅταν τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως εἶναι τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος (I), μὲ γραμμὰς δὲ ὅταν τὸ ἐπίπεδον πολώσεως εἶναι κάθετον ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος (II). Ἂν ἡ πόλωσις εἶναι μερική, ὑποδεικνύομεν αὐτὴν διὰ περισσοτέρων στιγμῶν καὶ ὀλιγωτέρων γραμμῶν, ὅταν τὸ ἐπίπεδον πολώσεως εἶναι τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος (III), διὰ περισσοτέρων δὲ γραμμῶν καὶ ὀλιγωτέρων στιγμῶν, ὅταν τὸ ἐπίπεδον πολώσεως εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος (IV).



Σχ. 539.

§ 775. ***Κανὼν τοῦ*** *Brewster*. Ὁ Brewster εὗρεν ὅτι διὰ νὰ εἶναι ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς ὁλικῶς πεπολωμένη πρέπει καὶ ἀρκεῖ νὰ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν διαθλωμένην ἀκτῖνα.



Σχ. 540.

Ἐκ τοῦ κανόνος τούτου εὐκόλως εὑρίσκομεν τὴν ἀλγεβρικὴν σχέσιν τῆς γωνίας ὁλικῆς πολώσεως πρὸς τὸν δείκτην διαθλάσεως. Ἂν ὀνομάσωμεν α τὴν γωνίαν προσπτώσεως (σχ. 540), β τὴν γωνίαν ἀνακλάσεως, γ τὴν γωνίαν διαθλάσεως, καὶ ν τὸν δείκτην διαθλάσεως ἔχομεν τὰς ἑξῆς σχέσεις

$$(1) \qquad \alpha = \beta, \qquad \frac{\eta\mu\,\alpha}{\eta\mu\,\gamma} = \nu$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀλλ' ἐπειδὴ κατὰ τὸν κανόνα τοῦ Brewster ἡ ἀνακλωμένη καὶ ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς εἶναι κάθετοι ἐπ' ἀλλήλας, εἶναι, καθὼς ἀπὸ τὸ σχῆμα φαίνεται,

$$\gamma = 90^0 - \beta = 90^0 - \alpha \qquad \text{ημ}\,\gamma = \text{συν}\,\alpha$$

καὶ ἑπομένως ἡ δευτέρα τῶν ἐξισώσεων (1) γίνεται.

$$\varepsilon\varphi\,\alpha = \nu$$

Ἡ ἐφαπτομένη τῆς γωνίας ὁλικῆς πολώσεως ἰσοῦται μὲ τὸν δείκτην διαθλάσεως τοῦ κατόπτρου.

§ 775. ***Πόλωσις ἐκ διαθλάσεως*** Ἂν ἀφίσωμεν νὰ προσπέσῃ ἐπὶ ἀναλύτου ἀκτὶς φωτεινὴ διαθλασθεῖσα, παρατηροῦμεν στρέφοντες αὐτὸν τὰς χαρακτηριστικὰς αὐξομειώσεις τῆς ἐντάσεως, αἱ ὁποῖαι φανερώνουν ὅτι τὸ διαθλασθὲν φῶς εἶναι πεπολωμένον. Τὸ ἐπίπεδον πολώσεως εὑρίσκεται κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον διαθλάσεως καὶ ἑπομένως καὶ ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος ἀλλ' ἡ πόλωσις εἶναι *μερικὴ* καὶ ὅταν ἀκόμη τὸ φῶς προσπίπτῃ ὑπὸ τὴν γωνίαν τῆς ὁλικῆς πολώσεως (πρβλ. τὸ σχ. 540). Ἐπιτυγχάνομεν πρακτικῶς ὁλικὴν πόλωσιν ἀφίνοντες τὸ φῶς νὰ διέλθῃ ὑπὸ τὴν γωνίαν τῆς ὁλικῆς πολώσεως διαδοχικῶς διὰ σειρᾶς πλακῶν ὑαλίνων μὲ παραλλήλους ἕδρας. Ἡ συσκευὴ αὕτη ὀνομάζεται πολωτικὴ στήλη.

ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΕΚ ΤΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΤΗΣ ΠΟΛΩΣΕΩΣ

§ 776. ***Ποσὰ μονόμετρα καὶ ἀνυσματικά.*** Τὰ φυσικὰ ποσὰ διαιροῦνται εἰς δύο μεγάλας τάξεις. Ὑπάρχουν ποσά, τὰ ὁποῖα ὁρίζονται ἐντελῶς δι' ἑνὸς μόνον ἀριθμοῦ. Τὰ ποσὰ ταῦτα ὀνομάζονται *μονόμετρα*. Τοιαῦτα εἶναι π.χ. ἡ μᾶζα, ἡ πυκνότης, ἡ ἐνέργεια. Ὑπάρχουν ὅμως καὶ ποσά, πρὸς ὁρισμὸν τῶν ὁποίων δὲν ἀρκεῖ εἷς μόνον ἀριθμός, ἀλλὰ χρειάζεται καὶ μία διεύθυνσις. Ὁ τύπος τῶν τοιούτων ποσῶν εἶναι τὸ *ἄνυσμα*, τμῆμα δηλ. εὐθείας ἔχον ὡρισμένον μῆκος καὶ ὡρισμένην διεύθυνσιν (*) καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν *ἀνυσματικὰ* τὰ ποσὰ τοῦ δευτέρου τούτου εἴδους, τὰ ὁποῖα ἠμποροῦν νὰ παρασταθοῦν γραφικῶς διὰ τμημάτων εὐθείας. Τοιαῦτα

(*) Λέγοντες διεύθυνσιν ἐννοοῦμεν ὄχι μόνον τὴν εὐθεῖαν ἐπὶ τῆς ὁποίας κεῖται τὸ τμῆμα, ἀλλὰ καὶ τὴν φορὰν αὐτοῦ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ποσὰ π.χ. εἶναι ἡ ταχύτης, ἡ ἐπιτάχυνσις, ἡ δύναμις, ἡ ποσότης κινήσεως.

§ 777. ***Μορφὴ τῶν φωτεινῶν κυμάτων.*** Τὰ φαινόμενα τῆς πολώσεως ἀποδεικνύουν ὅτι τὸ φυσικὸν ποσόν, τοῦ ὁποίου αἱ περιοδικαὶ μεταβολαὶ γίνονται ἀντιληπταὶ ὡς φῶς, δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ εἶναι μονόμετρον. Δὲν εἶναι δυνατὸν π.χ. νὰ θεωρηθοῦν τὰ φωτεινὰ κύματα ὡς κύματα πυκνότητος ἐντὸς τοῦ αἰθέρος ἀνάλογα πρὸς τὰ ἠχητικὰ κύματα ἐντὸς τοῦ ἀέρος, διότι ἐκ τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς τῆς πυκνότητος εἶναι ἀδύνατον νὰ προκύψουν αἱ κατὰ διάφορα ἐπίπεδα διαφοραί, αἱ ὁποῖαι χαρακτηρίζουν τὴν πόλωσιν. Ἡ μεταβολὴ λοιπὸν πρέπει νὰ εἶναι ἀνυσματικὴ καὶ ἡ διεύθυνσις αὐτῆς δὲν ἠμπορεῖ νὰ συμπίπτῃ μὲ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος, ἤτοι ἡ μεταβολὴ εἶναι *ἐγκαρσία*.

Ἡ ἁπλουστάτη *μηχανικὴ εἰκὼν* τῆς διαδόσεως τῶν φωτεινῶν κυμάτων εἶναι ἡ ἑξῆς:

Δεχόμεθα ὅτι ἡ περιοδικὴ μεταβολή, τὴν ὁποίαν ἀντιλαμβανόμεθα ὡς φῶς, εἶναι περιοδικὴ περὶ τὴν θέσιν ἰσορροπίας *μετατόπισις* τῶν στοιχειωδῶν μερῶν, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ὁ αἰθὴρ ἀποτελεῖται (*) κάθετος ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος καὶ τῆς ὁποίας τὸ πλάτος εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν τετραγωνικὴν ρίζαν τῆς ἐντάσεως τοῦ φωτὸς (πρβλ. § 727).

Εἰς ἕκαστον τῶν στοιχειωδῶν φωτεινῶν κυμάτων, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελεῖται τὸ αἰσθητὸν φῶς, (πρβλ. § 728) αἱ δονήσεις τοῦ αἰθέρος γίνονται ἐπὶ ἑνὸς ὡρισμένου ἐπιπέδου. Ἐπειδὴ ὅμως ὑπάρχουν πάρα πολλὰ στοιχειώδη κύματα εἰς τὸ αἰσθητὸν φῶς, τὰ ἐπίπεδα τῶν δονήσεων αὐτῶν εἶναι συμμετρικῶς κατανεμημένα περὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος καὶ οὕτως ἡ ἀκτὶς εἶναι τελείως συμμετρική. Ἡ ἀκτὶς γίνεται ἀσύμμετρος, δηλ. πολοῦται, ὅταν τὰ ἐπίπεδα τῶν δονήσεων τῶν στοιχειωδῶν κυμάτων παρουσιάζουν συστηματικὴν συσσώρευσιν κατά τινα διεύθυνσιν, τελείως δὲ πεπολωμένη εἶναι ἡ ἀκτὶς ὅταν ὅλαι αἱ δονήσεις αἱ ἀντιστοιχοῦσαι εἰς τὰ στοιχειώδη κύ-

(*) Ἀποφεύγομεν ἐπίτηδες τὴν ἔκφρασιν *ἄτομα ἢ μόρια τοῦ αἰθέρος* ἐπειδή, ἀφοῦ αὐτοῦ τοῦ αἰθέρος ἡ ὕπαρξις εἶναι ὑποθετική, πολὺ ὀλιγώτερον ὑπάρχουν ἐνδείξεις περὶ ἀτομικῆς, δηλ. ἀσυνεχοῦς συστάσεως αὐτοῦ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ματα γίνονται ἐπὶ ἑνὸς καὶ μόνου ἐπιπέδου. Ἂν τὸ ἐπίπεδον τῶν δονήσεων εἶναι αὐτὸ τοῦτο τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως ἢ εἶναι κάθετον ἐπ' αὐτὸ δὲν ὑπάρχει τρόπος νὰ δειχθῇ. Ἀμφότεραι αἱ ἐκδοχαὶ ἐξηγοῦν πλήρως τὰ φαινόμενα τῆς πολώσεως. Ἐπεκράτησεν ἐν τούτοις ἄνευ ἀποχρώντος λόγου ἡ ἐκδοχὴ ὅτι τὸ κοινὸν ἐπίπεδον τῶν δονήσεων εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως.

Ἡ πλήρης μαθηματικὴ ἐπεξεργασία τῆς *μηχανικῆς* ταύτης εἰκόνος τῆς διαδόσεως τῶν φωτεινῶν κυμάτων δὲν εἶναι ἐνταῦθα δυνατή. Αὐτὸ τοῦτο τὸ ἀδύνατον τοῦ προσδιορισμοῦ τῆς σχέσεως τοῦ ἐπιπέδου τῆς δονήσεως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως δεικνύει ὅτι ἡ εἰκὼν εἶναι ἐλλιπής. Ἀλλὰ καὶ ἐξ ἄλλου φαίνεται τὸ ἀνεπαρκὲς τῆς μηχανικῆς εἰκόνος. Ἐντὸς ἐλαστικῶν μέσων εἶναι δυνατὰ ὄχι μόνον ἐγκάρσια κύματα ἀλλὰ καὶ ἐπιμήκη, κύματα δηλ. κατὰ τὴν διάδοσιν τῶν ὁποίων τὰ στοιχεῖα τοῦ ἐλαστικοῦ μέσου ἔχουν περιοδικὴν κίνησιν παράλληλον πρὸς τὴν ἀκτῖνα. Τοιαῦτα ὅμως φωτεινὰ κύματα δὲν παρετηρήθησαν ποτέ.

Διὰ νὰ ἐξηγήσωμεν τὸ γεγονὸς τοῦτο ἀναγκαζόμεθα νὰ δεχθῶμεν ὅτι ὁ αἰθὴρ ἔχει τὰς ἰδιότητας στερεοῦ, τὸ ὁποῖον ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἐξωτερικῶν δυνάμεων παραμορφώνεται χωρὶς ὅμως νὰ συμπιέζεται. Τοῦτο ἀκριβῶς ἠμπόδισε τὸν Νεύτωνα νὰ δεχθῇ τὴν θεωρίαν τῶν φωτεινῶν κυμάτων, διότι ἐνῶ ὁ αἰθὴρ πρὸς ἐξήγησιν τῶν φωτεινῶν φαινομένων πρέπει νὰ ἔχῃ τὰς ἰδιότητας στερεοῦ μὲ πολὺ μεγάλα μέτρα ἐλαστικότητος, ἐξ ἄλλου ἡ κίνησις τῶν οὐρανίων σωμάτων δεικνύει ὅτι ταῦτα δὲν συναντοῦν ἐκ μέρους τοῦ αἰθέρους αἰσθητὴν ἀντίστασιν.

Εἰς τὸ περὶ ἠλεκτρισμοῦ κεφάλαιον θὰ περιγράψωμεν κατὰ τρόπον ἀνταποκρινόμενον περισσότερον πρὸς τὴν πραγματικότητα τὸν μηχανισμὸν τῆς διαδόσεως τῶν φωτεινῶν κυμάτων καὶ θὰ ἴδωμεν ὅτι αἱ περιοδικαὶ ἀνυσματικαὶ μεταβολαί, αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦν τὸ κῦμα, εἶναι δύο εἰδῶν, αἱ μὲν ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως, αἱ δὲ καθέτως ἐπ' αὐτό, καὶ ὅτι εἶναι ἀλληλένδετοι, οὕτως ὥστε τὸ ἓν εἶδος δὲν ἠμπορεῖ νὰ ὑπάρξῃ χωρὶς νὰ συνοδεύεται ἀπὸ τὸ ἄλλο. Ἐν τούτοις ἡ μηχανικὴ εἰκὼν μὲ ὅλας τὰς ἀτελείας της εἶναι χρησιμώτατον βοήθημα διὰ τὴν κατανόησιν καὶ ταξινόμησιν τῶν ὀπτικῶν φαινομένων ὄχι μόνον τῆς ἁπλῆς πολώσεως, ἀλλὰ καὶ τῶν πολὺ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πολυπλοκωτέρων, τὰ ὁποῖα παρατηροῦνται κατὰ τὴν διάδοσιν τοῦ φωτὸς ἐντὸς ἀνισοτρόπων μέσων.

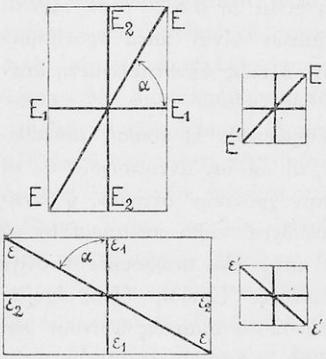
Κατὰ τὰ ἀνωτέρω πᾶν στοιχειῶδες φωτεινὸν κῦμα εἶναι πεπολωμένον. Αἱ εἰς αὐτὸ δηλ. ἀντιστοιχοῦσαι περιοδικαὶ μεταβολαὶ ἔχουν κατεύθυνσιν κάθετον ἐπὶ τὴν ὀπτικὴν ἀκτῖνα κεῖνται δὲ ὅλαι ἐπὶ παραλλήλων ἐπιπέδων. Ἂν εἰδικῶς θελήσωμεν νὰ μεταχειρισθῶμεν τὴν μηχανικὴν εἰκόνα καὶ θεωρήσωμεν τὰς μεταβολὰς κατὰ μῆκος μιᾶς *ἀκτῖνος*, θὰ δεχθῶμεν ὅτι αἱ δονήσεις τοῦ αἰθέρος εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα, δηλ. ἐγκάρσιαι, καὶ γίνονται ἐπὶ ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου, καθέτου ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τῆς ἀκτῖνος. Τὸ φυσικὸν φῶς ἀποτελεῖται ἀπὸ μέγα πλῆθος στοιχειωδῶν κυμάτων, τῶν ὁποίων τὰ ἐπίπεδα πολώσεως εἶναι ὁμοιομόρφως κατανεμημένα περὶ τὴν ἀκτῖνα, οὕτως ὥστε νὰ μὴ ὑπάρχῃ κανὲν ἐξαιρετικὸν ἐπίπεδον. Μερικῶς πεπολωμένη εἶναι ἡ ἀκτὶς ὅταν τὰ ἐπίπεδα πολώσεως τῶν στοιχειωδῶν κυμάτων εἶναι κατὰ προτίμησιν διατεταγμένα περὶ ὡρισμένον ἐπίπεδον, ὁλικῶς δὲ πεπολωμένη ὅταν ὅλα τὰ ἐπίπεδα πολώσεως συμπίπτουν εἰς ἕν.

Ἡ εἰκὼν αὕτη ἔχει ἀνάγκην συμπληρώσεως. Ἡ κίνησις τοῦ αἰθέρος εἶναι ἡ συνισταμένη τῶν κινήσεων, αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰ στοιχειώδη κύματα. Κατὰ πᾶσαν λοιπὸν χρονικὴν στιγμήν, ἡ κίνησις εἶνε τοιαύτη, οἵα θὰ ἦτο ἂν διεδίδετο κῦμα πεπολωμένον μὲ ἐπίπεδον πολώσεως κάθετον ἐπὶ τὴν κατὰ τὴν θεωρουμένην στιγμὴν διεύθυνσιν τῆς κινήσεως τοῦ αἰθέρος. Ἐπειδὴ ὅμως ἔχομεν μέγα πλῆθος στοιχειωδῶν κυμάτων, τὰ ὁποῖα διαρκῶς φθίνουν καὶ ἀντικαθίστανται ἀπὸ ἄλλα, (πρβλ. § 728) ἡ διεύθυνσις τῆς συνισταμένης κινήσεως τοῦ αἰθέρος, κάθετος πάντοτε ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα, μεταβάλλεται διαρκῶς καὶ ὅλως ἀτάκτως ὥστε νὰ μὴ ὑπάρχῃ προτίμησις πρὸς ὡρισμένην κατεύθυνσιν. Ἡ συμμετρία λοιπὸν τῆς φυσικῆς ἀκτῖνος προέρχεται ἐκ τῆς ταχείας ἀτάκτου ἀλληλουχίας τῶν ἐπιπέδων πολώσεως. Εἰς τὴν μερικῶς πεπολωμένην ἀκτῖνα ἔχομεν κατὰ τὴν *ἐν χρόνῳ* κατανομὴν τῶν διευθύνσεων τῆς συνισταμένης κινήσεως τοῦ αἰθέρος προτίμησιν πρὸς ὡρισμένην κατεύθυνσιν, εἰς δὲ τὴν ὁλικῶς πεπολωμένην ἡ συνισταμένη κίνησις, γίνεται *διαρκῶς* ἐπὶ ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου, καθέτου ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 778. ***Ἐξήγησις τῆς δι' ἀνακλάσεως πολώσεως.*** Ἡ δι' ἀνακλάσεως πόλωσις ἐξηγεῖται ἂν δεχθῶμεν ὅτι ἡ ἀνακλαστικὴ ἱκανότης τῆς ἐπιφανείας (πρβλ. § 635) εἶναι μεγαλυτέρα μὲν διὰ τὰς ἀκτῖνας τὰς πεπολωμένας ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ἀνακλάσεως μικροτέρα δὲ διὰ τὰς πεπολωμένας καθέτως ἐπ' αὐτό, καὶ ὅτι διὰ πρόσπτωσιν ὑπὸ τὴν γωνίαν τῆς ὁλικῆς πολώσεως ἡ ἀνακλαστικὴ ἱκανότης διὰ τὰς ἀκτῖνας τὰς πεπολωμένας καθέτως ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον ἀνακλάσεως εἶναι ἴση πρὸς μηδέν.

Ἐπειδὴ πᾶσα εὐθύγραμμος ἁπλῆ περιοδικὴ κίνησις ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς συνισταμένη δύο ἁπλῶν περιοδικῶν κινήσεων τῆς αὐτῆς φάσεως ἐπὶ δύο εὐθειῶν καθέτων πρὸς ἀλλήλας (πρβλ. Τ. Α' § 42) ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν οἱανδήποτε πεπολωμένην ἀκτῖνα ὡς ἄθροισμα δύο *συμφώνων* ἀκτίνων, πεπολωμένων ἐπὶ δύο ἐπιπέδων καθέτων πρὸς ἄλληλα (σχ. 541). Ἀκτὶς π. χ. κάθετος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος, τῆς ὁποίας ἡ ἔντασις εἶναι Ε καὶ τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τὸ ΕΕ, ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἀποτελουμένη ἀπὸ δύο συμφώνους ἀκτῖνας πεπολωμένας κατὰ τὰ ἐπίπεδα E_1E_1 καὶ E_2E_2, κάθετα ἐπ' ἄλληλα, καὶ τῶν ὁποίων τὸ E_1E_1 σχηματίζει μὲ τὸ ΕΕ τὴν γωνίαν α.



Σχ. 541.

Αἱ ἐντάσεις E_1, E_2 τῶν δύο τούτων ἀκτίνων παρέχονται ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις

$$(1) \qquad E_1 = E\,\text{συν}^2\alpha \qquad E_2 = E\,\text{ημ}^2\alpha.$$

Πράγματι εἰς τὴν κατὰ τὸ ἐπίπεδον ΕΕ πεπολωμένην ἀκτῖνα ἀντιστοιχεῖ, συμφώνως πρὸς τὴν ἐκδοχήν μας, περιοδικὴ κίνησις ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος, τὴν ὁποίαν παριστᾷ κατὰ διεύθυσιν καὶ πλάτος τὸ τμῆμα εε, κάθετον ἐπὶ τὴν ΕΕ. Τὴν κίνησιν ταύτην ἀναλύομεν εἰς δύο συνιστώσας κατὰ τὰς διευθύνσεις $\varepsilon_1\,\varepsilon_1$ (κάθετον ἐπὶ τὴν E_1E_1) καὶ $\varepsilon_2\,\varepsilon_2$ (κάθετον ἐπὶ τὴν E_2E_2), τῶν ὁποίων τὰ πλάτη εἶναι $\varepsilon_1\,\varepsilon_1$ καὶ $\varepsilon_2\,\varepsilon_2$. Ἐκ τοῦ σχήματος εὑρίσκομεν τὰς σχέσεις

$$\varepsilon_1\,\varepsilon_1 = \varepsilon\varepsilon\,\text{συνα} \qquad \varepsilon_2\,\varepsilon_2 = \varepsilon\varepsilon\,\text{ημα}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

καὶ ἐπειδὴ αἱ ἐντάσεις εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰ τετράγωνα τῶν πλατῶν τῶν περιοδικῶν μεταβολῶν, ἐξάγομεν ἐκ τῶν ἐξισώσεων τούτων τὰς ἐξισώσεις (1).

Ἂν τὸ ἐπίπεδον $E_1 E_1$ συμπίπτῃ μὲ τὸ ἐπίπεδον ἀνακλάσεως καὶ εἶνε π.χ. $\frac{1}{4}$ ὁ συντελεστὴς ἀνακλάσεως διὰ τὴν ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ἀνακλάσεως πεπολωμένην ἀκτῖνα (πλάτος $\varepsilon_1\varepsilon_1$) καὶ $\frac{1}{9}$ διὰ τὴν καθέτως ἐπ' αὐτὸ πεπολωμένην (πλάτος $\varepsilon_2\varepsilon_2$) εἰς τὴν ἀνακλωμένην ἀκτῖνα θὰ ἀντιστοιχῇ εἰς μὲν τὸ προσπίπτον πλάτος $\varepsilon_1\varepsilon_1$ ἀνακλώμενον πλάτος $\frac{1}{2}\ \varepsilon_1\varepsilon_1$ εἰς δὲ τὸ $\varepsilon_2\varepsilon_2$ ἀνακλώμενον πλάτος $\frac{1}{3}\ \varepsilon_2\varepsilon_2$. Ἐκ τοῦ διαγράμματος τῶν πλατῶν εὑρίσκομεν τὸ συνιστώμενον πλάτος ε′ε′ καὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς συνισταμένης κινήσεως, καὶ ἐκ ταύτης τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως Ε′Ε′ τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος. Τὸ νέον ἐπίπεδον πολώσεως, καθὼς ἀμέσως ἀπὸ τὸ σχῆμα φαίνεται, εἶναι πλησιέστερον πρὸς τὸ ἐπίπεδον ἀνακλάσεως, τὸ χαρακτηριστικὸν δηλ. ἐπίπεδον τοῦ πολωτοῦ.

Ἂν ἡ ἀκτὶς προσπίπτῃ ὑπὸ τὴν γωνίαν τῆς ὁλικῆς πολώσεως, τὸ πλάτος $\varepsilon_2\varepsilon_2$ δὲν ἀνακλᾶται, ἑπομένως ἡ συνισταμένη κίνησις ἔχει τὴν διεύθυνσιν $\varepsilon_1\varepsilon_1$ καὶ ἡ ἀνακλωμένη ἀκτίς, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ προσπίπτουσα, εἶναι πεπολωμένη ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ἀνακλάσεως. Ἂν ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς εἶναι πεπολωμένη καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως, δὲν ὑπάρχει συνιστῶσα δεκτικὴ ἀνακλάσεως καὶ ἑπομένως δὲν ὑπάρχει ἀνάκλασις.

§ 779. ***Λειτουργία τῶν πολωτῶν καὶ ἀναλυτῶν.*** Τὸ κάτοπτρον τὸ προκαλοῦν ὁλικὴν πόλωσιν, καθὼς καὶ πᾶς πολωτὴς ἢ ἀναλύτης, χαρακτηρίζεται ἐκ τούτου, ὅτι ἐξ αὐτοῦ ἠμποροῦν νὰ ἐξέλθουν μόνον δονήσεις ὡρισμένης διευθύνσεως, οἱονδήποτε καὶ ἂν εἶναι τὸ προσπίπτον κῦμα. Ἐξ ὅσων εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον ἐξετέθησαν προκύπτει ὅτι, ἂν ὅταν προσπίπτῃ ἐπὶ ἀναλύτου ἀκτὶς πεπολωμένη παραλλήλως πρὸς τὸ χαρακτηριστικὸν αὐτοῦ ἐπίπεδον ἡ ἔντασις τοῦ ἐξερχομένου φωτὸς εἶναι Ε, ἐὰν στρέψωμεν τὸν ἀναλύτην οὕτως ὥστε τὸ χαρακτηριστικὸν αὐτοῦ ἐπίπεδον νὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σχηματίζῃ μὲ τὸ ἐπίπεδον πολώσεως γωνίαν α, ἡ ἔντασις E_α τοῦ ἐξερχομένου φωτὸς παρέχεται ἀπὸ τὴν σχέσιν

$$E_\alpha = E \text{συν}^2 \alpha$$

§ 780. ***Χρώματα ἐκ πολώσεως.*** Ἐκ τοῦ κανόνος τοῦ Brewster (§ 775) ἐξάγεται ὅτι ἡ γωνία ὁλικῆς πολώσεως ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ χρῶμα τοῦ προσπίπτοντος φωτός. Διὰ τοῦτο τὰ φαινόμενα τῆς κατασβέσεως θὰ παρατηρηθοῦν καθαρὰ μόνον ὅταν τὸ φῶς εἶναι μονόχρουν. Ἂν τὸ φῶς εἶναι σύνθετον, π. χ. λευκόν, ἐπιτυγχάνομεν δι' ἀνακλάσεως τὴν ὁλικὴν πόλωσιν μόνον τῶν ἀκτίνων ὡρισμένου χρώματος (μήκους κύματος) ἐνῶ ὅλα τὰ λοιπὰ χρώματα πολοῦνται μόνον μερικῶς. Ἂν λοιπὸν διὰ τοῦ ἀναλύτου κατασβέσωμεν τὸ ὁλικῶς πεπολωμένον χρῶμα, τὰ λοιπὰ χρώματα θὰ πάθουν μόνον μερικὴν κατάσβεσιν καὶ τὸ ἐξερχόμενον ἐκ τοῦ ἀναλύτου φῶς θὰ περιέχῃ ὅλα τὰ χρώματα ταῦτα μὲ ποικιλλούσας ἐντάσεις.

Μεταχειριζόμενοι λοιπὸν λευκὸν φῶς καὶ κάτοπτρον ὡς πολωτὴν δὲν ἐπιτυγχάνομεν διὰ τοῦ ἀναλύτου πλήρη κατάσβεσιν, ἐξαφάνισιν δηλ. τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος, ἀλλὰ παρατηροῦμεν ὅτι τὸ φῶς ἐκ λευκοῦ γίνεται ἔγχρωμον.

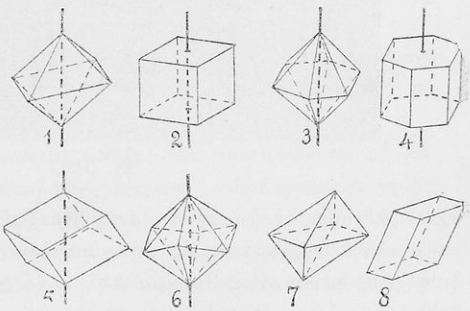
ΔΙΠΛΗ ΔΙΑΘΛΑΣΙΣ

§ 781. ***Μέσα ἰσότροπα καὶ ἀνισότροπα. Κρυσταλλικὰ μέσα.*** Εἰς τὴν § 517 διεκρίναμεν τὰ ὀπτικὰ μέσα εἰς ἰσότροπα καὶ ἀνισότροπα, περιωρίσθημεν δὲ μέχρι τοῦδε εἰς τὴν περιγραφὴν τῶν ὀπτικῶν φαινομένων, τὰ ὁποῖα παρατηροῦνται ἐντὸς ἰσοτρόπων μέσων. Τὰ ἀνισότροπα μέσα ὡρίσαμεν ὡς μέσα, τὰ ὁποῖα παρουσιάζουν διαφορὰς ἰδιοτήτων κατὰ διαφόρους διευθύνσεις. Καὶ εἶναι μὲν δυνατὸν στερεὰ ἰσότροπα μέσα δι' ἐπιδράσεων ἐξωτερικῶν νὰ καταστοῦν προσωρινῶς ἀνισότροπα, π. χ. διὰ συμπιέσεως, ἢ καὶ μονίμως, π. χ. διὰ θερμάνσεως καὶ ταχείας ψύξεως (πρβλ. § 795), εἶνε ἐπίσης δυνατὸν ὑγρὰ νὰ καταστοῦν προσωρινῶς ἀνισότροπα δι' ἐξωτερικῶν ἐπίσης ἐπιδράσεων, ἀλλὰ ἐνδιαφέρουν κυρίως ἀπὸ ἀπόψεως ὀπτικῶν ἰδιοτήτων τὰ φυσικῶς ἀνισότροπα μέσα, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν κρυσταλλικά, μέσα δηλ. τῶν ὁποίων αἱ ἰδιότητες παρουσιάζουν ὡρισμένας συμμετρίας, ἕνεκα τῶν ὁποίων ἀπὸ πολλοῦ ἡ ἐπιστήμη ἠναγκάσθη νὰ δεχθῇ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὅτι τὰ ἀποτελοῦντα αὐτὰ στοιχειώδη ὑλικὰ συγκροτήματα εἶναι κανονικῶς διατεταγμένα εἰς τὸν χῶρον. Ἡ ἐκδοχὴ αὕτη ἔπαυσε πλέον νὰ εἶναι ὑπόθεσις ἀφ' ὅτου διὰ τῆς ἐξετάσεως τῶν κρυστάλλων μὲ τὴν βοήθειαν τῶν ἀκτίνων Röntgen (Laue, Bragg) κατέστη δυνατὸς ὁ προσδιορισμὸς τῆς θέσεως τῶν ὑλικῶν ἀτόμων ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου. Ἡ συμμετρία τῶν κρυστάλλων ἐκδηλοῦται π.χ. διὰ τοῦ σχισμοῦ, τῆς ἐμφανίσεως δηλ. σχισμογενῶν ἐπιπέδων, τὰ ὁποῖα ἔχουν ὡρισμένας κατευθύνσεις, συμμετρικῶς διατεταγμένας ὡς πρὸς ὡρισμένα ἐπίπεδα, *τὰ ἐπίπεδα συμμετρίας*, καὶ ὡρισμένας διευθύνσεις, *τοὺς ἄξονας συμμετρίας*. Πολλάκις ὁ κρύσταλλος περατοῦται εἰς φυσικὰς ἐπιπέδους ἕδρας συμμετρικῶς διατεταγμένας ὡς πρὸς τὰ ἐπίπεδα καὶ τοὺς ἄξονας συμμετρίας, τῶν ὁποίων αἱ κατευθύνσεις ἔχουν ἁπλᾶς σχέσεις πρὸς τὰς κατευθύνσεις σχισμογενῶν ἐπιπέδων. Κρύσταλλοι οὕτω τελείως διαμορφωμένοι παρουσιάζουν συμμετρικὰ γεωμετρικὰ σχήματα.

§ 782. ***Κρυσταλλικὰ συστήματα.*** Οἱ κρύσταλλοι κατατάσσονται ὡς ἐκ τοῦ εἴδους τῆς συμμετρίας εἰς τὰ ἑξῆς *κρυσταλλικὰ συστήματα*. *Κυβικόν*. Χαρακτηριστικὰ σχήματα ὀκτάεδρον, κύβος (σχ. 542 1, 2). *Ἑξαγωνικόν*. Χαρακτηριστικὰ σχήματα ἑξαγωνικὴ πυραμίς, ἑξαγωνικὸν πρίσμα (σχ. 542, 3, 4) *Τετραγωνικόν*. Χαρακτηριστικὰ σχήματα τετραγωνικὴ πυραμίς, τετραγωνικὸν πρίσμα. *Τριγωνικὸν* ἢ *ρομβοεδρικόν*. Χαρακτηριστικὰ σχήματα ρομβόεδρον, σκαληνόεδρον (σχ. 542. 5, 6). *Ρομβικόν*. Χαρακτηριστικὰ σχήματα ρομβικὴ πυραμίς, ρομβικὸν πρίσμα. *Μονοκλινές*. Χαρακτηριστικὰ σχήματα μονοκλινὴς πυραμίς, μονοκλινὲς πρίσμα. *Τρικλινές*. Χαρακτηριστικὰ σχήματα τρικλινὴς πυραμίς, τρικλινὲς πρίσμα, (σχ. 542, 7, 8).

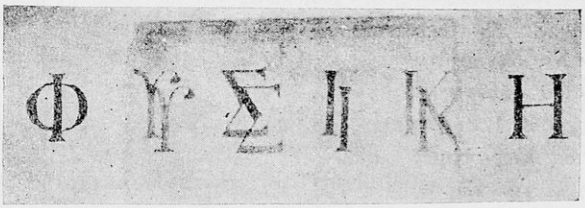


Σχ. 542.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 783. ***Κρύσταλλοι μονάξονες καὶ διάξονες.*** Εἰς τοὺς κρυστάλλους τοῦ κυβικοῦ συστήματος τὸ φῶς διαδίδεται ὅπως καὶ ἐντὸς ἰσοτρόπων μέσων. Εἰς τοὺς κρυστάλλους τῶν λοιπῶν συστημάτων ἡ διάδοσις τοῦ φωτὸς ἀκολουθεῖ τοὺς νόμους, τοὺς ὁποίους μέχρι τοῦδε ἐξεθέσαμεν, μόνον ὅταν ἡ ἀκτὶς ἔχει ὡρισμένας διευθύνσεις, τὰς ὁποίας ὀνομάζομεν *ὀπτικοὺς ἄξονας τοῦ κρυστάλλου*. Εἰς τοὺς κρυστάλλους ἑξαγωνικῆς, τετραγωνικῆς καὶ τριγωνικῆς συμμετρίας μία εἶναι ἡ ἐξαιρετικὴ αὕτη διεύθυνσις καὶ διὰ τοῦτο καλοῦνται οἱ κρύσταλλοι οὗτοι *μονάξονες*. Εἰς τοὺς κρυστάλλους ρομβικῆς, μονοκλινοῦς καὶ τρικλινοῦς συμμετρίας αἱ ἐξαιρετικαὶ διευθύνσεις, κατὰ τὰς ὁποίας ἡ διάδοσις τοῦ φωτὸς ἀκολουθεῖ τοὺς διὰ τὰ ἰσότροπα μέσα ἐκτεθέντας νόμους, εἶναι δύο καὶ διὰ τοῦτο οἱ κρύσταλλοι οὗτοι ὀνομάζονται *διάξονες* (*).

§ 784. ***Διπλῆ διάθλασις.*** Ἂν παρατηρήσωμεν ἀντικείμενόν τι διὰ μέσου *ἰσλανδικῆς κρυστάλλου* ($CaCO_3$, κρυσταλλικὸν σχῆμα ρομβόε-



Σχ. 543.

δρον) βλέπομεν αὐτὸ διπλοῦν (σχ. 543). Τοῦτο σημαίνει ὅτι αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες εἰσερχόμεναι εἰς τὸ κρυσταλλικὸν μέσον ἀκολουθοῦν δύο διαφόρους διευθύνσεις, θλῶνται δηλ. κατὰ δύο διαφόρους νόμους, καὶ διὰ τοῦτο αἱ ἐκ τινος σημείου τοῦ ἀντικειμένου προερχόμεναι ἀκτῖνες φθάνουν εἰς τὸν ὀφθαλμὸν διὰ δύο διαφόρων δρόμων. Ἡ ἰδιότης αὕτη, περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον ἐκπεφρασμένη, εἶναι κοινὴ εἰς τοὺς κρυστάλλους ὅλων τῶν συστημάτων ἐκτὸς τοῦ κυβικοῦ, καὶ διὰ τοῦτο οἱ κρύσταλλοι ἐκεῖνοι ὀνομάζονται *διπλοθλαστικοὶ* ἡ δὲ διάθλασις ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοιούτου κρυστάλλου, ἕνεκα τῆς ὁποίας ἡ προσπί-

(*) Περὶ τῶν καλουμένων ὀπτικῶν ἀνωμαλιῶν δὲν θὰ γίνῃ ἐνταῦθα λόγος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πτουσα ἀκτὶς *διχάζεται* εἰς δύο διαθλωμένας ἀκολουθούσας διαφόρους κατευθύνσεις, ὀνομάζεται *διπλῆ διάθλασις*.

§ 785. ***Ὀπτικὸς ἄξων μοναξόνων κρυστάλλων.*** Εἰς τὴν § 783 ἐξετέθη ὅτι εἰς τοὺς μονάξονας κρυστάλλους ὑπάρχει μία καὶ μόνη διεύθυνσις, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ φῶς διαδίδεται ὅπως καὶ ἐντὸς ἰσοτρόπων μέσων. Ἂν δηλ. τὸ φῶς προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου, οὕτως ὥστε ἐντὸς αὐτοῦ νὰ ἀκολουθήσῃ τὴν ἐξαιρετικὴν ταύτην κατεύθυνσιν, δὲν διχάζεται ἡ ἀκτίς. Ἡ κατεύθυνσις αὕτη ὀνομάζεται *ὀπτικὸς ἄξων* τοῦ κρυστάλλου, καὶ εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν γεωμετρικὸν ἢ κρυσταλλογραφικὸν λεγόμενον ἄξονα αὐτοῦ (πρβλ. σχ. 542).

§ 786. ***Κυρία τομή.*** Ὀνομάζομεν *κυρίαν τομὴν* μονάξονος κρυστάλλου πᾶν ἐπίπεδον παράλληλον πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα. Ὑπάρχουν λοιπὸν ἄπειροι κατευθύνσεις ἐπιπέδων ἀντιστοιχοῦσαι εἰς κυρίας τομάς. Ὅταν ὁ κρύσταλλος ἔχῃ ἐπίπεδον ἕδραν φυσικὴν ἢ καὶ τεχνητήν, ὀνομάζομεν *κυρίαν τομὴν ὡς πρὸς τὴν ἕδραν ταύτην* ἢ καὶ ἁπλούστερον *κυρίαν τομὴν τῆς ἕδρας* πᾶν ἐπίπεδον παράλληλον πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα καὶ κάθετον ἐπὶ τὴν ἕδραν. Ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τούτου ἕπεται ὅτι ἡ κατεύθυνσις τῆς κυρίας τομῆς ὡς πρὸς δοθεῖσαν ἕδραν εἶνε ἐντελῶς καθωρισμένη ἐκτὸς τῆς περιπτώσεως κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ ἕδρα εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα. Κατὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην πᾶσα κυρία τομὴ τοῦ κρυστάλλου εἶναι καὶ κυρία τομὴ τῆς ἕδρας.

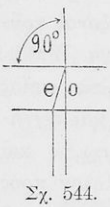
§ 787. ***Τακτικὴ καὶ ἔκτακτος ἀκτίς.*** Ἂν μεταβάλλοντες τὸ ἐπίπεδον καὶ τὴν γωνίαν προσπτώσεως παρακολουθήσωμεν τὴν σχέσιν τῆς διευθύνσεως τῶν διαθλωμένων ἀκτίνων πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας μονάξονος κρυστάλλου, εὑρίσκομεν ὅτι ἐκ τῶν διαθλωμένων ἀκτίνων ἡ μὲν μία, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ πρόσπτωσις καὶ ἡ ὡς πρὸς τὸν κρύσταλλον θέσις τῆς διαθλώσης ἐπιφανείας, ἀκολουθεῖ τοὺς νόμους τῆς ἁπλῆς διαθλάσεως, δηλ. τὸ ἐπίπεδον διαθλάσεως εἶναι κάθετον ἐπὶ τὴν θλῶσαν ἐπιφάνειαν καὶ ὁ λόγος τῶν ἡμιτόνων τῶν γωνιῶν προσπτώσεως καὶ διαθλάσεως εἶναι σταθερός, ἡ δὲ ἄλλη ἀκτὶς δὲν ἀκολουθεῖ τοὺς νόμους τούτους. Δηλ. οὔτε κεῖται ἐπὶ τοῦ ὑπὸ τῆς προσπιπτούσης καὶ τῆς καθέτου ὁριζομένου ἐπιπέδου, οὔτε ὁ λόγος τῶν ἡμιτόνων τῶν δύο γωνιῶν εἶναι σταθερός, ἀλλὰ μεταβάλλεται μετὰ τῆς διευθύνσεως τῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

προσπτώσεως, οὕτως ὥστε δὲν ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ λόγος περὶ σταθεροῦ δείκτου διαθλάσεως διὰ τὴν ἀκτῖνα ταύτην.

Τὴν ἀκτῖνα, ἡ ὁποία ἀκολουθεῖ τοὺς νόμους τῆς ἁπλῆς διαθλάσεως ὀνομάζομεν *τακτικὴν* καὶ τὴν παριστῶμεν διὰ τοῦ συμβόλου o (ordinaire) τὴν δὲ ἀκτῖνα, ἡ ὁποία δὲν ἀκολουθεῖ τοὺς ἁπλοῦς τούτους νόμους, ὀνομάζομεν *ἔκτακτον* καὶ τὴν παριστῶμεν διὰ τοῦ συμβόλου e (extraordinaire).

Ἡ διαφορὰ τῆς τακτικῆς καὶ τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος γίνεται κυρίως ἀντιληπτὴ ὅταν τὸ φῶς προσπίπτῃ καθέτως ἐπὶ ἐπιφάνειαν τοῦ κρυστάλλου, ἡ ὁποία δὲν εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα οὔτε παράλληλος πρὸς αὐτὸν (σχ. 544). Τότε ἡ μὲν τακτικὴ ἀκτὶς διαδίδεται ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης, συμφώνως πρὸς τοὺς νόμους τῆς ἁπλῆς διαθλάσεως, ἡ δὲ ἔκτακτος ἐκτρέπεται, μολονότι ἡ πρόσπτωσις εἶναι κάθετος.



Σχ. 544.

§ 788. ***Πόλωσις τῆς τακτικῆς καὶ τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος.*** Ἂν ἐξετάσωμεν κατὰ τὸν εἰς τὴν § 774 περιγραφέντα τρόπον τὸ διά τινος κρυστάλλου διελθὸν φῶς, εὑρίσκομεν ὅτι αἱ δύο ἀκτῖνες, ἡ τακτικὴ καὶ ἡ ἔκτακτος, εἶναι ὁλικῶς πεπολωμέναι καὶ τὰ ἐπίπεδα πολώσεως αὐτῶν εἶναι κατὰ μεγίστην προσέγγισιν κάθετα ἐπ' ἄλληλα.

Ἐκ τῆς ἀκριβοῦς ἐρεύνης τῶν ὀπτικῶν φαινομένων ἐντὸς κρυσταλλικῶν μέσων προκύπτει ὅτι ἐντὸς μονάξονος κρυστάλλου κατὰ πᾶσαν διεύθυνσιν μὴ συμπίπτουσαν πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα διαδίδονται δύο ἀκτῖνες ὁλικῶς πεπολωμέναι ἐπὶ ἐπιπέδων ἀκριβῶς καθέτων. Καὶ τῆς μὲν τακτικῆς ἀκτῖνος τὸ ἐπίπεδον πολώσεως συμπίπτει πρὸς τὴν κυρίαν τομὴν τῆς δὲ ἐκτάκτου εἶναι κάθετον ἐπὶ τὴν κυρίαν τομήν. Κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος τὸ φῶς διαδίδεται, καθὼς καὶ ἀνωτέρω ἐξετέθη, ὡς ἐντὸς ἰσοτρόπου μέσου.

§ 789. ***Σφαῖρα καὶ ἐλλειψοειδὲς ταχύτητος.*** Ἡ διάδοσις τοῦ φωτὸς ἐντὸς τῶν κρυστάλλων ἀκολουθεῖ νόμους ἐκ πρώτης ὄψεως τόσον πολυπλόκους, ὥστε καὶ ἡ ἁπλῆ αὐτῶν φαινομενολογικὴ περιγραφὴ θὰ ἦτο πολὺ δύσκολος. Διὰ τοῦτο θὰ ἐκθέσωμεν συντόμως τὰ στοιχεῖα τῆς θεωρίας τῆς διαδόσεως τοῦ φωτὸς ἐντὸς μοναξόνων κρυστάλλων, τὰ ὁποῖα θὰ μᾶς βοηθήσουν εἰς τὴν περιγραφὴν καὶ κατανόησιν τῶν παρατηρουμένων φαινομένων.

Εἰς τὰ ἰσότροπα μέσα, ὡς γνωστόν, τὰ σημεῖα, εἰς τὰ ὁποῖα φθάνει τὸ ἐκ-

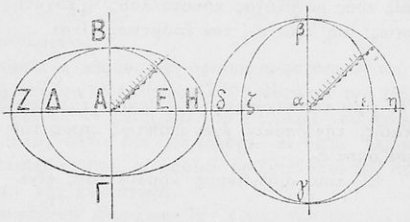
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τινος σημείου προερχόμενον φῶς μετὰ πάροδον ὡρισμένου χρόνου κεῖνται ἐπὶ σφαιρικῆς ἐπιφανείας δηλ. τὸ *μέτωπον τοῦ στοιχειώδους φωτεινοῦ κύματος* εἶναι σφαιρικόν (*).

Ἂν ἐντὸς κρυστάλλου ὑπάρχῃ φωτεινὴ πηγή, διαδίδεται ἐξ αὐτῆς τὸ φῶς κατὰ μὲν τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος μὲ ἐνιαίαν ταχύτητα, ὅπως καὶ ἐντὸς τῶν ἰσοτρόπων μέσων, κατὰ πᾶσαν δὲ ἄλλην διεύθυνσιν μὲ δύο διαφόρους ταχύτητας, μὲ ἄλλην δηλ. ταχύτητα ἡ τακτικὴ ἀκτὶς καὶ μὲ ἄλλην ἡ ἔκτακτος.

Καὶ περὶ μὲν τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος γνωρίζομεν ὅτι ἀκολουθεῖ τοὺς νόμους τῆς ἁπλῆς διαθλάσεως μὲ σταθερὸν δείκτην διαθλάσεως ἐξ οὗ ἕπεται ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως αὐτῆς εἶναι σταθερά, ἀνεξάρτητος δηλ. τῆς διευθύνσεως. Τὸ μέτωπον τοῦ στοιχειώδους κύματος λοιπὸν διὰ τὴν τακτικὴν ἀκτῖνα εἶναι σφαιρικόν.

Ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς διαδίδεται κατὰ διαφόρους διευθύνσεις μὲ διάφορον ταχύτητα καὶ ἑπομένως δι' αὐτὴν τὸ μέτωπον τοῦ κύματος δὲν εἶναι σφαιρικόν. Δεχόμεθα (Huyghens), καὶ τὰ ἐκ τῆς ἐκδοχῆς ταύτης συμπεράσματα δὲν ἀντιφάσκουν πρὸς τὴν παρατήρησιν, ὅτι τὸ μέτωπον τοῦ κύματος ἔχει τὴν μορφὴν ἐλλειψοειδοῦς ἐκ περιστροφῆς περὶ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα. Τὸ ἐλλειψοειδὲς τοῦτο, ἐπίμηκες ἢ πλατύ, ἐφάπτεται τῆς σφαίρας, ἡ ὁποία ἀποτελεῖ τὸ μέτωπον τοῦ συγχρόνως ἀναχωρήσαντος τακτικοῦ κύματος, εἰς τὰ σημεῖα, ὅπου αὕτη τέμνει τὸν ὀπτικὸν ἄξονα. Ἂν λοιπὸν εἶναι ΒΓ (σχ. 545) ὁ διὰ τοῦ σημείου Α διερχόμενος ὀπτικὸς ἄξων, ἡ σφαῖρα ΖΔΑΓΕ, παριστᾷ τὸ μέτωπον τοῦ τακτικοῦ κύματος, τὸ δὲ ἐλλειψοειδὲς ΒΖΓΗ, πλατὺ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην, παριστᾷ τὸ μέτωπον τοῦ ἐκτάκτου κύματος. Κρύσταλλοι, εἰς τοὺς ὁποίους τὸ ἐλλειψοειδὲς τοῦ ἐκτάκτου κύματος περιβάλλει τὴν σφαῖραν τοῦ τακτικοῦ, ὀνομάζονται *ἀρνητικοί*, κρύσταλλοι δέ, εἰς τοὺς ὁποίους τὸ ἐλλειψοειδὲς περιέχεται ἐντὸς τῆς σφαίρας, ὅπως τὸ βζγη, ὀνομάζονται *θετικοί*.



Σχ. 544.

Εἰς τοὺς ἀρνητικοὺς κρυστάλλους ἡ ταχύτης τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος εἶναι ἴση μὲν πρὸς τὴν ταχύτητα τῆς τακτικῆς κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος (ΑΒ ἢ ΑΓ) *μεγαλυτέρα* δὲ κατὰ πᾶσαν ἄλλην διεύθυνσιν, ὅπως ἀπὸ τὸ σχῆμα φαίνεται. Τὴν *μεγίστην* ταχύτητα ἔχει ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς καθέτως πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα (ΑΕΗ, ΑΔΖ). Τοιοῦτοι κρύσταλλοι εἶναι τὰ ρομβόεδρα τῆς Ἰσλανδικῆς κρυστάλλου.

Εἰς τοὺς θετικοὺς κρυστάλλους ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς ἔχει ταχύτητα ἴσην μὲν πρὸς τὴν ταχύτητα τῆς τακτικῆς κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος (αβ, αγ) *μικροτέραν* δὲ κατὰ πᾶσαν ἄλλην διεύθυνσιν. Ἡ ταχύτης τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος εἶναι *ἐλαχίστη* καθέτως πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα (αηε, αζδ). Τοιοῦτοι εἶναι οἱ κρύσταλλοι τοῦ χαλαζίου (SiO_2, ἑξαγωνικὸν σύστημα).

(*) Κυρίως πρόκειται ἐνταῦθα περὶ τῆς ταχύτητος διαδόσεως τῶν φάσεων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 790. ***Δείκται διαθλάσεως.*** Ἐκ τῆς θεωρίας τῆς διαδόσεως κυμάτων ἐντὸς ἰσοτρόπων μέσων προκύπτει ὅτι ὁ δείκτης διαθλάσεως ν_{II}^{I} τοῦ μέσου II ὡς πρὸς τὸ μέσον I ἰσοῦται πρὸς τὸν λόγον τῶν ταχυτήτων c_1, c_2 τῆς διαδόσεως τῶν κυμάτων ἐντὸς τῶν δύο μέσων, εἶναι δηλ. (πρβλ. Τ. Α΄. § 333).

$$\nu_{II}^{I} = \frac{c_1}{c_2}$$

Ἂν ὡς πρῶτον μέσον λάβωμεν τὸ κενὸν (ταχύτης c) ἔχομεν τὸν ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως τοῦ μέσου II ἐκ τῆς σχέσεως

$$\nu = \frac{c}{c_2}$$

Ἀντιστοίχως ὀνομάζομεν δείκτας διαθλάσεως ν'_o, ν'_e κρυσταλλικοῦ τινος μέσου κατά τινα διεύθυνσιν διὰ τὴν τακτικὴν καὶ τὴν ἔκτακτον ἀκτῖνα τοὺς λόγους τῆς ταχύτητος c τοῦ φωτὸς ἐντὸς τοῦ κενοῦ πρὸς τὰς ταχύτητας c'_o καὶ c'_e τῆς τακτικῆς καὶ τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου κατὰ τὴν δοθεῖσαν διεύθυνσιν. Εἶναι λοιπὸν

$$\nu'_o = \frac{c}{c'_o} \qquad \nu'_e = \frac{c}{c'_e}$$

Εἰς τοὺς μονάξονας κρυστάλλους ἡ ταχύτης c'_o εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς διευθύνσεως, ἴση πρὸς c_o, καὶ ἐπόμενως εἶναι

$$\nu_o = \frac{c}{c_o} = \text{σταθ.}$$

Ἡ τιμὴ τῆς ταχύτητος c'_e κυμαίνεται μεταξὺ δύο ἄκρων τιμῶν· τῆς c_o καὶ τῆς τιμῆς, τὴν ὁποίαν ἔχει καθέτως πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα καὶ τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν c_e.

Εἰς τοὺς ἀρνητικοὺς κρυστάλλους εἶνε

$$c_o < c'_e < c_e$$

εἰς δὲ τοὺς θετικοὺς

$$c_o > c'_e > c_e$$

Ἂν ὀνομάσωμεν ν_e τὸν δείκτην διαθλάσεως τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος καθέτως πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα, ἔχομεν τὰς σχέσεις

$$\nu_o > \nu'_e > \nu_e \quad \text{(ἀρνητικοὶ κρύσταλλοι)}$$

$$\nu_o < \nu'_e < \nu_e \quad \text{(θετικοὶ κρύσταλλοι)}$$

Εἰς τὴν ἰσλανδικὴν κρύσταλλον εἶναι διὰ τὸ φῶς τοῦ Νατρίου

$$\nu_o = 1{,}6584 \qquad \nu_e = 1{,}4864$$

Εἰς δὲ τὸν χαλαζίαν

$$\nu_o = 1{,}5445 \qquad \nu_e = 1{,}5533.$$

§ 791. ***Γραφικὴ κατασκευὴ τῶν διαθλωμένων ἀκτίνων κατὰ τὴν μέθοδον τοῦ Huyghens.*** Εἰς τὴν ἀκουστικὴν (Τ. Α΄. § 333. σχ. 271) ἐγνωρίσαμεν τρόπον, διὰ τοῦ ὁποίου, στηριζόμενοι ἐπὶ τῆς ἀρχῆς τοῦ Huyghens, κατασκευάζομεν τὸ διαθλώμενον κῦμα ἐντὸς ἰσοτρόπου μέσου.

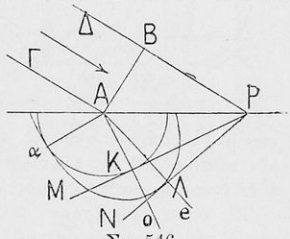
Κατ' ἀνάλογον τρόπον ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν τὰ διαθλώμενα κύματα μὲ τὴν βοήθειαν τῶν διαγραμμάτων τοῦ σχ. 545. Ἔστω π. χ. ΑΡ (σχ. 546) τὸ ὕψος τῆς ἐπιφανείας μονάξονος ἀρνητικοῦ κρυστάλλου, ἡ ὁποία εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος. Ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ταύτης προσπίπτει κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ βέλους ἐπίπεδον κῦμα, τοῦ ὁποίου ἰσοφασικὴ ἐπιφάνεια εἶναι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἡ ΑΒ. Καθ' ὃν χρόνον ἐκ τοῦ Β ἡ φάσις φθάνει εἰς τὸ Ρ, τὸ ἐκ τοῦ Α προερχόμενον στοιχειῶδες κῦμα θὰ προχωρήσῃ, οὕτως ὥστε αἱ ἰσοφασικαὶ ἐπιφάνειαι διὰ τὴν τακτικὴν καὶ ἔκτακτον ἀκτῖνα νὰ ἔχουν τὴν εἰς τὴν § 779 περιγραφεῖσαν μορφήν, ὅπως εἰς τὸ σχ. 544 φαίνεται. Ὁ ἄξων Αα τοῦ ἐλλειψοειδοῦς, συμπίπτων μὲ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα τοῦ κρυστάλλου, δὲν εὑρίσκεται ἐν γένει ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος, ὑφίσταται δὲ ἡ σχέσις

$$BP : A\alpha = v_0$$

Ἂν ἀπὸ Ρ φέρωμεν ἐπίπεδα κάθετα ἐπὶ τὸ ἔπίπεδον τοῦ σχήματος καὶ ἐφαπτόμενα τῆς σφαίρας καὶ τοῦ ἐλλειψοειδοῦς, τὰ ΡΜ καὶ ΡΝ, ταῦτα θὰ εἶναι τὰ ἰσοφασικὰ ἐπίπεδα διὰ τὸ τακτικὸν καὶ ἔκτακτον κῦμα ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου.

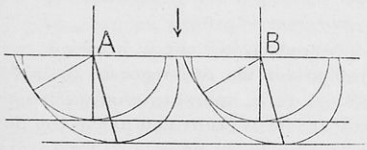


Σχ. 546.

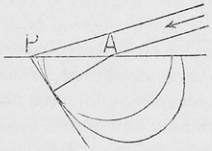
Τὴν διεύθυνσιν τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος εὑρίσκομεν φέροντες ἐκ τοῦ Α τὴν εὐθεῖαν ΑΚ πρὸς τὸ σημεῖον Κ, εἰς τὸ ὁποῖον τὸ ἐπίπεδον ΡΜ ἐφάπτεται τῆς σφαίρας. Τὸ σημεῖον Κ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος καὶ ἑπομένως τὸ ἐπίπεδον διαθλάσεως εἶναι κάθετον ἐπὶ τὴν διαθλῶσαν ἐπιφάνειαν, ἰσχύει δέ, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν § 333 καὶ ὁ νόμος τοῦ Snell μὲ τὸν σταθερὸν δείκτην διαθλάσεως v_0.

Τὴν διεύθυνσιν τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος εὑρίσκομεν ὁμοίως φέροντες ἐκ τοῦ Α εὐθεῖαν πρὸς τὸ σημεῖον Λ, εἰς τὸ ὁποῖον τὸ ἐπίπεδον ΡΝ ἐφάπτεται τοῦ ἐλλειψοειδοῦς. Τὸ σημεῖον τοῦτο δὲν κεῖται ἐν γένει ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος καὶ διὰ τοῦτο ἡ διαθλωμένη ἔκτακτος ἀκτὶς δὲν εὑρίσκεται ἐν γένει ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τῆς προσπτώσεως, τοῦ ἐπιπέδου δηλ. τὸ ὁποῖον ὁρίζεται ἀπὸ τὴν προσπίπτουσαν ἀκτῖνα καὶ τὴν κάθετον τῆς ἐπιφανείας.

Ἀξιοσημείωτον εἶνε ὅτι ἡ ἰσοφασικὴ ἐπιφάνεια δὲν εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα καὶ διὰ τοῦτο ἡ ταχύτης μὲ τὴν ὁποίαν τὸ ἰσοφασικὸν ἐπίπεδον μετατίθεται παραλλήλως πρὸς ἑαυτὸ δὲν εἶναι ἴση μὲ τὴν ταχύτητα τῆς ἀντιστοίχου ἀκτῖνος. Εἰς τὸ σχ. 547 παριστᾶται ἡ περίπτωσις τῆς καθέτου προσπτώσεως,



Σχ. 547.

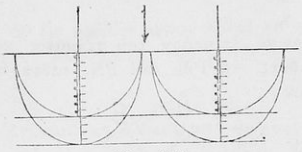


Σχ. 548.

ὅταν ὁ ὀπτικὸς ἄξων δὲν εἶναι οὔτε κάθετος ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν οὔτε παράλληλος πρὸς αὐτήν. Ἐκ τοῦ σχήματος φαίνεται ἀμέσως ὅτι, ἀφοῦ ἐκ τῶν σημείων Α καὶ Β ἀναχωρεῖ συγχρόνως ἡ φάσις, τὰ ἰσοφασικὰ ἐπίπεδα τῶν δύο κυμάτων ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου θὰ εἶναι παράλληλα πρὸς τὴν θλῶσαν ἕδραν, θὰ προχωροῦν ὅμως μὲ διαφόρους ταχύτητας καὶ ἡ μὲν τακτικὴ ἀκτὶς θὰ εἶναι συνέχεια τῆς προπιπτούσης ἡ δὲ ἔκτακτος θὰ σχηματίζῃ γωνίαν μὲ τὴν προσπίπτουσαν μολονότι ἡ πρόσπτωσις εἶναι κάθετος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

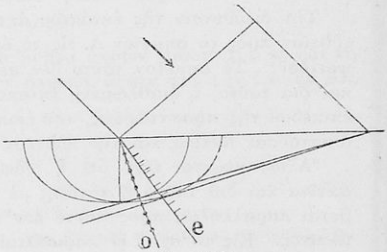
Εἰς τὸ σχ. 548 ἡ πρόσπτωσις γίνεται ἐπὶ κυρίας τομῆς καὶ ὑπὸ τοιαύτην γωνίαν ὥστε τὸ ἐκ τοῦ P ἐπίπεδον νὰ ἐφάπτεται τῆς σφαίρας καὶ τοῦ ἐλλειψοειδοῦς εἰς τὸ σημεῖον τῆς ἐπαφῆς των. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἓν μόνον κῦμα διαδίδεται ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου καὶ ἡ διαθλωμένη ἀκτίς, κάθετος ἐπὶ τὴν ἰσοφασικὴν ἐπιφάνειαν, ἔχει τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος Κατὰ τὴν διεύθυνσιν λοιπὸν ταύτην τὸ φῶς διαδίδεται ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου ὅπως ἐντὸς ἰσοτρόπου μέσου.



Σχ. 449.

Εἰς τὸ σχ. 549 ἡ θλῶσα ἕδρα εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα καὶ ἡ πρόσπτωσις κάθετος. Ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου διαδίδονται δύο κύματα μὲ διαφόρους ταχύτητας. Αἱ ἀκτῖνες εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὰς ἰσοφασικὰς ἐπιφανείας, ἀποτελοῦν δηλ. συνέχειαν τῆς προσπιπτούσης, καὶ εἶναι πεπολωμέναι καθέτως πρὸς ἀλλήλας, ἡ μὲν τακτικὴ ἐπὶ τῆς κυρίας τομῆς, παραλλήλως δηλ. πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα, ἡ δὲ ἔκτακτος καθέτως πρὸς τὴν κυρίαν τομήν.

Εἰς τὸ σχ. 550 ἔχομεν τέλος τὴν θλῶσαν ἐπιφάνειαν κάθετον ἐπὶ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα. Ἂν ἡ πρόσπτωσις εἶναι κάθετος, μία καὶ μόνη ἀκτίς, χωρὶς πόλωσιν. διαδίδεται ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπτώσεως. Ὑπὸ πᾶσαν ἄλλην γωνίαν προσπτώσεως ἔχομεν ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου δύο ἀκτῖνας πεπολωμένας τὴν μὲν τακτικὴν ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου προσπτώσεως, τὸ ὁποῖον συμπίπτει μὲ τὴν κυρίαν τομήν, τὴν δὲ ἔκτακτον καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῆς προσπτώσεως.



Σχ. 550.

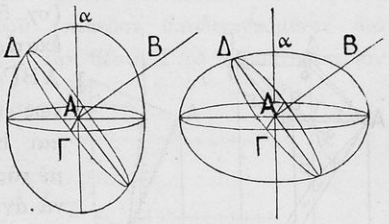
§ 792. *Μηχανικὴ ἐξήγησις τῆς διπλῆς διαθλάσεως τῶν μοναξόνων κρυστάλλων.* Εἰς τὴν § 724 (σελ. 200) εἴδομεν ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως ἐλαστικῶν κυμάτων εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν τετραγωνικὴν ρίζαν σταθερᾶς τινος Α χαρακτηριστικῆς τῆς ἐλαστικότητος τοῦ μέσου καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος τῆς τετραγωνικῆς ρίζης τῆς πυκνότητος αὐτοῦ, καὶ ὅτι πρὸς μηχανικὴν ἐξήγησιν τῆς διαδόσεως τοῦ φωτὸς δεχόμεθα τὴν ὕπαρξιν ἰδίου ἐλαστικοῦ μέσου τοῦ αἰθέρος, ἐντὸς τοῦ ὁποίου διαδίδονται τὰ φωτεινὰ κύματα ὡς κύματα ἐλαστικότητος.

Τὰ φαινόμενα τῆς πολώσεως μᾶς ἀναγκάζουν νὰ δεχθῶμεν ὅτι τὰ φωτεινὰ κύματα δὲν εἶναι κύματα πυκνότητος ἀλλ' ὅτι αἱ δονήσεις τοῦ αἰθέρος εἶναι ἐγκάρσιαι. Ἡ ταχύτης τῶν φωτεινῶν κυμάτων θὰ χαρακτηρίζεται φυσικὰ ἀπὸ τὴν τιμὴν τῆς σταθερᾶς Α, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν ἁπλῶς ἐλαστικότητα τοῦ αἰθέρος, κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῶν κραδασμῶν τοῦ αἰθέρος. Ἐπειδὴ δὲ ἡ τιμὴ τῆς ἐλαστικότητος ἠμπορεῖ νὰ εἶναι διάφορος κατὰ διαφόρους διευθύνσεις, καθέτους ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα, ἐξηγεῖται ἐκ τούτου τὸ ὅτι τὸ φῶς ἠμπορεῖ νὰ διαδίδεται κατὰ τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν μὲ διαφόρους ταχύτητας.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Αἱ σκέψεις αὗται ἀποτελοῦν τὴν βάσιν τῆς ἐλαστικῆς θεωρίας τοῦ Fresnel. Ἐπὶ παντὸς ἐπιπέδου δηλ. ἀποδεικνύεται ὅτι δύο μόνον δυναταὶ διευθύνσεις δονήσεων ὑπάρχουν, κάθετοι ἐπ' ἀλλήλας. Ἂν λοιπὸν φέρωμεν ὅλα τὰ διά τινος σημείου διερχόμενα ἐπίπεδα καὶ ἐπὶ ἑκάστου ἐξ αὐτῶν δύο εὐθείας παραλλήλους πρὸς τὰς δυνατὰς διευθύνσεις τῶν κραδασμῶν καὶ μήκους ἑκατέρωθεν ἀναλόγου πρὸς τὰς εἰς τὰς διευθύνσεις τῶν κραδασμῶν ἀντιστοιχούσας ταχύτητας διαδόσεως ἐπιπέδου κύματος, δεικνύεται ὅτι τὰ ἄκρα

τῶν τμημάτων τούτων θὰ εὑρίσκωνται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ἐλλειψοειδοῦς ἐκ περιστροφῆς, τοῦ ὁποίου ὁ ἄξων ἔχει τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος τοῦ κρυστάλλου καὶ τὸ ὁποῖον εἶναι ἐπίμηκες μὲν εἰς τοὺς ἀρνητικοὺς κρυστάλλους, πλατὺ δὲ εἰς τοὺς θετικούς (σχ. 551). Τὸ ἐλλειψοειδὲς τοῦτο ὀνομάζομεν ἐλλειψοειδὲς ἐλαστικότητος.



Σχ. 551.

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὸν τρόπον τῆς διαδόσεως τοῦ φωτὸς κατά τινα διεύθυνσιν, ἔστω τὴν ΒΑ, φέρομεν διὰ τοῦ κέντρου Α τοῦ ἐλλειψοειδοῦς ἐλαστικότητος ἐπίπεδον κάθετον ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν ΒΑ. Τὸ ἐπίπεδον τοῦτο τέμνει ὡς γνωστὸν τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἐλλειψοειδοῦς εἰς ἔλλειψιν, τῆς ὁποίας ὁ μὲν εἷς ἄξων, ὁ ΑΔ, εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ΒΑα, δηλ. ἐπὶ τῆς κυρίας τομῆς τῆς ὁριζομένης ὑπὸ τῆς ἀκτῖνος ΒΑ, ὁ δὲ ἄλλος, ὁ ΑΓ, εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν κυρίαν ταύτην τομήν.

Τὸ μῆκος τοῦ ἡμιάξονος ΑΓ εἶναι σταθερόν, ἴσον πρὸς τὸ μῆκος τῆς ἀκτῖνος τοῦ ἰσημερινοῦ τοῦ ἐλλειψοειδοῦς, τὸ δὲ μῆκος τοῦ ἡμιάξονος ΑΔ κυμαίνεται μεταξὺ τῶν ἄκρων τιμῶν ΑΓ καὶ Αα. Εἰς τοὺς ἀρνητικοὺς κρυστάλλους εἶναι ΑΓ<ΑΔ εἰς δὲ τοὺς θετικοὺς εἶναι ΑΓ>ΑΔ.

Κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Fresnel δονήσεις τοῦ αἰθέρος εἶναι δυναταὶ μόνον κατὰ τὰς διευθύνσεις τῶν ἀξόνων τῆς ἐλλείψεως. Εἰς τὰς δονήσεις κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΑΓ ἀντιστοιχεῖ ἡ ταχυτικὴ ἀκτίς, πεπολωμένη ἐπὶ τῆς κυρίας τομῆς καὶ διαδιδομένη μὲ σταθερὰν ταχύτητα. Εἰς τὰς δονήσεις κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΑΛ ἀντιστοιχεῖ ἡ ἔκτακτος ἀκτίς, πεπολωμένη καθέτως πρὸς τὴν ταχυτικὴν καὶ διαδιδομένη μὲ ταχύτητα ποικίλουσαν μεταξὺ δύο ἄκρων τιμῶν.

Ἂν ἡ ἀκτὶς διαδίδεται κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος, ἡ τομὴ τοῦ ἐλλειψοειδοῦς ὑπὸ τοῦ καθέτου ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα ἐπιπέδου εἶναι περιφέρεια κύκλου. Ἐξαιρετικαὶ διευθύνσεις δὲν ὑπάρχουν καὶ διὰ τοῦτο αἱ δονήσεις τοῦ αἰθέρος εἶναι δυναταὶ καθ' ὅλας τὰς καθέτους ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα διευθύνσεις. Τὸ φῶς διαδίδεται χωρὶς πόλωσιν καὶ μὲ ἐνιαίαν ταχύτητα.

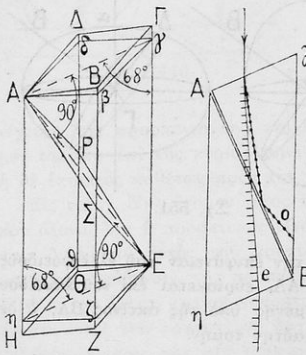
Ἡ περαιτέρω ἐπεξεργασία τῆς θεωρίας τοῦ Fresnel θὰ παρεῖλκε.

§ 793. ***Πολωταὶ διὰ διπλῆς διαθλάσεως. Πρίσμα τοῦ Nicol.*** Ἡ διπλῆ διάθλασις συνοδεύεται πάντοτε, καθὼς εἴδομεν, ἀπὸ ὁλικὴν πόλωσιν τῶν δύο ἀκτίνων. Ἂν κατορθώσωμεν ἀπὸ τὰς δύο ἀκτῖνας, εἰς τὰς ὁποίας διχάζεται τὸ διὰ διπλοθλαστικοῦ κρυστάλλου

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διερχόμενον φῶς, νὰ ἀπομακρύνωμεν ὁπωσδήποτε τὴν μίαν, εἴτε τὴν τακτικὴν εἴτε τὴν ἔκτακτον, ὁ κρύσταλλος ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ὡς πολωτής.

Ἐκ τῶν πολωτῶν, οἱ ὁποῖοι λειτουργοῦν κατὰ τὸν τρόπον τοῦτον, ἀναφέρομεν τὸ πρίσμα τοῦ Nicol. Ἀποτελεῖται τοῦτο ἀπὸ σχισμογενὲς ρομβόεδρον ἰσλανδικῆς κρυστάλλου ΑΒΓΔ ΕΖΗΘ (σχ. 552), τοῦ ὁποίου ἀποκόπτονται ἑκατέρωθεν τὰ σφηνοειδῆ τμήματα ΑΒΓΔ Αβγδ καὶ ΕΖΗΘ Εζηθ, οὕτως ὥστε αἱ σχισμογενεῖς ἕδραι ΑΒΓΔ καὶ ΕΖΗΘ, αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν μὲ τὰς ἀκμὰς ΑΗ καὶ ΓΕ γωνίας 72^0 νὰ ἀντικατασταθοῦν ἀπὸ τὰς τεχνητὰς ἕδρας Αβγδ καὶ Εζηθ, αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν μὲ τὰς ἀκμὰς ΑΗ καὶ ΓΕ γωνίας 68^0. Ὁ κρύσταλος κόπτεται εἰς δύο μέρη κατὰ τὸ ἐπίπεδον ΑΡΕΣ, κάθετον ἐπὶ τὰς ἕδρας Αβγδ καὶ Εζηθ, καὶ τὰ δύο ἡμίση συγκολλῶνται πάλιν διὰ βαλσάμου τοῦ Καναδᾶ, τοῦ ὁποίου ὁ δείκτης διαθλάσεως εἶναι μεγαλύτερος μὲν τοῦ δείκτου διαθλάσεως ν'_e τοῦ πρίσματος διὰ τὴν κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΑΗ περίπου διαδιδομένην ἔκτακτον ἀκτῖνα, μικρότερος δὲ τοῦ δ. δ. ν_0 διὰ τὴν τακτικὴν ἀκτῖνα. Ἡ κυρία τομὴ ὡς πρὸς τὰς ἕδρας Αβγδ καὶ Εζηθ εἶναι παράλληλος πρὸς τὸ ἐπίπεδον ΑγΕη.



Σχ. 552.

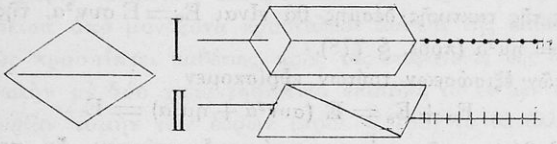
Ἂν προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ πρίσματος τοῦ Nicol φυσικὴ ἀκτὶς κατὰ τὴν διεύθυνσιν Αη (σχ. 552), εἰσερχομένη εἰς αὐτὸ διχάζεται εἰς τακτικὴν ἀκτῖνα, πεπολωμένην ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου ΑγΕη, καὶ εἰς ἔκτακτον, πεπολωμένην καθέτως ἐπ' αὐτό. Καὶ ἡ μὲν τακτικὴ ἀκτίς, διὰ τὴν ὁποίαν ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ πρίσματος εἶναι μεγαλύτερος τοῦ δείκτου διαθλάσεως τοῦ βαλσάμου τοῦ Καναδᾶ, προσπίπτουσα ἐπὶ τῆς ἕδρας ΑΕ ὑπὸ γωνίαν μεγαλυτέραν τῆς ὁρικῆς ἀνακλᾶται ὁλικῶς καὶ ἀπορροφᾶται ὑπὸ τῶν τοιχωμάτων τῆς θήκης τοῦ πρίσματος, ἡ δὲ ἔκτακτος ἀκτὶς διέρχεται χωρὶς αἰσθητὴν ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεώς της τὸ στρῶμα τοῦ βαλσάμου, εἰσέρχεται εἰς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ δεύτερον ἥμισυ τοῦ πρίσματος καὶ ἐξέρχεται ἐκ τῆς ἀπέναντι ἕδρας.

Οὕτω τὸ προσπίπτον φυσικὸν φῶς πολοῦται ὁλικῶς ἐπὶ ἐπιπέδου καθέτου ἐπὶ τὸ ΑγΕη. Τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον λοιπὸν τοῦ πρίσματος τοῦ Nicol εἶναι τὸ δβζθ.

Εἰς τὸ σχ. 553 παριστᾶται τὸ πρίσμα τοῦ Nicol κατὰ πρόσοψιν μὲ τὸ χαρακτηριστικὸν αὐτοῦ ἐπίπεδον ὑποδεικνυόμενον διὰ γραμμῆς, καὶ ἐκ τῶν πλαγίων. Εἰς τὴν θέσιν I τὸ χαρακτηριστικὸν



Σχ. 553.

ἐπίπεδον εἶναι παράλληλον πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος, εἰς τὴν θέσιν II εἶναι κάθετον ἐπ᾽ αὐτό.

Ὁ Foucault κατεσκεύασε πολωτὴν ἀπὸ ἰσλανδικὴν κρύσταλλον μὲ ἄλλας γωνίας, εἰς τὸν ὁποῖον μεταξὺ τῶν δύο ἡμίσεων τοῦ πρίσματος ὑπάρχει ἀήρ. Ἀναφέρομεν ἀκόμη τὸν πολωτὴν τοῦ Glan, ἐπίσης μὲ διάμεσον ἀέρα.

§ 794. ***Ἐπίδειξις τῶν φαινομένων τῆς διπλῆς διαθλάσεως διὰ ρομβοέδρων ἰσλανδικῆς κρυστάλλου.*** Τὰ φαινόμενα τῆς διπλῆς διαθλάσεως δεικνύονται σαφέστατα μὲ τὴν βοήθειαν δύο πλακῶν ἰσλανδικῆς κρυστάλλου περατουμένων εἰς ἕδρας ρομβοέδρου.

Ἂν διὰ συγκλίνοντος φακοῦ προβάλωμεν ἐπὶ διαφράγματος κυκλικὴν ὀπὴν ἰσχυρῶς φωτιζομένην καὶ παρενθέσωμεν εἰς τὸν δρόμον τοῦ φωτὸς μίαν τῶν πλακῶν τῆς ἰσλανδικῆς κρυστάλλου, παρατηροῦμεν ὅτι ἀναφαίνονται ἐπὶ τοῦ διαφράγματος δύο εἴδωλα τῆς σχισμῆς. Ἂν τώρα στρέφωμεν τὸν κρύσταλλον περὶ τὴν διερχομένην δέσμην ὡς ἄξονα, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ μὲν ἓν τῶν εἰδώλων μένει σχεδὸν ἀκίνητον ἐπὶ τοῦ διαφράγματος (δέσμη ο) τὸ δὲ ἄλλο περιστρέφεται πέριξ τοῦ πρώτου (δέσμη ε, πρβλ. τὸ σχ. 544). Παρενθέτοντες μεταξὺ τοῦ κρυστάλλου καὶ τοῦ διαφράγματος ἀναλύτην, π. χ. κάτοπτρον ἢ πρίσμα τοῦ Nicol, πιστοποιοῦμεν ὅτι εἰς τὴν μεγί-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

στην φωτεινότητα τοῦ ἑνὸς εἰδώλου ἀντιστοιχεῖ κατάσβεσις τοῦ ἄλλου καὶ ὅτι ἑπομένως ἡ τακτικὴ καὶ ἡ ἔκτακτος δέσμη εἶναι πεπολωμέναι καθέτως ἐπ' ἀλλήλας. Ἂν πρὸς φωτισμὸν τῆς ὀπῆς μεταχειρισθῶμεν πεπολωμένον φῶς, παρατηροῦμεν περιστρέφοντες τὸν κρύσταλλον αὐξομειώσεις τῆς φωτεινότητος τῶν εἰδώλων καὶ εἰς τὴν μεγίστην φωτεινότητα τοῦ ἑνὸς ἀντιστοιχεῖ πάλιν τελεία κατάσβεσις τοῦ ἄλλου.

Ἐὰν τὸ προσπίπτον φῶς ἔχῃ ἔντασιν Ε καὶ τὸ ἐπίπεδον πολώσεως αὐτοῦ σχηματίζῃ μὲ τὴν κυρίαν τομὴν τῆς πλακὸς γωνίαν α, ἡ ἔντασις τῆς τακτικῆς δέσμης θὰ εἶναι $E_o = E\,συν^2α$, τῆς δὲ ἐκτάκτου $E_e = ημ^2α$ (πρβλ. § 778).

Ἐκ τῶν ἐξισώσεων τούτων εὑρίσκομεν

$$E_o + E_e = E\,(συν^2α + ημ^2α) = E$$

Τὴν ὀρθότητα τῆς σχέσεως ταύτης δεικνύομεν ἂν προβάλωμεν ὀπὴν ἀρκετὰ μεγάλην, ὥστε τὰ δύο εἴδωλα αὐτῆς ἐν μέρει νὰ καλύπτουν ἄλληλα. Στρέφοντες τὸν κρύσταλλον παρατηροῦμεν τὰς αὐξομειώσεις τῆς φωτεινότητος τῶν δύο εἰδώλων, τὸ κοινὸν ὅμως μέρος αὐτῶν διατηρεῖ ἀμετάβλητον φωτεινότητα.

Ἂν φωτίσωμεν τὴν ὀπὴν διὰ φυσικοῦ φωτὸς καὶ παρενθέσωμεν δύο πλάκας ἰσλανδικῆς κρυστάλλου, παρατηροῦμεν ἐπὶ τοῦ διαφράγματος τέσσαρα εἴδωλα, διότι ὑπὸ τῆς πρώτης πλακὸς τὸ φῶς διχάζεται εἰς δύο δέσμας, ο καὶ e, καὶ σχηματίζονται δύο εἴδωλα τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν ο καὶ e. Αἱ δύο αὗται δέσμαι διερχόμεναι διὰ τῆς δευτέρας πλακὸς διχάζονται ἑκάστη εἰς δύο, ἡ μὲν ο εἰς τὰς οο καὶ οe, ἡ δὲ e εἰς τὰς eο καὶ ee, καὶ οὕτω σχηματίζονται τέσσαρα εἴδωλα: οο, οe, eο, ee.

Ὅταν περιστρέφωμεν τὴν μίαν τῶν πλακῶν, π. χ. τὴν δευτέραν, τὰ μὲν εἴδωλα οο καὶ eο μένουν περίπου ἀκίνητα, τὰ δὲ οe καὶ ee περιστρέφονται περὶ αὐτὰ ἐνῶ ἡ συνδέουσα τὰ κέντρα αὐτῶν εὐθεῖα μένει παράλληλος πρὸς ἑαυτήν. Ὅταν αἱ κύριαι τομαὶ τῶν δύο πλακῶν εἶναι παράλληλοι, ἡ δέσμη ο διέρχεται ἀκωλύτως διὰ τῆς δευτέρας πλακὸς ὡς δέσμη οο, ἐπίσης δὲ καὶ ἡ e ὡς ee. Τὰ εἴδωλα οο καὶ ee ἔχουν τὴν μεγίστην φωτεινότητα τὰ δὲ οe καὶ eο ἐξαφανίζονται. Ὅταν αἱ δύο κύριαι τομαὶ εἶναι κάθετοι πρὸς ἀλλήλας, ἡ μὲν δέσμη ο διέρχεται διὰ τῆς δευτέρας πλακὸς ἀκωλύτως ὡς δέσμη οe, ἡ δὲ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

e ὡς eo. Τὰ εἴδωλα oe καὶ eo ἔχουν λοιπὸν τὴν μεγίστην φωτεινότητα τὰ δὲ oo καὶ ee ἐξαφανίζονται. Εἰς πᾶσαν ἄλλην θέσιν τῶν κρυστάλλων φαίνονται καὶ τὰ τέσσαρα εἴδωλα τῆς ὀπῆς, ἀνὰ δύο μὲ τὴν αὐτὴν φωτεινότητα. Ὅταν αἱ κύριαι τομαὶ σχηματίζουν γωνίαν 45°, τὰ τέσσαρα εἴδωλα ἔχουν ὅλα τὴν αὐτὴν φωτεινότητα.

§ 795. ***Ἀναγνώρισις τῆς ὀπτικῆς ἀνισοτροπίας διὰ τοῦ πεπολωμένου φωτός.*** Καθὼς εἰς προηγουμένας παραγράφους εἴδομεν, ἐντὸς τῶν μοναξόνων κρυστάλλων τὸ φῶς διαδίδεται καθ' ἑκάστην διεύθυνσιν ὑπὸ δύο ἐπίπεδα πολώσεως κάθετα ἐπ' ἄλληλα, ἐξαιρουμένης τῆς διευθύνσεως τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ φῶς διαδίδεται χωρὶς πόλωσιν. Πλὰξ λοιπὸν μὲ παραλλήλους ἐπιπέδους ἕδρας κοπεῖσα ἀπὸ μονάξονα κρύσταλλον καὶ ἐπὶ τῆς ὁποίας παράλληλον φῶς προσπίπτει καθέτως πρὸς τὰς ἐπιφανείας της ἰσοδυναμεῖ πρὸς πολωτὴν μὲ δύο χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα, τὸ ἓν μὲν συμπίπτον μὲ τὴν κυρίαν τομὴν τῶν ἑδρῶν (πρβλ. § 788) τὸ δὲ ἄλλο κάθετον ἐπ' αὐτήν. Ἂν αἱ ἕδραι τῆς πλακὸς εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα, ἰσοδυναμεῖ διὰ κάθετον πρόσπτωσιν αὕτη πρὸς ἰσότροπον σῶμα. Ἂν ὅμως ἡ πρόσπτωσις δὲν εἶναι κάθετος, ἐπειδὴ αἱ ἀκτῖνες δὲν διαδίδονται ἐντὸς τῆς πλακὸς κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος, ἔχομεν πάλιν δύο χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα, τὸ μὲν παράλληλον πρὸς τὸ ἐπίπεδον διαθλάσεως (ἀκτὶς o), τὸ δὲ κάθετον ἐπ' αὐτὸ (ἀκτὶς e). Τὸ ἐπίπεδον διαθλάσεως εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι κοινὸν διὰ τὴν τακτικὴν καὶ τὴν ἔκτακτον ἀκτῖνα.

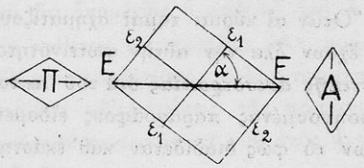
Θεωροῦμεν τώρα πολωτικὴν συσκευὴν τὴν ἀποτελουμένην ἀπὸ πολωτὴν καὶ ἀναλύτην, π. χ. διὰ τὸ εὔχρηστον ἀπὸ δύο πρίσματα τοῦ Nicol, εἰς τὴν ὁποίαν παρατηροῦμεν διὰ τοῦ ἀναλύτου τὸ ὑπὸ τοῦ πολωτοῦ πολούμενον παράλληλον φῶς. Ὅταν τὰ χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα πολωτοῦ καὶ ἀναλύτου εἶναι παράλληλα ἡ ἔντασις τοῦ διερχομένου φωτὸς εἶναι μεγίστη, ὅταν δὲ τὰ ἐπίπεδα εἶναι κάθετα, ὅταν, ὡς λέγομεν, *τὰ πρίσματα εἶναι διεσταυρωμένα*, ἔχομεν ἀπόσβεσιν τοῦ φωτός.

Ἂν μεταξὺ τῶν δύο διεσταυρωμένων πρισμάτων παρενθέσωμεν πλάκα ὀπτικῶς ἰσότροπον, οὐδεμίαν μεταβολὴν παρατηροῦμεν. Ἂν ὅμως παρενθέσωμεν πλάκα ἀπὸ ἀνισότροπον οὐσίαν, παρατηροῦμεν, ἐκτὸς ἐξαιρετικῶν περιπτώσεων, φῶς διερχόμενον διὰ τοῦ ἀναλύτου.

Ἡ ἐξήγησις τοῦ φαινομένου εἶναι ἁπλουστάτη. Ἡ ἀνισότροπος

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πλὰξ ἰσοδυναμεῖ, καθὼς ἀνωτέρω εἴδομεν, πρὸς πολωτὴν μὲ δύο χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα, κάθετα κατὰ μεγίστην προσέγγισιν ἐπ' ἄλληλα, ἔστω τὰ $\varepsilon_1\varepsilon_1$ καὶ $\varepsilon_2\varepsilon_2$ (σχ. 554), τῶν ὁποίων τὸ $\varepsilon_1\varepsilon_1$ σχηματίζει μὲ τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον τοῦ πολωτοῦ Π τὴν γωνίαν α. Τὸ ἐκ τοῦ πολωτοῦ προερχόμενον φῶς, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις ἔστω Ε, χωρίζεται ὑπὸ τῆς πλακὸς εἰς δύο μέρη, πεπολωμένα κατὰ τὰ ἐπίπεδα $\varepsilon_1\varepsilon_1$ καὶ $\varepsilon_2\varepsilon_2$, τῶν ὁποίων ἡ ἔντασις εἶναι $E_1 = E\,\text{συν}^2\alpha$, $E_2 = E\eta\mu^2\alpha$. Τὰ δύο ταῦτα μέρη, πεπολωμένα πλαγίως πρὸς τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀναλύτου, διέρχονται ἐν μέρει δι' αὐτοῦ μὲ ἐντάσεις, καθὼς ἁπλοῦς συλλογισμὸς δεικνύει,



Σχ. 554.

$$E'_1 = E_1\,\eta\mu^2\alpha = E\,\text{συν}^2\alpha\,\eta\mu^2\alpha \qquad E_2' = E_2\,\text{συν}^2\alpha = E\,\text{συν}^2\alpha\,\eta\mu^2\alpha,$$

$$\text{ἤτοι } E'_1 = E'_2 = E\,\frac{\eta\mu^2 2\alpha}{4}$$

Ἐκ τοῦ τύπου τούτου φαίνεται ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ ἐξερχομένου φωτὸς εἶναι μηδὲν ὅταν εἶναι $\alpha = 0^0$ ἢ $\alpha = 90^0$. Καὶ πράγματι εἰς τὰς ἐξαιρετικὰς ταύτας θέσεις, ὅταν δηλ. τὰ χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα τῆς πλακὸς εἶναι παράλληλα πρὸς τὰ χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα τοῦ πολωτοῦ καὶ τοῦ ἀναλύτου, τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον προέρχεται ἀπὸ τὸν πολωτήν, διέρχεται διὰ τῆς πλακὸς χωρὶς καμμίαν μεταβολὴν καὶ ἑπονως δὲν ἠμπορεῖ νὰ διέλθῃ διὰ τοῦ ἀναλύτου. Ἂν ἡ πλὰξ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸν ἄξονα (*) καὶ παρεντεθῇ καθέτως πρὸς τὰς ἀκτῖνας, ἡ ἀπόσβεσις ἐξακολουθεῖ. Ἂν ὅμως κλίνωμεν αὐτὴν ὀλίγον, παρατηροῦμεν φῶς ἐκτὸς ἂν τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι ἓν τῶν χαρακτηριστικῶν ἐπιπέδων τῆς πλακός, εἶναι παράλληλον πρὸς τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον τοῦ πολωτοῦ ἢ τοῦ ἀναλύτου.

Ἐπειδὴ ὅλα τὰ ὀπτικῶς ἀνισότροπα μέσα ἔχουν κατὰ πᾶσαν διεύθυνσιν διαδόσεως τοῦ φωτὸς δύο χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα ἐκτὸς

(*) Τὰς συντόμους ἐκφράσεις *πλὰξ κάθετος* ἢ *παράλληλος* μεταχειριζόμεθα διὰ νὰ δηλώσωμεν ὅτι αἱ ἕδραι τῆς πλακὸς εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα ἢ παράλληλοι πρὸς αὐτόν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐξαιρετικῶν τινων διευθύνσεων, μιᾶς ἢ δύο, τῶν ὀπτικῶν ἀξόνων, ἕπεται ὅτι κατὰ τὸν περιγραφέντα τρόπον ἠμποροῦμεν νὰ ἀναγνωρίσωμεν τὰς ὀπτικὰς ἀνισοτροπίας πλακῶν, παρενθέτοντες αὐτὰς μεταξὺ δύο διεσταυρωμένων πρισμάτων Nicol. Ἡ ἐμφάνισις φωτὸς ὑποδεικνύει διπλῆν διάθλασιν καὶ ἑπομένως ὀπτικὴν ἀνισοτροπίαν. (*)

Οὕτω π. χ. καταδεικνύεται ἡ μόνιμος ἀνισοτροπία πλακῶν ὑαλίνων, αἱ ὁποῖαι ἐψύχθησαν ἀποτόμως, ἢ ἡ τεχνητὴ παροδικὴ ἀνισοτροπία, τὴν ὁποίαν προκαλοῦμεν συμπιέζοντες ὑαλίνας πλάκας διὰ μικροῦ πιεστηρίου μὲ κοχλίαν.

§ 796. ***Συμβολὴ τοῦ πεπολωμένου φωτός.*** Διὰ νὰ συμβάλουν δύο δέσμαι πεπολωμένου φωτός, διὰ νὰ παρατηρηθοῦν δηλ. αἱ χαρακτηριστικαὶ τῆς συμβολῆς τοπικαὶ αὐξομειώσεις τῶν ἐντάσεων, δὲν ἀρκεῖ νὰ εἶναι σύμφωνοι καὶ τῆς αὐτῆς συχνότητος, ἀλλὰ πρέπει νὰ συμπίπτουν καὶ τὰ ἐπίπεδα πολώσεως αὐτῶν. Τοῦτο κατορθώνομεν διαβιβάζοντες τὰς δέσμας διὰ πολωτοῦ, ὁ ὁποῖος *ἀνάγει αὐτὰς εἰς τὸ αὐτὸ ἐπίπεδον πολώσεως*. Θὰ περιγράψωμεν συντόμως μερικὰς χαρακτηριστικὰς περιπτώσεις.

§ 797. ***Φαινόμενα συμβολῆς εἰς παράλληλον φῶς.*** Εἰς τὴν παράγραφον 784 περιεγράφη ἡ ἐπίδρασις κρυσταλλικῆς πλακὸς ἐπὶ τοῦ πεπολωμένου φωτός. Ἡ ἐπὶ τῆς πλακὸς προσπίπτουσα πεπολωμένη δέσμη ἐξέρχεται ἐξ αὐτῆς πεπολωμένη μέρος μὲν παραλλήλως πρὸς τὴν κυρίαν τομὴν τῶν ἑδρῶν τῆς πλακὸς μέρος δὲ καθέτως πρὸς αὐτήν. Αἱ δύο αὗται καθέτως πρὸς ἀλλήλας πεπολωμέναι δέσμαι, ἐπειδὴ διῆλθον τὴν πλάκα μὲ διάφορον ταχύτητα, ἐξερχόμεναι παρουσιάζουν διαφορὰν φάσεως, ἡ ὁποῖα ἐξαρτᾶται ἀπὸ τοὺς δείκτας διαθλάσεως καὶ ἀπὸ τὸ πάχος τῆς πλακός. Εὕδομεν π.χ. ὅτι οἱ δεῖκται διαθλάσεως τῆς ἰσλανδικῆς κρυστάλλου διὰ τὸ φῶς D εἶναι

$$\nu_0 = 1{,}6584 \qquad \nu_e = 1{,}4864$$

Ἂν λοιπὸν ἔχωμεν πλάκα ἰσλανδικῆς κρυστάλλου μὲ ἕδρας παραλλήλους πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα, τὸ φῶς διαδίδεται ἐντὸς τῆς πλακὸς καθέτως πρὸς τὰς ἕδρας μὲ ταχύτητας

$$c_0 = c : 1{,}6584 \qquad c_e = c : 1{,}4864$$

ὅπου c ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν, καὶ ἑπομένως, ἐπειδὴ τὸ

(*) Πρβλ. τὴν ἐπιφύλαξιν τῆς § 812.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μῆκος κύματος τοῦ φωτὸς D_1 εἶναι εἰς τὸ κενὸν ἴσον πρὸς 5896 Å, τὸ μῆκος κύματος ἐντὸς τῆς πλακὸς εἶναι

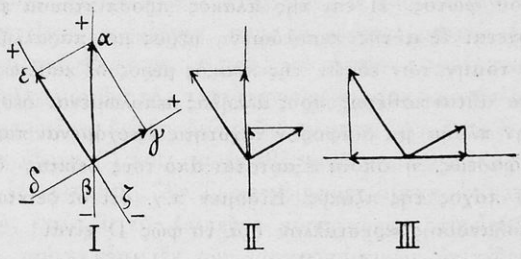
$$\lambda_0 = 5096 : 1{,}6584 = 3555 \text{ Å} = 3{,}555 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$$

$$\lambda_e = 5896 : 1{,}4864 = 3967 \text{ Å} = 3{,}967 . 10^{-4} \text{ mm}$$

καὶ ἂν εἶναι δ τὸ πάχος τῆς πλακὸς εἰς χιλιοστὰ τοῦ μέτρου, ἐντὸς αὐτοῦ περιλαμβάνονται διὰ μὲν τὴν τακτικὴν ἀκτῖνα $\frac{\delta . 10^4}{3{,}555}$ μήκη κύματος διὰ δὲ τὴν ἔκτακτον $\frac{\delta . 10^4}{3{,}967}$. Ἂν ἡ διαφορὰ τῶν δύο τούτων ἀριθμῶν εἶναι ἀκέραιος ἀριθμός, αἱ δύο ἀκτῖνες ἐξέρχονται μὲ τὴν αὐτὴν φάσιν, ἂν δὲ εἶναι ἀκέραιος καὶ $\frac{1}{2}$, αἱ ἀκτῖνες ἐξέρχονται μὲ διαφορὰν φάσεως ἴσην πρὸς 180^0.

Ἂν τώρα τὰς ἀκτῖνας ταύτας ἀφήσωμεν νὰ προσπέσουν ἐπὶ ἀναλύτου, τὰ ἐπίπεδα πολώσεως ἀνάγονται εἰς ἓν καὶ τὸ αὐτό, τὸ χαρακτηριστικὸν δηλ. ἐπίπεδον τοῦ ἀναλύτου, καὶ ἔχομεν τὰ γνωστὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς.

§ 798. ***Παρατήρησις.*** Ἔστω αβ τὸ ἐπίπεδον δονήσεως τοῦ πεπολωμένου φωτός, (σχ. 555) κάθετον ἐπὶ τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπε-



Σχ. 555.

δον τοῦ πολωτοῦ, καὶ γδ, εζ τὰ ἐπίπεδα δονήσεως τὰ ἀντιστοιχοῦντα εἰς τὰ χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα τῆς κρυσταλλικῆς πλακός. Ἡ διὰ τοῦ βέλους α παριστωμένη ταχύτης ἀναλύεται, ἐφ' ὅσον οἱ ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου ὀπτικοὶ δρόμοι τῶν ἀκτίνων ο καὶ ε διαφέρουν κατ' ἀκέραιον ἀριθμὸν μηκῶν κύματος, εἰς τὰς γ καὶ ε, αἱ ὁποῖαι εἰς ἀμφότερα ἔχουν φορὰν πρὸς τὰ θετικὰ τῶν ἀντιστοίχων ἀξόνων καὶ ἑπομένως αἱ δονή-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

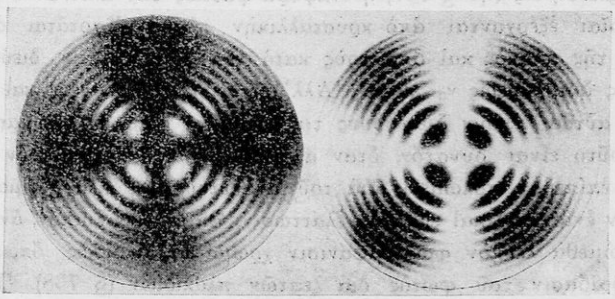
σεις, εἰς τὰς ὁποίας ἀνελύθη ἡ κατὰ τὸ ἐπίπεδον αβ δόνησις ἔχουν τὴν αὐτὴν φάσιν. Ἂν ἀναγάγωμεν τὰς δύο ταύτας πεπολωμένας δέσμας εἰς τὸ αὐτὸ ἐπίπεδον δι' ἀναλύτου, τοῦ ὁποίου τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον εἶναι παράλληλον πρὸς τὸ τοῦ πολωτοῦ, βλέπομεν ἀμέσως ἐκ τοῦ σχ. 535, II ὅτι αἱ ἀνηγμέναι δονήσεις θὰ ἔχουν τὴν αὐτὴν φάσιν, τὰ πλάτη θὰ προστεθοῦν καὶ θὰ μᾶς δώσουν τὸ πλάτος τῆς ἀρχικῆς δονήσεως. Ἂν ὅμως στρέψωμεν τὸν ἀναλύτην κατὰ 90°, βλέπομεν ἐκ τοῦ σχ. 535, III ὅτι αἱ ἀνηγμέναι δονήσεις ἔχουν διαφορὰν φάσεως ἴσην πρὸς 180° καὶ ἑπομένως τὰ πλάτη αὐτῶν ἀφαιροῦνται. Στροφὴ λοιπὸν τοῦ ἀναλύτου κατὰ 90° ἰσοδυναμεῖ πρὸς παρεμβολὴν διαφορᾶς φάσεως 180° εἰς τὰς καθέτως πρὸς ἀλλήλας πεπολωμένας ἀκτῖνας. Ἂν μὲ παράλληλα ἐπίπεδα τῶν πρισμάτων τοῦ Nicol ἔχωμεν παρενθέτοντες κρυσταλλικήν τινα πλάκα μέγιστον τῆς ἐντάσεως τοῦ φωτός, μὲ διεσταυρωμένα τὰ πρίσματα θὰ ἔχωμεν ἐλάχιστον καὶ τἀνάπαλιν· καὶ γενικώτερον ἂν εἰς θέσιν τινὰ τοῦ ἀναλύτου ἔχωμεν μέγιστον τῆς ἐντάσεως τοῦ συμβάλλοντος φωτός, στρέφοντες τὸν ἀναλύτην κατὰ 90° θὰ ἔχωμεν ἐλάχιστον καὶ τἀνάπαλιν.

§ 799. ***Χρώματα ἐκ συμβολῆς τοῦ πεπολωμένου φωτός.*** Καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν § 797, ἡ διαφορὰ φάσεως τῶν ἀκτίνων ο καὶ e, αἱ ὁποῖαι ἐξέρχονται ἀπὸ κρυσταλλικὴν πλάκα, ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ πάχος τῆς πλακὸς καὶ ἀπὸ τοὺς κατὰ τὴν θεωρουμένην διεύθυνσιν δείκτας διαθλάσεως ν_o καὶ ν'_e. Ἀλλ' οἱ δεῖκται διαθλάσεως καὶ ἡ διαφορὰ αὐτῶν ἔχουν διαφόρους τιμὰς διὰ τὰ διάφορα χρώματα, καὶ διὰ τοῦτο εἶναι δυνατόν, ὅταν αἱ δέσμαι ο καὶ e ἀναχθοῦν εἰς τὸ αὐτὸ ἐπίπεδον πολώσεως διὰ τοῦ ἀναλύτου, εἰς ἄλλα χρώματα νὰ ἔχωμεν ἐνίσχυσιν καὶ εἰς ἄλλα ἐλάττωσιν. Θὰ ἔχωμεν λοιπόν, ἂν μεταχειριζώμεθα λευκὸν φῶς, ἐμφάνισιν χρωμάτων, ἀκριβῶς ὅπως κατὰ τὴν διάβασιν τοῦ φωτὸς διὰ λεπτῶν πλακιδίων (§ 738). Ἐπειδὴ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἡ διαφορὰ φάσεως προέρχεται ἐκ τῆς διαφορᾶς τῶν μηκῶν κύματος τῶν ἀκτίνων ο καὶ e ἐντὸς τῆς κρυσταλλικῆς πλακός, εἶναι δυνατὸν νὰ ἐμφανισθοῦν ἔντονα χρώματα εἰς πλάκας ἀρκετοῦ πάχους, π.χ. δεκάτων τινῶν τοῦ mm ἢ καὶ ὁλοκλήρων χιλιοστομέτρων, ἐνῶ εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς § 738 τὰ χρώματα παρατηροῦνται μόνον εἰς λεπτότατα πλακίδια ἢ ὑμένια ὅπως π. χ. αἱ πομφόλυγες ἐκ διαλύματος σάπωνος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν μεταβάλωμεν τὴν κλίσιν τῆς πλακός, ὁ ἀριθμὸς τῶν μηκῶν κύματος τῶν ἀκτίνων ο καὶ e μεταβάλλεται. καὶ ἑπομένως μεταβάλλεται καὶ ἡ διαφορὰ φάσεως τῶν ἐξερχομένων ἀκτίνων. Διὰ τοῦτο ἐκ τῆς μεταβολῆς τῆς κλίσεως τοῦ πλακιδίου μεταβάλλεται τὸ χρῶμα τοῦ παρατηρουμένου φωτός. Ἂν, διατηροῦντες ἀμετάβλητον τὴν θέσιν τοῦ πλακιδίου καὶ τοῦ πολωτοῦ, στρέφωμεν τὸν ἀναλύτην, τὰ χρώματα μεταβάλλονται διότι στροφὴ τοῦ ἀναλύτου μεταβάλλει τὰς σχετικὰς ἐντάσεις τῶν ἀκτίνων ο καὶ e. Ἂν ὁ ἀναλύτης στραφῇ κατὰ 90^0, ἡ μεταβολὴ ἰσοδυναμεῖ, καθὼς εἴδομεν εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, πρὸς παρεμβολὴν διαφορᾶς φάσεως 180^0. Ἐκεῖνα λοιπὸν τὰ χρώματα, τὰ ὁποῖα εἰς τὴν προτέραν θέσιν τοῦ πρίσματος ἦσαν ἐντονώτατα, θὰ ἔχουν τώρα τὴν ἐλαχίστην ἔντασιν καὶ τἀνάπαλιν. Τὸ σύνθετον χρῶμα, τὸ ὁποῖον τώρα θὰ παρατηροῦμεν, θὰ εἶναι τοιοῦτον ὥστε, ἂν εἰς αὐτὸ προστεθῇ τὸ πρότερον φῶς, νὰ ἀποτελέσῃ λευκὸν φῶς. Τὰ δύο χρώματα εἶναι *συμπληρωματικά*. (Πρβλ. § 825).

§ 800. *Φαινόμενα παρατηρήμενα κατὰ τὴν δίοδον συγκλίνοντος πεπολωμένου φωτὸς διὰ μοναξονικῶν πλακιδίων.* Ἂν διὰ πλακιδίου μονάξονος κρυστάλλου μὲ ἕδρας καθέτους ἐπὶ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα διαβιβάσωμεν συγκλίνου-



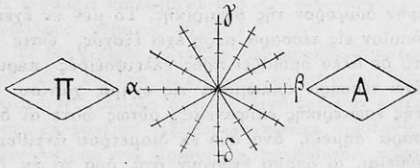
Σχ. 556.

σαν πεπολωμένην δέσμην, παρατηροῦμεν διὰ τοῦ ἀναλύτου, ὅταν τὰ ἐπίπεδα πολωτοῦ καὶ ἀναλύτου εἶναι παράλληλα, σειρὰν δακτυλίων ἀναλόγων πρὸς τοὺς δακτυλίους τοῦ Νεύτωνος (§ 741) διακοπτομένην ἀπὸ φωτεινὸν σταυρόν. Ὅταν τὰ ἐπίπεδα εἶναι διεσταυρωμένα οἱ δακτύλιοι διακόπτονται ἀπὸ σκοτεινὸν σταυρὸν (σχ. 556). Εἰς μονόχρουν φῶς οἱ δακτύλιοι εἶναι ἐναλλὰξ φωτεινοὶ καὶ σκοτεινοί. Εἰς λευκὸν φῶς οἱ δακτύλιοι εἶναι ὀλιγώτεροι καὶ παρουσιάζουν τὰ χρώματα τῶν δακτυλίων τοῦ Νεύτωνος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ στοιχειώδης ἐξήγησις τῶν φαινομένων τούτων εἶναι πολὺ εὔκολος. Ἡ κωνικὴ δέσμη διερχομένη διὰ τοῦ πολωτοῦ πολοῦται εἰς ἐπίπεδον ἔστω περίπου ὁριζόντιον. Δι' ἑκάστην τῶν ἀκτίνων αὐτῆς τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου εἶναι ἡ ἀντίστοιχος κυρία τομὴ (πρβλ. § 795) καὶ ἑπομένως τὰ χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα εἶναι διὰ μὲν τὰς ἀκτῖνας ο αὐτὰ τὰ ἐπίπεδα προσπτώσεως, τῶν ὁποίων τὰ ἴχνη ἐπὶ τοῦ πλακιδίου παριστῶνται εἰς τὰ σχήματα 557 558, διὰ δὲ τὰς ἀκτῖνας e, τὰ ἐπὶ τὰ ἐπίπεδα ταῦτα κάθετα ἐπίπεδα.

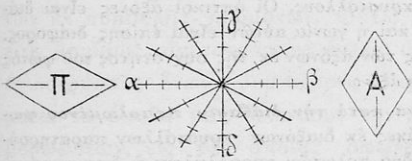
Θεωροῦμεν πρῶτον τὴν περίπτωσιν τῶν παραλλήλων πρισμάτων Nicol (σχ. 557). Αἱ ἀκτῖνες, τῶν ὁποίων τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως εἶναι τὸ αβ, διέρχονται διὰ τοῦ πλακιδίου, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ κλίσις των χωρὶς διχασμὸν ὡς ἀκτῖνες ο καὶ διερχόμεναι ἀκωλύτως διὰ τοῦ ἀναλύτου Α, τοῦ ὁποίου τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον εἶναι παράλληλον πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεώς των, σχηματίζουν τὸ ὁριζόντιον σκέλος τοῦ φωτεινοῦ σταυροῦ. Αἱ ἀκτῖνες, τῶν ὁποίων τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως εἶναι τὸ γδ, διέρχονται διὰ τοῦ πλακιδίου χωρὶς διχασμὸν ὡς ἀκτῖνες e καὶ διερχόμεναι ἀκωλύτως διὰ τοῦ ἀναλύτου σχηματίζουν τὸ κατακόρυφον σκέλος τοῦ φωτεινοῦ σταυροῦ.



Σχ. 557.

Αἱ ἀκτῖνες, τῶν ὁποίων τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως δὲν συμπίπτει μὲ τὸ αβ ἢ τὸ γδ, διχάζονται εἰς ἀκτῖνας ο καὶ e, τῶν ὁποίων ἡ σχετικὴ ἔντασις ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν γωνίαν τοῦ ἐπιπέδου προσπτώσεως πρὸς τὸ αβ, καὶ ἐξέρχονται ἀπὸ τὸ πλακίδιον μὲ διαφορὰν φάσεως ἐξαρτωμένην ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως. Διὰ τὴν αὐτὴν γωνίαν προσπτώσεως θὰ ἔχωμεν λοιπὸν τὸ αὐτὸ χρῶμα ἀνεξαρτήτως τῆς διευθύνσεως τοῦ ἐπιπέδου προσπτώσεως. Ἡ εἰκὼν θὰ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τοὺς *κροσσοὺς καὶ τὰ χρώματα ἴσης κλίσεως* (πρβλ. § 739).

Ἂν στρέψωμεν τὸν ἀναλύτην κατὰ 90° (σχ. 558), τὰ χρώματα τῶν δακτυλίων θὰ μεταβληθοῦν εἰς τὰ συμπληρωματικά, εἰς τὴν περίπτωσιν μονοχρόου φωτὸς οἱ σκοτεινοὶ δακτύλιοι θὰ καταλάβουν τὴν θέσιν τῶν φωτεινῶν (πρβλ. § 798), καὶ ὁ φωτεινὸς σταυρὸς θὰ ἀντικατασταθῇ ἀπὸ σκοτεινὸν διότι αἱ ἀκτῖνες, τῶν ὁποίων τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως εἶναι εἴτε τὸ αβ, εἴτε τὸ γδ (σχ. 558) διερχόμεναι χωρὶς διχασμὸν διὰ τοῦ πλακιδίου ὡς ο ἢ e δὲν ἠμποροῦν νὰ διέλθουν διὰ τοῦ ἀναλύτου, τοῦ ὁποίου τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον πολώσεώς των.



Σχ. 558.

Ἂν τὸ πλακίδιον δὲν εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα, παρατηροῦμεν ἔκκεντρον μόνον μέρος τῆς εἰκόνος τῶν δακτυλίων, τόξα δηλ. τῶν δακτυλίων διακοπτόμενα ἐνίοτε ἀπὸ σκοτεινὴν ἢ φωτεινὴν ταινίαν, ἡ ὁποία εἶναι μέρος τοῦ σταυροῦ τῆς πλήρους εἰκόνος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 801. ***Διάξονες κρύσταλλοι.*** Ἡ πορεία τοῦ φωτὸς ἐντὸς τῶν διαξόνων κρυστάλλων ἀκολουθεῖ νόμους πολυπλοκωτέρους. Καθ' ἑκάστην διεύθυνσιν μὴ συμπίπτουσαν πρὸς ἕνα τῶν ὀπτικῶν ἀξόνων τὸ φῶς διαδίδεται μὲ δύο διαφόρους ταχύτητας, αἱ δὲ δύο ἀκτῖνες, τὰς ὁποίας ὀνομάζομεν, κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὰς ἐντὸς μοναξόνων κρυστάλλων διαδιδομένας, τακτικὴν καὶ ἔκτακτον, εἶναι πεπολωμέναι καθέτως πρὸς ἀλλήλας. Πράγματι ὅμως εἰς τοὺς διάξονας κρυστάλλους δέν ὑπάρχει τακτικὴ ἀκτὶς διότι καμμία ἐκ τῶν δύο ἀκτίνων δὲν ἀκολουθεῖ τοὺς νόμους τῆς ἁπλῆς διαθλάσεως. Ἡ ταχύτης διαδόσεως δι' ἀμφοτέρας τὰς ἀκτῖνας ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν διεύθυνσιν. Τὰ μέτωπα τῶν δύο κυμάτων ο καὶ e, τὰ ὁποῖα ἀναχωροῦν ἀπὸ σημεῖον τι τοῦ κρυστάλλου, ἔχουν ἀμφότερα μορφὴν διάφορον τῆς σφαιρικῆς. Τὸ μὲν ἓν ἔχει ἀναλογίαν πρὸς ἐλλειψοειδὲς τὸ ὁποῖον εἰς τέσσαρα μέρη ἔχει ἐξοχάς, ὥστε νὰ ὁμοιάζῃ πρὸς προσκεφάλαιον, τὸ δὲ ἄλλο ὁμοιάζει πρὸς ἐλλειψοειδὲς περιβάλλον τὸ πρῶτον, καὶ τὸ ὁποῖον ἔχει τέσσαρα κοιλώματα εἰς σχῆμα χωνίου ἀντιστοιχοῦντα εἰς τὰ ἐξογκώματα τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφανείας, οὕτως ὥστε αἱ δύο ἐπιφάνειαι νὰ ἔχουν κοινὰ τέσσαρα σημεῖα, ἀνὰ δύο ἐκ διαμέτρου ἀντίθετα ὡς πρὸς τὸ κέντρον αὐτῶν. Αἱ εὐθεῖαι, αἱ ὁποῖαι ἑνώνουν ἀνὰ δύο τὰ ἐκ διαμέτρου ἀντίθετα ταῦτα σημεῖα, εἶναι οἱ ὀπτικοὶ ἄξονες.

§ 802. ***Ἐλλειψοειδὲς ἐλαστικότητος διαξόνων κρυστάλλων.*** Ἡ χαρακτηριστικὴ τῆς ἐλαστικότητος τοῦ αἰθέρος ἐπιφάνεια (πρβλ. § 792) εἰς τοὺς διάξονας κρυστάλλους εἶναι ἐλλειψοειδὲς μὲ τρεῖς διαφόρους ἄξονας. Εἶναι γνωστὸν ὅτι τοῦ τριαξονικοῦ ἐλλειψοειδοῦς ἡ τομὴ δι' ἐπιπέδου διερχομένου διὰ τοῦ κέντρου εἶναι ἐν γένει ἔλλειψις. Ἡ θέσις τῶν ἀξόνων τῆς ἐλλείψεως ὁρίζει τὰ ἐπίπεδα πολώσεως τῶν δύο ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι διαδίδονται καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον αὐτῆς, τὸ δὲ μῆκος τῶν ἀξόνων ὁρίζει τὰς ταχύτητας τοῦ φωτὸς διὰ τὰς δύο ἀκτῖνας. Δι' ἕκαστον τριαξονικὸν ἐλλειψοειδὲς ὑπάρχουν δύο ἐπίπεδα τὰ ὁποῖα τέμνουν αὐτὸ εἰς περιφερείας κύκλου. Καθέτως πρὸς τὰ ἐπίπεδα ταῦτα τὸ φῶς διαδίδεται χωρὶς διχασμὸν καὶ χωρὶς πόλωσιν. Αἱ κάθετοι λοιπὸν ἐπὶ τὰ δύο ταῦτα ἐξαιρετικὰ ἐπίπεδα εἶναι οἱ ὀπτικοὶ ἄξονες τοῦ κρυστάλλου.

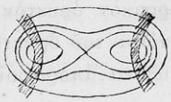
§ 803. ***Διασκεδασμὸς τῶν ὀπτικῶν ἀξόνων.*** Εἰς τοὺς μονάξονας κρυστάλλους ὁ ὀπτικὸς ἄξων εἶναι κοινὸς δι' ὅλα τὰ χρώματα τοῦ φωτός. Δὲν συμβαίνει ὅμως τὸ αὐτὸ εἰς τοὺς διάξονας κρυστάλλους. Οἱ ὀπτικοὶ ἄξονες εἶναι διάφοροι διὰ φῶς διαφόρου συχνότητος καὶ ἡ γωνία αὐτῶν εἶναι ἐπίσης διάφορος. Τὴν ἐξάρτησιν ταύτην τῆς διευθύνσεως τῶν ἀξόνων ἐκ τῆς συχνότητος τοῦ φωτὸς ὀνομάζομεν *διασκεδασμὸν τῶν ὀπτικῶν ἀξόνων.*

§ 804. ***Φαινόμενα παρατηρούμενα κατὰ τὴν διάβασιν πεπολωμένου φωτὸς διὰ διαξόνων κρυστάλλων.*** Πλάκες ἐκ διαξόνων κρυστάλλων παρατηρούμεναι εἰς παράλληλον φῶς μεταξὺ δύο πολωτῶν παραλλήλων ἢ διεσταυρωμένων παρουσιάζουν φαινόμενα ἀνάλογα πρὸς τὰ παρατηρούμενα ἐπὶ μοναξόνων κρυστάλλων.

Ἰδιαιτέρως χαρακτηριστικὰ εἶναι τὰ σχήματα τὰ παρατηρούμενα ὅταν ἐκθέσωμεν εἰς συγκλίνον φῶς μεταξὺ πολωτοῦ καὶ ἀναλύτου πλακίδια διαξόνων κρυστάλλων, τῶν ὁποίων αἱ ἕδραι εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὴν διχοτόμον τῆς γωνίας τῶν ὀπτικῶν ἀξόνων, ἰδίως ὅταν ἡ γωνία αὕτη εἶναι ἀρκετὰ μικρά. Παρατηροῦμεν τότε ἀντὶ τῶν δακτυλίων καὶ τοῦ σταυροῦ τοῦ σχ. 556 σύστημα καμπύλων,

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αἱ ὁποῖαι ὀνομάζονται *λημνίσκοι* (σχ. 559) καὶ διακόπτονται ἀπὸ δύο καμπύλας φωτεινὰς ἢ σκοτεινὰς καθ' ὅσον τὰ ἐπίπεδα πολωτοῦ καὶ ἀναλύτου εἶναι παράλληλα ἢ διεσταυρωμένα. Ὅταν τὸ ἐπίπεδον τῶν δύο ἀξόνων σχηματίζῃ μὲ τὸ ἐπίπεδον τοῦ πολωτοῦ γωνίαν 0^0 ἢ 90^0 αἱ δύο καμπύλαι ἀνάγονται εἰς ἕνα σταυρόν.



Σχ. 559.

Ὅταν μεταχειριζώμεθα λευκὸν φῶς, ἡ εἰκὼν εἶναι ἔγχρωμος, ὅπως καὶ εἰς τοὺς μονάξονας κρυστάλλους.

§ 805. ***Κωνικὴ διάθλασις.*** Τὰ τέσσαρα κοιλώματα τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐξωτερικοῦ στοιχειώδους κύματος (§ 801) ἔχουν ὅλως ἐξαιρετικὴν σημασίαν. Ὁ Hamilton ἐξετάζων θεωρητικῶς τὴν μορφὴν τῶν ἐπιφανειῶν τούτων εὗρεν ὅτι εἰς δύο ὡρισμένας κατευθύνσεις τῆς ἀκτῖνος ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου, ἀντιστοιχεῖ ἀπειρία ἀκτίνων διαδιδομένων ἐκτὸς αὐτοῦ, αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦν κωνικὴν ἐπιφάνειαν (ἐξωτερικὴ κωνικὴ διάθλασις) ὅπως ἐπίσης εἶναι δυνατὸν εἰς μίαν ἀκτῖνα ὑπὸ ὡρισμένην κατεύθυνσιν προσπίπτουσαν ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου νὰ ἀντιστοιχοῦν ἐντὸς αὐτοῦ ἄπειροι ἀκτῖνες ἀποτελοῦσαι κωνικὴν ἐπιφάνειαν (ἐσωτερικὴ κωνικὴ διάθλασις). Τὰ φαινόμενα ταῦτα παρετήρησε πράγματι ὁ Lloyd.

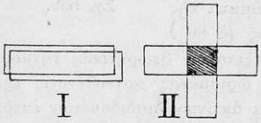
Τὸ ἐπιστημονικὸν τοῦτο κατόρθωμα τοῦ Hamilton θεωρεῖται ἐφάμιλλον τῆς ἀνακαλύψεως τοῦ Ποσειδῶνος ὑπὸ τῶν Leverrier καὶ Adams.

§ 806. ***Ἀτάκτως ἀνισότροπα μέσα.*** Τὴν ἀνισοτροπίαν μὴ κρυσταλλικῶν ἀνισοτρόπων μέσων ἐξετάζομεν θέτοντες πλάκας μὲ παραλλήλους ἕδρας μεταξὺ τοῦ πολωτοῦ καὶ ἀναλύτου καὶ παρατηροῦντες αὐτὰς εἰς παράλληλον λευκὸν φῶς. Ἕνεκα τῶν τοπικῶν διαφορῶν τῶν ὀπτικῶν ἰδιοτήτων τῶν ἀτάκτως ἀνισοτρόπων σωμάτων ἡ διαφορὰ φάσεως τῶν ἐξερχομένων ἀκτίνων ο καὶ ε εἶναι διάφορος εἰς διαφόρους θέσεις καὶ ἑπομένως παρατηροῦμεν διαφορὰν τῶν ἐκ συμβολῆς χρωμάτων. Οὕτω π.χ. ἐξετάζοντες πλάκας ὑαλίνας εἴτε μονίμως ἀνισοτρόπους ἕνεκα ἀποτόμου ψύξεως εἴτε παροδικῶς ἀνισοτρόπους ἕνεκα συμπιέσεως παρατηροῦμεν χαρακτηριστικὰ σχήματα, τὰ ὁποῖα μᾶς δεικνύουν τὴν κατανομὴν τῶν μηχανικῶν παραμορφώσεων, εἰς τὰς ὁποίας ὀφείλεται ἡ ὀπτικὴ ἀνισοτροπία τῶν πλακῶν.

§ 807. ***Πλεοχροϊσμός.*** Ἡ ἀπορρόφησις, ἐκλεκτικὴ πολλάκις, τὴν ὁποίαν πάσχει τὸ φῶς διερχόμενον διὰ κρυστάλλων δὲν εἶναι ἡ αὐτὴ διὰ τὴν τακτικὴν καὶ τὴν ἔκτακτον ἀκτῖνα. Διὰ τοῦτο οἱ κρύσταλλοι παρουσιάζουν πολλάκις διάφορα χρώματα, ἀναλόγως τῆς διευθύνσεως κατὰ τὴν ὁποίαν διῆλθε δι' αὐτῶν τὸ φῶς. Τὴν ἰδιότητα ταύτην τοῦ κρυστάλλου ὀνομάζομεν *πλεοχροϊσμόν*.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 808. ***Πλακίδια τουρμαλίνου ὡς πολωταί.*** Τὸν πλεοχροϊσμὸν παρουσιάζει ὑπὸ τυπικὴν μορφὴν ὁ τουρμαλίνης, πολυσύνθετον πυριτικὸν ὀρυκτὸν κρυσταλλούμενον εἰς τὸ τριγωνικὸν σύστημα. Πλακίδια τοῦ ὀρυκτοῦ τούτου μὲ ἕδρας παραλλήλους πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα ἀποροφοῦν ἐκ τοῦ καθέτως προσπίπτοντος λευκοῦ φωτὸς τὴν



Σχ. 559.

ταχτικὴν ἀκτῖνα καὶ ἀφίνουν ἐλευθέραν δίοδον εἰς τὴν ἔκτακτον μὲ μικρὰν σχετικῶς ἀπορρόφησιν. Τὸ χρῶμα τοῦ διερχομένου φωτὸς εἶναι ποικίλον, συνήθως πρασινωπόν.

Τὸ φῶς διέρχεται διὰ δύο ἀλλεπαλλήλων πλακιδίων τουρμαλίνου ὅταν συμπίπτουν αἱ κύριαι τομαὶ αὐτῶν (παράλληλα πλακίδια, σχ. 560, I), ὅταν ὅμως τὰ πλακίδια εἶναι διεσταυρωμένα (σχ. 560, II) τὸ φῶς δὲν δύναται νὰ διέλθῃ. Οὕτω δύο πλακίδια τουρμαλίνου, ἀποτελοῦν τὴν ἁπλουστάτην τῶν πολωτικῶν συσκευῶν.

ΕΛΛΕΙΠΤΙΚΗ ΚΑΙ ΚΥΚΛΙΚΗ ΠΟΛΩΣΙΣ

§ 809 ***Πόλωσις εὐθύγραμος, ἐλλειπτικὴ καὶ κυκλική.*** Τὰ φαινόμενα τῆς πολώσεως, τὰ ὁποῖα μέχρι τοῦδε περιγράψαμεν, ἐξηγοῦνται μηχανικῶς ἂν δεχθῶμεν ὅτι τὰ στοιχειώδη μέρη, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελεῖται ὁ φορεὺς τῶν φωτεινῶν φαινομένων αἰθήρ, δονοῦνται ***ἐπὶ εὐθυγράμμων τροχιῶν*** καθέτων ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως τοῦ φωτός. Διὰ τοῦτο τὴν πόλωσιν μὲ τὴν ὁποίαν μέχρι τοῦδε ἠσχολήθημεν, ὀνομάζομεν ***εὐθύγραμμον.***

Εἰς τὴν § 781 εἴδομεν ὅτι διὰ νὰ συμβάλλουν, ὑπὸ τὴν συνήθη σημασίαν τοῦ ὅρου τούτου, δύο πεπολωμέναι ἀκτῖνες, πρέπει νὰ ἀναχθοῦν εἰς τὸ αὐτὸ ἐπίπεδον πολώσεως καὶ ἡ συμβολὴ τότε ἀνάγεται εἰς τὴν σύνθεσιν περιοδικῶν κινήσεων ἐπὶ τῆς αὐτῆς εὐθείας, ἡ ὁποία λεπτομερῶς ἐξητάσθη εἰς τὴν § 38 τοῦ Α΄ τόμου.

Εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς ἀνακλάσεως πεπολωμένης ἀκτῖνος ἐπὶ διαφανοῦς κατόπτρου, ὅταν τὸ ἐπίπεδον πολώσεως δὲν συμπίπτῃ μὲ τὸ ἐπίπεδον τῆς ἀνακλάσεως οὔτε εἶναι κάθετον ἐπ' αὐτό, ἔχομεν ἀνάλυσιν τῆς δονήσεως εἰς δύο καθέτους συνιστώσας ***τῆς αὐτῆς φάσεως*** καὶ σύνθεσιν πάλιν δύο καθέτως συνιστωσῶν ***τῆς αὐτῆς φάσεως.*** Ἐκ τῆς συνθέσεως ταύτης προκύπτει, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν § 42 τοῦ Α΄. Τόμου, εὐθύγραμμος συνισταμένη δόνησις.

Ἂν ὅμως συντεθοῦν κάθετοι ἐπ' ἀλλήλας δονήσεις τῆς αὐτῆς περιόδου ἀλλὰ τῶν ὁποίων ἡ διαφορὰ φάσεως δὲν εἶναι 0 ἢ 180^0, ἡ συνισταμένη δόνησις δὲν εἶναι πλέον εὐθύγραμμος ἀλλὰ ἐλλειπτικὴ ἢ, ὅταν τὰ πλάτη τῶν συνιστωσῶν δονήσεων εἶναι ἴσα καὶ ἡ διαφορὰ φάσεως ἴση πρὸς 90^0 ἢ 270^0, κυκλική (πρβλ. τὰ σχ. 29, 30 τοῦ Α΄. τόμου Σελ. 41, 42).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ **περίπτωσις αὕτη** παρουσιάζεται ὅταν φυσικὸν φῶς διέλθῃ διὰ διπλοθλαστικῆς πλακὸς κατὰ διεύθυνσιν διάφορον τῆς τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος. Ἡ προσπίπτουσα δέσμη διχάζεται εἰς τακτικὴν καὶ ἔκτακτον, αἱ ὁποῖαι ἐξέρχονται τῆς πλακὸς κατὰ τὴν αὐτὴν μὲν διεύθυνσιν ἀλλὰ πεπολωμέναι καθέτως ἡ περίπου καθέτως πρὸς ἀλλήλας καὶ μὲ διαφορὰν φάσεως ἐξαρτωμένην ἀπὸ τὴν συχνότητα τοῦ φωτός, τὸ πάχος τῆς πλακὸς καὶ τὴν θέσιν τῶν ἕδρῶν αὐτῆς ὡς πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ κρυστάλλου.

Αἱ δύο ἐξερχόμεναι δέσμαι εἶναι ἐκ φύσεως ***σύμφωνοι*** καὶ ἑπομένως δεκτικαὶ συμβολῆς, ἀλλ' ἡ συνισταμένη δέσμη δὲν θὰ εἶναι εὐθυγράμμως πεπολωμένη ἐκτὸς ἂν ἡ διαφορὰ φάσεως τῶν δύο δεσμῶν ο καὶ ε εἶναι ἴση πρὸς 0^0 ἢ 180^0. Εἰς πᾶσαν ἄλλην περίπτωσιν ἡ συνισταμένη δόνησις τῶν στοιχειωδῶν μερῶν τοῦ αἰθέρος θὰ εἶναι ἐλλειπτική, καὶ ὅταν ἡ διαφορὰ φάσεως εἶναι ἴση πρὸς 90^0 ἢ 180^0 θὰ εἶναι κυκλικὴ ἐφ' ὅσον ὁ κρύσταλλος δὲν παρουσιάζει αἰσθητὸν πλεοχροϊσμὸν καὶ ἑπομένως τὸ πλάτος τῶν δονήσεων ο καὶ ε εἶναι τὸ αὐτό.

Τὸ ἐλλειπτικῶς ἢ κυκλικῶς πεπολωμένον φῶς ἔχει ἰδιότητας ὅλως διαφόρους τῶν τοῦ εὐθυγράμμως πεπολωμένου, διότι ἰσοδυναμεῖ πρὸς δύο συμφώνους δέσμας πεπολωμένας καθέτως ἐπ' ἀλλήλας.

Οὕτω π. χ. δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ κατασβεσθῇ δι' ἀναλύτου ἀλλ' ἂν μὲν εἶναι ἐλλειπτικῶς πεπολωμένον παρατηροῦμεν στρέφοντες τὸν ἀναλύτην αὐξομειώσεις τῆς ἐντάσεως, ἂν δὲ εἶναι κυκλικῶς πεπολωμένον ἡ στροφὴ τοῦ ἀναλύτου δὲν προξενεῖ μεταβολὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ διερχομένου φωτός. Δι' ἁπλῆς λοιπὸν ἐξετάσεως διὰ τοῦ ἀναλύτου θὰ ἐκλάβωμεν τὸ μὲν ἐλλειπτικῶς πεπολωμένον φῶς ὡς μερικῶς πεπολωμένον τὸ δὲ κυκλικῶς πεπολωμένον ὡς φυσικὸν φῶς.

Διακρίνομεν τὸ ἐλλειπτικῶς ἢ κυκλικῶς πεπολωμένον φῶς ἀπὸ τὸ μερικῶς πεπολωμένον ἢ τὸ φυσικὸν διαβιβάζοντες αὐτὸ διὰ πλακιδίου διπλοθλαστικοῦ τοιούτου πάχους, ὥστε αἱ ἀκτῖνες ο καὶ ε νὰ ἐξέρχωνται μὲ διαφορὰν φάσεως ἴσην πρὸς 90^0. Εἰς τοιαῦτα πλακίδια οἱ ὀπτικοὶ δρόμοι τῶν ἀκτίνων ο καὶ ε διαφέρουν κατὰ $^1/_4$ μήκους κύματος καὶ διὰ τοῦτο τὰ ὀνομάζομεν ***πλακίδια τετάρτου τοῦ κύματος.***

Ἂν διαβιβάσωμεν διὰ τοῦ πλακιδίου φυσικὸν ἢ μερικῶς πεπολωμένον φῶς, ἡ ἐξερχομένη δέσμη ἀποτελεῖται, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ θέσις τοῦ πλακιδίου, ἀπὸ δύο ἀκτῖνας ο καὶ ε πεπολωμένας καθέτως πρὸς ἀλλήλας, καὶ ἑπομένως δὲν ἠμπορεῖ νὰ κατασβεσθῇ δι' ἀναλύτου.

Ἂν τὸ φῶς εἶναι ἐλλειπτικῶς πεπολωμένον, ἠμποροῦμεν νὰ τὸ θεωρήσωμεν ὡς ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο εὐθυγράμμως πεπολωμένας δέσμας εἰς ἐπίπεδα διερχόμενα διὰ τῶν ἀξόνων τῆς ἐλλείψεως μὲ διαφορὰν φάσεως ἴσην πρὸς 90^0 ἢ 270^0 (πρβλ. τὰ σχ. 29, 30 τοῦ Α΄. Τόμου). Ἂν λοιπὸν θέσωμεν τὸ πλακίδιον οὕτως ὥστε ἡ **κυρία τομή** του νὰ εἶναι παράλληλος πρὸς ἕνα τῶν ἀξόνων τῶν ἐλλείψεων, ἐπὶ τῶν ὁποίων γίνεται ἡ δόνησις τῶν στοιχειωδῶν μερῶν τοῦ αἰθέρος, μεταβάλλομεν τὴν διαφορὰν φάσεως τῶν δύο συνιστωσῶν κατὰ 90^0 ἢ 180^0. **Αἱ δύο συνιστῶσαι τώρα συντιθέμεναι παρέχουν συνισταμένην εὐθύγραμμον. Τὸ φῶς λοιπόν, *ὅταν τὸ πλακίδιον τοποθετηθῇ καταλλήλως*, ἐξέρχεται ὡς εὐθυγράμμως πεπολωμένον καὶ ἑπομένως ἠμπορεῖ νὰ κατασβεσθῇ διὰ τοῦ ἀναλύτου.**

Τὸ κυκλικῶς πεπολωμένον φῶς ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἐλλειπτικῶς πεπολωμένον **ἐπὶ ἐλλείψεων, τῶν ὁποίων οἱ δύο ἄξονες εἶναι ἴσοι καὶ ἔχουν οἱαν-**

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δήποτε θέλομεν διεύθυνσιν. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι ἂν παρενθέσωμεν τὸ πλακίδιον τετάρτου τοῦ κύματος, *οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ θέσις του*, τὸ φῶς θὰ ἐξέλθῃ ὡς εὐθυγράμμως πεπολωμένον καὶ ἑπομένως θὰ ἠμπορῇ νὰ κατασβεσθῇ διὰ τοῦ ἀναλύτου.

§ 810. *Ἐλλειπτικὴ καὶ κυκλικὴ πόλωσις ἐξ ἀνακλάσεως.* Κατὰ τὴν ὁλικὴν ἀνάκλασιν καθὼς καὶ κατὰ τὴν ἀνάκλασιν ἐπὶ μεταλλικῶν ἐπιφανειῶν ἔχομεν μεταβολὴν τῆς φάσεως τῆς δονήσεως τοῦ αἰθέρος, ἄλλην ὅταν τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τῆς προσπιπτούσης ἀκτῖνος συμπίπτῃ μὲ τὸ ἐπίπεδον ἀνακλάσεως καὶ ἄλλην ὅταν εἶναι κάθετον ἐπ' αὐτό. Διὰ τοῦτο, ἂν τὸ προσπίπτον φῶς εἶναι πεπολωμένον πλαγίως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῆς ἀνακλάσεως, ἡ ἀνακλωμένη δέσμη εἶναι πεπολωμένη ἐλλειπτικῶς ἢ, ὑπὸ ὡρισμένους ὅρους, κυκλικῶς. Ἀλλὰ καὶ ἐκ μερικῆς ἀνακλάσεως εἶναι δυνατὸν ἡ εὐθύγραμμος πόλωσις νὰ μεταβληθῇ εἰς ἐλλειπτικήν. Ἡ λεπτομερεστέρα ὅμως ἐξέτασις τῶν φαινομένων τούτων θὰ παρεῖλκε.

§ 811. *Φυσικὸν φῶς.* Εἰς τὴν § 777 ἐξετέθη ὅτι ἡ συμμετρία τῆς φυσικῆς ἀκτῖνος προέρχεται ἀπὸ τὴν ταχεῖαν ἐν χρόνῳ διαδοχὴν πεπολωμένων κυμάτων, τῶν ὁποίων τὰ ἐπίπεδα πολώσεως ἐναλλάσσονται ἀτάκτως. Ἐν τούτοις ἡ ἐκδοχὴ αὕτη δὲν ἀνταποκρίνεται ἐντελῶς πρὸς τὴν πραγματικότητα. Τὰ στοιχειώδη κύματα, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελεῖται τὸ αἰσθητὸν φῶς, ἔχουν ὄχι μόνον ἴδιον ἕκαστον ἐπίπεδον πολώσεως, ἀλλὰ καὶ ἰδίαν φάσιν, καὶ ἑπομένως ἡ ἐκ τῆς συμβολῆς αὐτῶν προκύπτουσα εἰς δοθεῖσαν χρονικὴν στιγμὴν δόνησις θὰ εἶναι ἐν γένει ἐλλειπτὴ εἰς ὅλως δὲ ἐξαιρετικὰς περιπτώσεις εὐθύγραμμος ἢ κυκλική. Ἀλλὰ τὰ στοιχεῖα τῆς ἐλλείψεως, ἡ διεύθυνσις δηλ. τῶν ἀξόνων, τὸ ἀπόλυτον μέγεθος καὶ ὁ λόγος τῶν μεγεθῶν αὐτῶν, μεταβάλλονται ταχύτατα χωρὶς νὰ ἀκολουθῇ ἡ διαδοχὴ αὐτῶν κανένα ὡρισμένον νόμον, ἐκ τῆς ταχείας δὲ ταύτης καὶ ἐντελῶς ἀτάκτου μεταβολῆς τῶν στοιχείων τῆς ἐλλειπτικῆς πολώσεως προκύπτει ἡ φαινομενικὴ συμμετρία τοῦ φυσικοῦ φωτὸς περὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος. Ἡ αἰσθητὴ ἔντασις εἶναι ὁ ἐν χρόνῳ μέσος ὅρος τῶν στιγμιαίων τιμῶν τῆς ἐντάσεως τοῦ ἐκ τῆς συμβολῆς προκύπτοντος ἐλλειπτικῶς πεπολωμένου φωτός.

ΣΤΡΟΦΗ ΤΟΥ ΕΠΙΠΕΔΟΥ ΤΗΣ ΠΟΛΩΣΕΩΣ

§ 812. *Οὐσίαι ὀπτικῶς ἐνεργοί.* Ἂν μεταξὺ διεσταυρωμένων πολωτῶν, οἱ ὁποῖοι ἐμποδίζουν τελείως τὴν δίοδον παραλλήλου φωτός, παρενθέσωμεν λεπτὸν πλακίδιον χαλαζίου μὲ ἕδρας καθέτους ἐπὶ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα ἢ διάλυμα σακχάρου ἐντὸς δοχείου μὲ δύο παράλληλα τοιχώματα, παρατηροῦμεν ἐμφάνισιν φωτός.

Τὸ διάλυμα τοῦ σακχάρου εἶναι ἰσότροπον, διὰ δὲ τοῦ πλακιδίου τοῦ χαλαζίου τὸ φῶς διέρχεται κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος καὶ ἑπομένως ἡ ἐμφάνισις φωτὸς δὲν ἠμπορεῖ νὰ ἐξηγηθῇ διὰ τῆς διπλῆς διαθλάσεως. Παρατηροῦμεν προσέτι στρέφοντες

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ πλακίδιον τοῦ χαλαζίου ἐπὶ τὸν ἄξονά του ὅτι δὲν ἐπέρχεται καμμία αὐξομείωσις τοῦ φωτός.

Ἂν τώρα στρέψωμεν τὸν ἀναλύτην περὶ τὴν προσπίπτουσαν δέσμην ὡς ἄξονα, εὑρίσκομεν μίαν ὡρισμένην θέσιν, εἰς τὴν ὁποίαν ἔχομεν πάλιν κατάσβεσιν τοῦ φωτός. Ἐκ τούτου συμπεραίνομεν ὅτι ἡ ἐκ τοῦ πολωτοῦ προερχομένη πεπολωμένη δέσμη ἔπαθε κατὰ τὴν διὰ τοῦ παρεντεθέντος σώματος δίοδον μεταβολὴν συνισταμένην εἰς *στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου τῆς πολώσεως*.

Ὅταν *κατὰ τὴν ὑποκειμενικὴν παρατήρησιν* διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν τὴν κατάσβεσιν πρέπῃ νὰ στρέψωμεν τὸν ἀναλύτην κατὰ τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τῶν δεικτῶν τοῦ ὡρολογίου, λέγομεν ὅτι τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως *ἐστράφη πρὸς τὰ δεξιά*, ὅταν δὲ πρέπῃ νὰ στρέψωμεν τὸν ἀναλύτην κατὰ τὴν ἀντίθετον φοράν, λέγομεν ὅτι τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως *ἐστράφη πρὸς τὰ ἀριστερά*.

Τὰς οὐσίας, αἱ ὁποῖαι προκαλοῦν τὴν στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως διερχομένου φωτός, ὀνομάζομεν *ὀπτικῶς ἐνεργούς, δεξιοστρόφους* (+) ἢ *ἀριστεροστρόφους* (—) ἀναλόγως τῆς φορᾶς τῆς στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως.

§ 813. ***Στροφικαὶ ἰδιότητες τοῦ χαλαζίου. Στροφικὴ ἱκανότης.*** Καταλληλότατα διὰ τὴν μελέτην τῆς στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως εἶναι πλακίδια χαλαζίου κάθετα ἐπὶ τὸν ἄξονα καὶ πάχους ἑνός, δύο, τριῶν κ. λ. χιλιοστῶν, τὰ ὁποῖα παρενθέτοντες εἴτε μόνα εἴτε δύο ἢ περισσότερα κατὰ σειρὰν εἰς τὸν δρόμον τοῦ φωτὸς μεταξὺ πολωτοῦ καὶ ἀναλύτου εὑρίσκομεν τοὺς ἑξῆς νόμους:

Ὑπάρχουν δύο εἴδη χαλαζίου, δεξιοστρόφον καὶ ἀριστεροστρόφον, ἢ ἁπλούστερον δεξιὸν καὶ ἀριστερόν.

Τὰ δύο εἴδη ὑπὸ τὸ αὐτὸ πάχος στρέφουν τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως κατὰ τὴν αὐτὴν γωνίαν. Ἂν δηλ. εἰς τὸν δρόμον τοῦ φωτὸς παρεμβάλωμεν ἴσα πάχη δεξιοῦ καὶ ἀριστεροῦ χαλαζίου (πλακίδια κάθετα ἐπὶ τὸν ἄξονα) ἡ στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως εἶναι ἴση πρὸς μηδέν.

Ἡ γωνία στροφῆς φ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ πάχος δ τοῦ πλακιδίου καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ χρῶμα τοῦ φωτὸς καὶ ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἶναι λοιπὸν

$$\varphi = \sigma_\lambda \cdot \delta \tag{1}$$

ὅπου σ_λ εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος λ (καὶ τὴν θερμοκρασίαν). Ὁ συντελεστὴς οὗτος ὀνομάζεται *συντελεστὴς στροφικῆς ἱκανότητος* ἢ καὶ ἁπλῶς *στροφικὴ ἱκανότης*. Διὰ τῆς ἐξισώσεως (1) ὁρίζεται ἡ στροφικὴ ἱκανότης τῶν στερεῶν ἐν γένει.

Ἂν ἐκφράσωμεν τὸ πάχος τῆς πλακὸς εἰς χιλιοστὰ τοῦ μέτρου, ἡ στροφικὴ ἱκανότης τοῦ χαλαζίου διὰ τὸ φῶς D εἶναι

$$\sigma_\lambda = 21{,}7 \, \frac{\text{μοῖραι}}{\text{mm}} .$$

Οὕτω πλακίδιον πάχους 3 mm ἢ πλακίδια τοῦ αὐτοῦ εἴδους καὶ ὁλικοῦ πάχους 3 mm στρέφουν τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τοῦ φωτὸς D πρὸς τὰ δεξιὰ ἢ πρὸς τὰ ἀριστερὰ κατὰ γωνίαν ἴσην πρὸς $21{,}7 \times 3 = 65^0{,}1$.

Ὅταν μεταχειριζώμεθα λεπτὰ πλακίδια, τῶν ὁποίων τὸ πάχος ἰσοῦται πρὸς κλάσμα τοῦ χιλιοστομέτρου, ἐπιτυγχάνομεν τὴν κατάσβεσιν διὰ στροφῆς τοῦ ἀναλύτου. Ἂν ὅμως τὸ πλακίδιον ἔχῃ ἀρκετὸν πάχος, δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ἐπέλθῃ πλήρης κατάσβεσις, ἐκτὸς ἂν τὸ φῶς εἶναι μονόχρουν. Τοῦτο προέρχεται ἐκ τῆς διαφόρου στροφικῆς ἱνανότητος διὰ τὰ διάφορα χρώματα, ἕνεκα τῆς ὁποίας τὰ ἐπίπεδα πολώσεως τῶν διαφόρων χρωμάτων στρέφονται κατὰ διαφόρους γωνίας (στροφικὸς διασκεδασμός). Ὅταν λοιπὸν ἔχωμεν λευκὸν ἢ ἐν γένει σύνθετον φῶς, στρέφοντες τὸν ἀναλύτην ἐπιτυγχάνομεν εἰς ἑκάστην θέσιν τὴν κατάσβεσιν ἑνὸς ὡρισμένου χρώματος, ἀπὸ τοῦ ἐρυθροῦ πρὸς τὸ ἰῶδες καθ' ὅσον προχωρεῖ ἡ στροφὴ τοῦ ἀναλύτου κατὰ τὴν φορὰν τῆς στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως, καὶ ἑπομένως δὲν ἔχομεν κατάσβεσιν ἀλλ' ἐμφάνισιν χρωμάτων ἀπὸ τοῦ κυανωποῦ πρὸς τὸ ἐρυθρόν. Ἂν μεταχειρισθῶμεν πλάκα ἀρκετοῦ πάχους, π.χ. ἑκατοστῶν τινων τοῦ μέτρου, ἔχομεν λευκὸν φῶς οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ θέσις τοῦ ἀναλύτου, διότι ἡ κατάσβεσις εἰς ἑκάστην θέσιν ἐπέρχεται εἰς στενὰς περιοχὰς κατανεμημένας εἰς ὅλα τὰ μέρη τοῦ φάσματος. Ἡ ἔλλειψις τῶν κατασβεσθέντων χρωμάτων δὲν ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ ἀμέσως αἰσθητὴ εἰς τὴν ὑποκειμενικὴν παρατήρησιν. Ἂν ὅμιως ἀναλύσωμεν διὰ πρίσματος τὸ ἐκ τοῦ ἀναλύτου προερχόμενον φῶς, παρατηροῦμεν εἰς τὸ φάσμα σκοτεινὰ μέρη, σκοτεινὰς ταινίας

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὅταν μεταχειρισθῶμεν φῶς προερχόμενον ἀπὸ κατευθυντῆρα μὲ σχισμήν. Ἂν στρέψωμεν τὸν ἀναλύτην, αἱ σκοτειναὶ ταινίαι μετακινοῦνται ἐπὶ τοῦ φάσματος διότι εἰς ἄλλην θέσιν τοῦ ἀναλύτου ἄλλα χρώματα κατασβεννύονται.

§ 814. ***Στροφικὴ ἱκανότης ὑγρῶν καὶ ἀερίων.*** Ἡ στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου τῆς πολώσεως, τὴν ὁποίαν ἐπιφέρουν τὰ ὀπτικῶς ἐνεργὰ ὑγρά, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ πάχος τοῦ ὑγροῦ στρώματος καὶ πρὸς συντελεστὴν ἐξαρτώμενον ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ὑγροῦ καὶ ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτὸς (καὶ ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν).

Ἂν τὸ ὑγρὸν εἶναι διάλυμα ὀπτικῶς ἐνεργοῦ οὐσίας ἐντὸς διαλυτικοῦ μέσου μὴ ἐνεργοῦ, ἡ στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ *πάχος* δ τοῦ ὑγροῦ στρώματος, καὶ τὴν περιεκτικότητα Π_2 τοῦ διαλύματος (πρβλ. Τ. Α΄. § 293) τὸν λόγον δηλ. τῆς μάζης m τῆς διαλελυμένης οὐσίας πρὸς τὸν ὄγκον Ω τοῦ διαλύματος, καὶ ἐξαρτᾶται ἀκόμη ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτὸς (Biot).

Εἶναι δηλαδὴ

$$(2) \qquad \varphi = S_\lambda \,.\, \delta \,.\, \Pi_2 = S_\lambda \,.\, \frac{\delta \,.\, m}{\Omega} \,.$$

Τὸν συντελεστὴν S_λ ὀνομάζομεν *εἰδικὴν στροφικὴν ἱκανότητα* τῆς διαλελυμένης οὐσίας καὶ ὑποδεικνύομεν διὰ τοῦ θετικοῦ μὲν σημείου τὴν πρὸς τὰ δεξιὰ στροφήν, διὰ δὲ τοῦ ἀρνητικοῦ τὴν πρὸς τὰ ἀριστερά.

Ἡ ἐξίσωσις (2) περιλαμβάνει καὶ τὴν περίπτωσιν τῶν ἐκ φύσεως ὀπτικῶς ἐνεργῶν ὑγρῶν. Ἡ περιεκτικότης $\frac{m}{\Omega}$ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι αὐτὴ ἡ *πυκνότης* D τοῦ ὑγροῦ καὶ ἑπομένως ὁ τύπος γίνεται

$$(3) \qquad \varphi = S_\lambda \,.\, \delta \,.\, D.$$

Διὰ τῆς ἐξισώσεως ταύτης ὁρίζεται καὶ ἡ εἰδικὴ στροφικὴ ἱκανότης τῶν ἀερίων (ἀτμῶν). Ἀξιοσημείωτον εἶναι ὅτι ἡ εἰδικὴ στροφικὴ ἱκανότης τῶν ἀτμῶν εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τοῦ ὑγροῦ, τὸ ὁποῖον προκύπτει ἐκ τῆς ὑγροποιήσεως αὐτῶν.

Ἡ ἐξίσωσις (2) ἔχει ἀπὸ πρακτικῆς ἀπόψεως μεγάλην σημασίαν διότι μᾶς ἐπιτρέπει, ἂν ἔχωμεν διάλυμα οὐσίας, τῆς ὁποίας εἶναι γνωστὴ ἡ εἰδικὴ στροφικὴ ἱκανότης, νὰ ὑπολογίσωμεν ἐκ τῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

παρατηρηθείσης στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως τοῦ φωτὸς τὴν περιεκτικότητα.

Οὕτω π. χ. ἡ εἰδικὴ στροφικὴ ἱκανότης τοῦ κοινοῦ σακχάρου (καλαμοσακχάρου) διὰ τὸ φῶς D καὶ εἰς θερμοκρασίαν 20^0 εἶναι

$$S_D = + 66^0 . \frac{cm^3}{cm.gr.}$$

καὶ ἑπομένως, ἂν παρατηρήσωμεν στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως πρὸς τὰ δεξιὰ ἴσην πρὸς φ μοίρας ὀφειλομένην εἰς τὴν δίοδον τοῦ φωτὸς διὰ διαλύματος καλαμοσακχάρου πάχους δ ἑκατοστῶν τοῦ μέτρου, ἡ περιεκτικότης θὰ εἶναι

$$\Pi = \frac{\varphi}{66 . \delta} \frac{gr}{cm^3}.$$

§ 815. ***Σχέσις τῆς στροφικῆς ἱκανότητος πρὸς τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός.*** Ἡ στροφικὴ ἱκανότης ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτὸς κατὰ τρόπον πολύπλοκον. Ὁ Biot ἐκ τῶν πρώτων αὐτοῦ μετρήσεων ἐνόμισεν ὅτι ἡ στροφικὴ ἱκανότης εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τοῦ μήκους κύματος (νόμος τοῦ Biot) Ἡ σχέσις ὅμως αὕτη δὲν ἀληθεύει οὔτε κατὰ προσέγγισιν.

Εἰς τὰς πλείστας περιπτώσεις ἡ στροφικὴ ἱκανότης εἶναι τόσον μεγαλυτέρα ὅσον τὸ μῆκος τοῦ κύματος εἶναι μικρότερον, ὅπως τοῦτο συμβαίνει καὶ διὰ τὸν δείκτην διαθλάσεως, ὑπάρχουν ὅμως καὶ περιπτώσεις, κατὰ τὰς ὁποίας εἰς μεγαλύτερα μήκη κύματος ἀντιστοιχεῖ μεγαλυτέρα στροφικὴ ἱκανότης. Τὴν ἀναστροφὴν ταύτην τῆς σχέσεως τῆς στροφικῆς ἱκανότητος πρὸς τὸ μῆκος κύματος ὀνομάζομεν *ἀνώμαλον στροφικὸν διασκεδασμόν*.

§ 816. ***Στροφικὴ ἱκανότης καὶ μοριακὴ σύνθεσις.*** Ἡ στροφικὴ ἱκανότης ἔχει στενωτάτην σχέσιν πρὸς τὴν διάταξιν τῶν ἀτόμων ἐντὸς τοῦ μορίου τῶν ὀπτικῶς ἐνεργῶν ἰσοτρόπων οὐσιῶν, ἢ ἐντὸς τῶν ὀπτικῶς ἐνεργῶν κρυστάλλων. Εἰς τὴν ἰδιάζουσαν ταύτην διάταξιν τῶν ἀτόμων ὀφείλεται ἡ ἐμφάνισις χαρακτηριστικῶν ἕδρῶν τοιούτων, ὥστε κρύσταλλοι δεξιοστρόφοι καὶ ἀριστεροστρόφοι τῆς αὐτῆς χημικῆς συνθέσεως νὰ εἶναι κατοπτρικῶς συμμετρικοὶ πρὸς ἀλλήλλους (Pasteur). Ἀλλ' ἡ διερεύνησις τῶν σχέσεων τούτων θὰ ἐξήρχετο τῶν ὁρίων τοῦ παρόντος βιβλίου.

§ 817. ***Ἐξήγησις τῆς στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως.*** Ὁ Fresnel ἐξήγησε τὴν στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως δεχθεὶς ὅτι εὐθυγράμμως πεπολω-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μένη ἀκτὶς εἰσερχομένη εἰς ὀπτικῶς ἐνεργὸν σῶμα χωρίζεται εἰς δύο μέρη πεπολωμένα κυκλικῶς μὲ ἀντιθέτους φορὰς τῆς κυκλικῆς κινήσεως τοῦ αἰθέρος.

Πράγματι δι' εὐκόλου συλλογισμοῦ δεικνύεται ὅτι δύο ἰσοταχεῖς κινήσεις ἐπὶ κυκλικῆς τροχιᾶς μὲ ἀντίθετον φορὰν ἰσοδυναμοῦν πρὸς ἁπλῆν εὐθύγραμμον ἁρμονικὴν κίνησιν ἐπὶ διαμέτρου τῆς κυκλικῆς τροχιᾶς ἡ δὲ διεύθυνσις τῆς διαμέτρου ταύτης ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν σχετικὴν φάσιν τῶν δύο κινήσεων.

Αἱ δύο κυκλικῶς πεπολωμέναι ἀκτῖνες διαδίδονται ἐντὸς τοῦ ὀπτικῶς ἐνεργοῦ σώματος κατὰ τὴν ἐκδοχὴν τοῦ Fresnel μὲ διάφορον ταχύτητα, καὶ ἐξερχόμεναι ἐξ αὐτοῦ μὲ διαφορὰν φάσεως ἐξαρτωμένην ἀπὸ τὰς ταχύτητας διαδόσεως καὶ τὸ πάχος τοῦ σώματος συντίθενται εἰς εὐθυγράμμως πεπολωμένην ἀκτῖνα, τῆς ὁποίας τὸ ἐπίπεδον πολώσεως ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν διαφορὰν φάσεως τῶν δύο κυκλικῶν κινήσεων.

Ἔχομεν λοιπόν, συμφώνως πρὸς τὴν ἐκδοχὴν ταύτην, εἰς τὰ ὀπτικῶς ἐνεργὰ σώματα ἰδιότυπον διπλῆν διάθλασιν, τὴν ὁποίαν πράγματι κατώρθωσεν ὁ Fresnel νὰ παρατηρήσῃ.

§ 818. ***Πολωσίμετρα. Σακχαρόμετρα.*** Ἕνεκα τῆς μεγάλης σημασίας, θεωρητικῆς καὶ πρακτικῆς, τοῦ προσδιορισμοῦ τῆς στροφικῆς ἱκανότητος κατεσκευάσθησαν πλεῖστα ὄργανα χρησιμεύοντα ἀποκλειστικῶς εἰς τὴν μέτρησιν τῆς στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως. Τὰ ὄργανα ταῦτα ὀνομάζονται *πολωσίμετρα*, ἤ, ὁσάκις χρησιμεύουν εἰς τὸν προσδιορισμὸν τῆς περιεκτικότητος διαλυμάτων *σακχάρου*, *σακχαρόμετρα*, ἀποτελοῦνται δὲ ἐν γένει ἀπὸ πολωτὴν σταθερὸν καὶ ἀναλύτην στρεπτὸν περὶ τὴν προσπίπτουσαν δέσμην.

Ὁ ἀναλύτης συνδέεται μὲ βραχίονα φέροντα βερνιέρον, διὰ τοῦ ὁποίου προσδιορίζομεν ἐπὶ γωνιομετρικοῦ κύκλου τὴν ἑκάστοτε θέσιν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον προσπίπτει ἐπὶ τοῦ ἀναλύτου. Τὸ ἐνεργὸν σῶμα παρενθέτομεν ἐπὶ καταλλήλου στηρίγματος μεταξὺ τοῦ πολωτοῦ καὶ τοῦ ἀναλύτου καὶ προσδιορίζοντες τὴν νέαν θέσιν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως εὑρίσκομεν τὴν στροφήν, τὴν ὁποίαν ἐπροκάλεσε τὸ παρεντεθὲν σῶμα. Ὑγρὰς οὐσίας θέτομεν ἐντὸς σωλήνων, ὑαλίνων συνήθως, οἱ ὁποῖοι ἑκατέρωθεν κλείονται διὰ πλακῶν ὑαλίνων μὲ παραλλήλους ἕδρας. Αἱ πλάκες αὗται πρέπει νὰ μὴ εἶναι διπλοθλαστικαὶ ἕνεκα ταχείας ψύξεως προσέχομεν δὲ νὰ μὴ πιέζωμεν αὐτὰς πολὺ διὰ τῶν κοχλιῶν, οἱ ὁποῖοι χρησιμεύουν πρὸς στερέωσίν των, διὰ νὰ μὴ γίνωνται διπλοθλαστικαὶ ἕνεκα τῆς μηχανικῆς παραμορφώσεως.

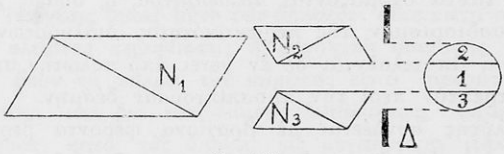
Τὸ ἁπλούστατον τῶν πολωσιμέτρων ἀποτελεῖται κατὰ τὰ ἀνωτέρω ἀπὸ πολωτὴν καὶ ἀναλύτην, π. χ. δύο πρίσματα Nicol, τοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ένὸς τῶν ὁποίων, τοῦ ἀναλύτου, ἡ θέσις προσδιορίζεται ἐπὶ γωνιομετρικοῦ κύκλου (Biot, Mitscherlich). Φέρομεν τὸν ἀναλύτην εἰς τὴν θέσιν τῆς κατασβέσεως μεταχειριζόμενοι φῶς Νατρίου καὶ ἀναγινώσκομεν τὴν θέσιν του ἐπὶ τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου. Παρενθέτομεν ἔπειτα τὸ ὀπτικῶς ἐνεργὸν σῶμα καὶ ἀνευρίσκομεν τὴν νέαν θέσιν τῆς κατασβέσεως, τὴν ὁποίαν πάλιν προσδιορίζομεν ἐπὶ τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου. Ἡ διαφορὰ τῶν δύο ἀναγνώσεων μᾶς δίδει τὴν στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως.

Τὸ ὄργανον τοῦτο δὲν ἠμπορεῖ νὰ δώσῃ ἀκριβῆ ἀποτελέσματα, διότι ἡ θέσις τῆς κατασβέσεως δὲν ἠμπορεῖ νὰ εὑρεθῇ μὲ τὴν ἀπαιτουμένην ἀκρίβειαν καὶ τὰ σφάλματα τῆς παρατηρήσεως εἶναι μεγάλα. Διὰ τοῦτο ἐπενοήθησαν διάφοροι διατάξεις, διὰ τῶν ὁποίων εὑρίσκεται ἡ θέσις τοῦ ἀναλύτου μὲ μικρότερον σφάλμα. Ἐκ τῶν διατάξεων τούτων ἀναφέρομεν τὴν τοῦ Lippich.

Τὸ ἐκ τοῦ πολωτοῦ N_1 (σχ. 561) προερχόμενον μονόχρουν φῶς διέρχεται ἐν μέρει διὰ τῶν πρισμάτων Nicol N_2 καὶ N_3, τῶν ὁποίων



Σχ. 561.

τὰ χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα, παράλληλα πρὸς ἄλληλα, σχηματίζουν μὲ τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον τοῦ N_1 μικρὰν γωνίαν, 2 ἢ 3 μοιρῶν. Οὕτω τὸ ὑπὸ τοῦ διαφράγματος Δ περιοριζόμενον πεδίον χωρίζεται εἰς τρία μέρη, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ μὲν μεσαῖον φωτίζεται διὰ τοῦ ἀπ' εὐθείας ἐκ τοῦ N_1 προερχομένου φωτὸς τὰ δὲ ἄκρα διὰ τοῦ ἐκ τῶν N_2 καὶ N_3 προερχομένου. Ἂν τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀναλύτου εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον τοῦ N_1, ἔχομεν κατάσβεσιν εἰς τὸ μέσον τοῦ πεδίου καὶ φῶς εἰς τὰ ἄκρα. Ἂν τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀναλύτου εἶναι κάθετον ἐπὶ τὰ χαρακτηριστικὰ ἐπίπεδα τῶν N_2 καὶ N_3, ἔχομεν κατάσβεσιν εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πεδίου καὶ φῶς εἰς τὸ μέσον. Τὸ πεδίον βλέπομεν ὁμοιομόρφως φωτισμένον, οὕτως ὥστε νὰ ἐξαλείφωνται τὰ ὅρια τῶν με-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρῶν 1, 2, 3, ὅταν τὸ χαρακτηριστικὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀναλύτου εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τὸ διχοτομοῦν τὴν ὀξεῖαν γωνίαν τῶν χαρακτηριστικῶν ἐπιπέδων τῶν N_1 καὶ N_2, N_3. Ἐλαχίστη στροφὴ τοῦ ἀναλύτου ἀπὸ τῆς θέσεως ταύτης ἐπιφέρει αὔξησιν τοῦ φωτισμοῦ εἰς τὸ μέσον τοῦ πεδίου καὶ ἐλάττωσιν εἰς τὰ ἄκρα ἢ τἀνάπαλιν καὶ διὰ τοῦτο ἡ *εὐαίσθητος* αὕτη θέσις τοῦ ἀναλύτου ἠμπορεῖ νὰ εὑρεθῇ μὲ μεγάλην ἀκρίβειαν. Διὰ τῆς παρενθέσεως ὀπτικῶς ἐνεργῶν σωμάτων στρέφονται τὰ ἐπίπεδα πολώσεως τοῦ φωτὸς τοῦ προερχομένου ἀπὸ τὰ μέρη 1, 2, 3 τοῦ πεδίου κατὰ τὴν αὐτὴν γωνίαν καὶ ἑπομένως ἀνευρίσκοντες τὴν νέαν εὐαίσθητον θέσιν τοῦ ἀναλύτου, τὴν θέσιν δηλ. τοῦ ὁμοιομόρφου φωτισμοῦ τοῦ πεδίου, ἔχομεν ἐκ τῆς διαφορᾶς τῶν δύο ἀναγνώσεων ἐπὶ τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου τὴν γωνίαν στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως.

ΦΥΣΙΟΛΟΓΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

§ 819. *Ὁρισμός*. Τὰ ὀπτικὰ φαινόμενα παρουσιάζουν πολλάκις ἕνεκα τῆς ὑπάρξεως τοῦ εἰδικοῦ αἰσθητηρίου, τὸ ὁποῖον ἀντιδρᾷ εἰς τὸ φῶς, τὴν ὑποκειμενικὴν ἄποψιν ἀρρήκτως συνδεδεμένην μὲ τὴν ἀντικειμενικήν, καὶ διὰ τοῦτο δὲν εἶναι δυνατόν, καὶ εἰς στοιχειῶδες βιβλίον φυσικῆς, νὰ παραληφθοῦν αἱ θεμελιώδεις τοὐλάχιστον ἀρχαὶ τῆς φυσιολογικῆς ὀπτικῆς.

Ἡ *φυσιολογικὴ ὀπτικὴ* ἐξετάζει τὴν ἐπίδρασιν τοῦ φωτὸς ἐπὶ τοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ τὰ ἐκ ταύτης προκαλούμενα αἰσθήματα καὶ ἀποτελεῖ διάμεσον τρόπον τινὰ μεταξὺ τῶν ἀντιστοίχων κλάδων τῆς φυσικῆς καὶ τῆς πειραματικῆς ψυχολογίας, πρὸς τὴν ὁποίαν ἐν πολλοῖς συγχέεται.

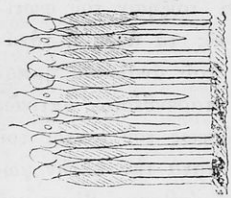
§ 820. Τὸ *αἰσθητήριον*. Ἡ ἀνατομικὴ κατασκευὴ τοῦ ὀφθαλμοῦ ἔχει περιγραφῇ εἰς γενικωτάτας γραμμὰς εἰς τὴν § 643 ἐπὶ τῇ βάσει τῆς σχηματικῆς εἰκόνος 479. Τὴν περιγραφὴν ἐκείνην συμπληρώνομεν τώρα ἐν μέρει.

Τὸ ἐξώτατον, πρὸς τὸ ὑαλῶδες σῶμα ἐστραμμένον, στρῶμα τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς ἀποτελεῖται ἀπὸ τὴν *στοιβάδα τῶν ραβδίων καὶ κώνων*. Μετὰ ταύτην ὑπάρχουν διάφορα ἄλλα στρώματα τῶν ὁποίων παραλείπομεν τὴν περιγραφήν, καὶ εἰς τὸ πρὸς τὸν χοριοειδῆ ἐστραμ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μένον μέρος ἔχομεν στρῶμα νευρικῶν κυττάρων καὶ τέλος νευρικὰς ἴνας, καταλήξεις τῶν διακλαδώσεων τοῦ ὀπτικοῦ νεύρου.

Ἰδιαίτερον ἐνδιαφέρον παρουσιάζει ἡ ἐξωτάτη στοιβὰς τῶν ραβδίων καὶ κώνων. Ἀποτελεῖται αὕτη ἀπὸ ραβδόμορφα σωμάτια, κάθετα ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς καὶ ἀποτελούμενα ἀπὸ οὐσίαν μὲ μέγαν δείκτην διαθλάσεως, τὰ *ραβδία*, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχουν βραχύτερα κωνοειδῆ σώματα, οἱ *κῶνοι* (σχ. 562).



Σχ. 562.

Οἱ κῶνοι εἶναι τόσον πολυπληθέστεροι, ὅσον πλησιάζομεν πρὸς τὴν ὠχρὰν κηλῖδα, ἐντὸς δὲ αὐτῆς τῆς ὠχρᾶς κηλῖδος ὑπάρχουν μόνον κῶνοι καὶ λείπουν ἐντελῶς τὰ ραβδία.

§ 821. ***Λειτουργία τῶν ραβδίων καὶ τῶν κώνων.*** Οἱ κῶνοι καὶ τὰ ραβδία εἶναι τὰ εὐαίσθητα στοιχεῖα τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς καὶ φαίνεται ὅτι ἡ λειτουργία αὐτῶν εἶναι ριζικῶς διάφορος.

Τὰ ραβδία εἶναι εὐαίσθητα εἰς ἀμυδρὸν φῶς ἀλλὰ τὸ ἐκ τοῦ ἐρεθισμοῦ αὐτῶν προκαλούμενον αἴσθημα εἶναι ἁπλῶς αἴσθημα φωτὸς χωρὶς τὸ ποιοτικὸν στοιχεῖον τῆς διαφορᾶς χρώματος. Οἱ κῶνοι εἶναι ὀλιγώτερον εὐαίσθητοι τῶν ραβδίων, χρειάζεται δηλ. μεγαλυτέρα ἔντασις τοῦ φωτὸς διὰ νὰ γίνῃ τοῦτο ἀντιληπτόν, ἀλλὰ τὸ ἐκ τοῦ ἐρεθισμοῦ αὐτῶν προκαλούμενον αἴσθημα ἔχει τὸ ποιοτικὸν στοιχεῖον τοῦ χρώματος.

Τὴν ἐκδοχὴν ταύτην καθιστοῦν πιθανὴν πολλαὶ παρατηρήσεις, ὑποκειμενικαὶ φυσικά, τῶν ὁποίων ἀναγράφομεν μερικάς.

Εἶναι γνωστὸν ὅτι εἰς τὸ ἀμυδρὸν φῶς, π. χ. εἰς τὸ λυκόφως, διακρίνομεν τὰ ἀντικείμενα καὶ τὴν φωτοσκίασιν αὐτῶν ἀλλ' αἱ χρωματικαὶ διαφοραὶ ἐξαφανίζονται. Ὅτι εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην τὰ εὐαίσθητα στοιχεῖα τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἶναι τὰ ραβδία δεικνύεται διὰ τοῦ ἑξῆς πειράματος: Εἰς δωμάτιον, μόλις ἀμυδρῶς φωτιζόμενον ὥστε νὰ διακρίνωμεν λευκὸν φύλλον χάρτου χωρὶς νὰ διακρίνωμεν καὶ χρώματα, τοποθετοῦμεν ἐπὶ σκοτεινῆς ἐπιφανείας μικρὸν τεμάχιον λευκοῦ χάρτου π. χ. ἴσον πρὸς ἓν τετραγωνικὸν ἑκατοστόν. Ἂν προσηλώσωμεν τοὺς ὀφθαλμοὺς ἐπ' αὐτοῦ, δὲν τὸ βλέπομεν, ἂν ὅμως ἀτενίσωμεν παραπλεύρως αὐτοῦ, τὸ βλέπομεν. Ἡ ἐξήγησις

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἶναι ἁπλῆ ἂν δεχθῶμεν ὅτι εἰς τὸ ἀμυδρὸν φῶς τοῦ δωματίου μόνον τὰ ραβδία διεγείρονται καὶ ἑπομένως ἡ ὠχρὰ κηλίς, εἰς τὴν ὁποίαν μόνον κῶνοι ὑπάρχουν, εἶναι τυφλή. Ἀνάλογον φαινόμενον ἔχομεν ὅταν εἰς τὸν ἔναστρον οὐρανὸν παρατηροῦμεν ἀμυδροὺς ἀστέρας, οἱ ὁποῖοι ἐξαφανίζονται ἐκ τοῦ ὀπτικοῦ μας πεδίου μόλις ζητήσωμεν νὰ τοὺς ἀτενίσωμεν. Εἰς τὴν Πλειάδα π. χ. ὅταν ἀτενίζωμεν παραπλεύρως ἀστέρας, ἀντιλαμβανόμεθα πλῆθος ἀστέρων, οἱ ὁποῖοι περιορίζονται εἰς 6 ἢ 7 ὅταν ἀτενίσωμεν αὐτὴν τὴν Πλειάδα.

Ἂν θελήσωμεν νὰ ἐπαναλάβωμεν τὸ πείραμα τοῦ χάρτου εἰς δωμάτιον φωτιζόμενον ἀρκετὰ ὥστε νὰ διακρίνωνται χρώματα, τὸ τεμάχιον τοῦ χάρτου δὲν ἐξαφανίζεται ὅταν τὸ ἀτενίζωμεν, διότι τώρα τὸ ἐρέθισμα εἶναι ἀρκετὰ ἰσχυρὸν ὥστε νὰ ἐπιδράσῃ καὶ ἐπὶ τῶν κώνων, οἱ ὁποῖοι ὑπάρχουν εἰς τὴν ὠχρὰν κηλῖδα.

Οἱ κῶνοι εἶναι τὰ στοιχεῖα ἐκεῖνα, τῶν ὁποίων ὁ ἐρεθισμὸς προκαλεῖ τὸ ἀτομικὸν αἴσθημα τῆς χρωματικῆς διαφορᾶς.

§ 822. ***Τυφλὸν σημεῖον.*** Τὸ μέρος τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς, τὸ ὁποῖον ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν εἴσοδον τοῦ ὀπτικοῦ νεύρου εἰς τὸν

Σχ. 563.

βολβὸν τοῦ ὀφθαλμοῦ, εἶναι ἀναίσθητον εἰς τὸ φῶς. Τοῦτο κατέδειξεν ὁ Torricelli διὰ τοῦ ἑξῆς πειράματος. Κλείοντες τὸν ἀριστερὸν ὀφθαλμὸν ἀτενίζομεν διὰ τοῦ δεξιοῦ τὸν ἐντὸς κύκλου σταυρὸν τοῦ σχ. 563, δίδομεν δηλ. εἰς τὸν ὀφθαλμὸν τοιαύτην διεύθυνσιν, ὥστε ἡ εἰκὼν τοῦ σταυροῦ νὰ σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ βοθρίου τῆς ὠχρᾶς κηλῖδος. Πλησιάζοντες καὶ ἀπομακρύνοντες τὸ σχῆμα εὑρίσκομεν θέσιν, εἰς τὴν ὁποίαν ὁ μικρὸς σταυρὸς ἐξαφανίζεται. Ἂν φέρωμεν τὸ σχῆμα πλησιέστερον πρὸς τὸν ὀφθαλμὸν ἢ ἀπομακρύνωμεν αὐτὸ περισσότερον, ὁ μικρὸς σταυρὸς ἀναφαίνεται πάλιν. Ὁ σταυρὸς ἐξαφανίζεται, ὅταν ἡ εἰκὼν αὐτοῦ ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς σχηματίζεται ἀκριβῶς ἐπὶ τῆς εἰσόδου τοῦ ὀπτικοῦ νεύρου, ἡ ὁποία εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς ὠχρᾶς κηλῖδος καὶ τῆς ρινός.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν θέλωμεν νὰ ἐκτελέσωμεν τὸ πείραμα μὲ τὸν ἀριστερὸν ὀφθαλμόν, πρέπει νὰ ἀναστρέψωμεν τὸ σχῆμα 562.

ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ ΧΡΩΜΑΤΩΝ

§ 823. ***Ἔννοια τοῦ χρώματος.*** Ἡ ἔννοια τοῦ χρώματος εἶναι ἔννοια κατ' ἐξοχὴν ὑποκειμενική, συνδεομένη πρὸς ἰδιάζοντα ποιοτικὰ χαρακτηριστικὰ τῶν αἰσθημάτων, τὰ ὁποῖα προέρχονται ἀπὸ τὰ φωτεινὰ ἐρεθίσματα.

§ 824. ***Ἀντικειμενικὰ στοιχεῖα ἀντιστοιχοῦντα εἰς τὸ χρῶμα τοῦ φωτός.*** Εἰς τὰς §§ 734 κ.ἑ. ἐξετέθη ὅτι εἰς τὸ ὑποκειμενικὸν χαρακτηριστικὸν τῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος ἀντιστοιχεῖ ὡς ἀντικειμενικὸν χαρακτηριστικὸν ἡ συχνότης ἢ τὸ μῆκος κύματος τοῦ μονοχρόου φωτός, ὅτι δηλ. φῶς ὡρισμένου μήκους κύματος προκαλεῖ εἰς τὸν αὐτὸν παρατηρητὴν αἴσθημα χρώματος ὡρισμένον καὶ πάντοτε τὸ αὐτό (*), ἀκριβῶς ὅπως φθόγγοι τῆς αὐτῆς συχνότητος προκαλοῦν αἴσθημα ἤχου τοῦ αὐτοῦ *ὕψους*. Ἀλλ' ἡ σχέσις συχνότητος καὶ χρώματος τοῦ φωτὸς δὲν εἶναι ἀντιστρεπτὴ ὅπως ἡ σχέσις συχνότητος καὶ ὕψους τοῦ ἤχου. Ἐνῶ δηλ. εἰς τὸν ἤχον αἴσθημα ὡρισμένου ὕψους προκαλεῖται ἀπὸ περιοδικὸν ἐρέθισμα ἐντελῶς ὡρισμένης συχνότητος καὶ ἀκουστικὰ κύματα σύνθετα, προκαλούμενα δηλ. ἀπὸ περιοδικὰς μεταβολὰς διαφόρων συχνοτήτων, γίνονται αἰσθητὰ ὡς σύνθετα εἴτε ἐνσυνειδήτως (συγχορδίαι) εἴτε ὑποσυνειδήτως (ἤχοι διαφόρου χροιᾶς), εἰς τὸ χρῶμα τοῦ φωτὸς ἡ ποιότης τοῦ αἰσθήματος εἶναι ἐνιαία ἀνεξαρτήτως τῆς ἁπλότητος ἢ τοῦ πολυσυνθέτου τοῦ ἐπιδρῶντος φωτὸς καὶ διὰ τοῦτο μόνον ἡ φασματικὴ ἀνάλυσις εἶναι ἱκανὴ νὰ μᾶς δείξῃ ἂν τὸ φῶς εἶναι μονόχρουν ἢ σύνθετον.

§ 825. ***Πρόσθεσις καὶ ἀφαίρεσις χρωμάτων.*** Ὀνομάζομεν *πρόσθεσιν χρωμάτων ἢ σύνθεσιν διὰ προσθέσεως* τὴν παραγωγὴν φωτὸς εἰς τὸ ὁποῖον περιέχονται ὅλαι αἱ συχνότητες δύο ἢ περισσοτέρων δοθεισῶν φωτεινῶν δεσμῶν μὲ ἔντασιν ἴσην πρὸς τὸ ἄθροισμα τῶν ἐντάσεων εἰς τὰς συνιστώσας δέσμας. Τὴν σύνθεσιν τῶν χρωμάτων ἐκτελοῦμεν ἀντικειμενικῶς φωτίζοντες διὰ τῶν συνθέτων δεσμῶν συγχρόνως τὴν αὐτὴν *λευκὴν* ἐπιφάνειαν. Ὑποκειμενικῶς συνθέτο-

(*) Τὰ αἰσθήματα δύο διαφόρων παρατηρητῶν δὲν ἐπιδέχονται σύγκρισιν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μεν τὰ χρώματα εἴτε δεχόμενοι τὰς δέσμας συγχρόνως εἰς τὸν ὀφθαλμόν, π.χ. μὲ τὴν βοήθειαν διαφανοῦς κατόπτρου, διὰ τοῦ ὁποίου τὴν μὲν μίαν δέσμην δεχόμεθα ἐκ διαθλάσεως τὴν δὲ ἄλλην ἐξ ἀνακλάσεως, ἢ κατὰ τὴν μέθοδον τοῦ Νεύτωνος διὰ περιστρεφομένου δίσκου (πρβλ. § 479)

Ἀφαίρεσιν χρωμάτων ἢ σύνθεσιν δι' ἀφαιρέσεως ὀνομάζομεν τὴν παραγωγὴν φωτός, τὸ ὁποῖον περιέχει μόνον τὰς *κοινὰς* συχνότητας τῶν συνιστωσῶν δεσμῶν. Διαβιβάζοντες π. χ. λευκὸν φῶς διὰ διαφανῶν ἐγχρώμων σωμάτων λαμβάνομεν φῶς διαφόρων χρωμάτων. Ἂν διαβιβάσωμεν τὸ φῶς διαδοχικῶς διὰ δύο ἢ περισσοτέρων τοιούτων σωμάτων, συνθέτομεν δι' ἀφαιρέσεως τὰ ὑπὸ ἑκάστου ἐξ αὐτῶν προκαλούμενα χρώματα, διότι τὸ φῶς θὰ περιέχῃ τέλος μόνον ἐκείνας τὰς συχνότητας, αἱ ὁποῖαι δὲν ἀπορροφῶνται ἀπὸ κανὲν ἐκ τῶν διαφανῶν σωμάτων.

Σύνθεσιν δι' ἀφαιρέσεως ἔχομεν καὶ κατὰ τὴν ἀνάμιξιν ἐγχρώμων κόνεων ἢ τῶν χρωμάτων τῆς ὑδατογραφίας ἢ ἐλαιογραφίας διότι ἐκ τοῦ προσπίπτοντος λευκοῦ φωτὸς ἀνακλῶνται ἐκεῖναι μόνον αἱ συχνότητες, αἱ ὁποῖαι δὲν ἀπορροφῶνται ἀπὸ κανὲν ἐκ τῶν συντιθεμένων χρωμάτων.

Ἂν ἀναλύσωμεν διὰ πρίσματος λευκὸν φῶς καὶ συνθέσωμεν διὰ προσθέσεως μίαν οἱανδήποτε περιοχήν, συνεχῆ ἢ ἀσυνεχῆ, τοῦ φάσματος καὶ ἐξ ἄλλου ὅλα τὰ ὑπολειπόμενα μέρη αὐτοῦ θὰ λάβωμεν δύο δέσμας συνθέτους πράγματι, τῶν ὁποίων ὅμως τὸ σύνθετον δὲν ἠμπορεῖ νὰ ἀναγνωρίσῃ ὁ ὀφθαλμός μας, διότι τὰ ἐξ αὐτῶν προκαλούμενα αἰσθήματα χρώματος εἶναι ἁπλᾶ. Ἂν τὰ δύο ταῦτα χρώματα συνθέσωμεν διὰ προσθέσεως, θὰ ἔχωμεν ὁλόκληρον τὸ φάσμα καὶ ἑπομένως τὸ αἴσθημα θὰ ἀντιστοιχῇ εἰς τὸ λευκὸν χρῶμα. Δύο τοιαῦτα χρώματα ὀνομάζονται *συμπληρωματικὰ* ἢ ἀκριβέστερον *ἀντικειμενικῶς συμπληρωματικά.*

Ἂν συνθέσωμεν δι' ἀφαιρέσεως δύο τοιαῦτα συμπληρωματικὰ χρώματα, ἐπειδὴ ταῦτα δὲν ἔχουν καμμίαν κοινὴν συχνότητα, τὸ ἀποτέλεσμα θὰ εἶναι ἔλλειψις φωτὸς τὸ δὲ ἀντίστοιχον χρῶμα τὸ *μέλαν.* Ἐκ τῆς ἰδιαιτέρας ταύτης περιπτώσεως φαίνεται σαφέστατα ἡ διαφορὰ τῆς συνθέσεως διὰ προσθέσεως καὶ δι' ἀφαιρέσεως. Δύο

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀντικειμενικῶς συμπληρωματικὰ χρώματα προστιθέμενα παρέχουν λευκὸν χρῶμα, ἀφαιρούμενα δὲ μέλαν.

§ 826. ***Ταξινόμησις τῶν ὑποκειμενικῶν χρωμάτων.*** *Ἁπλᾶ χρώματα.* Τὰ ἁπλᾶ χρώματα τοῦ φάσματος ἀποτελοῦν ἁπλῆν συνεχῆ σειρὰν καὶ χαρακτηρίζονται ἐντελῶς διὰ τῆς ἀντιστοίχου συχνότητος ἢ τοῦ μήκους κύματος. Ἡ σχέσις εἶναι ἀντιστρεπτή. Εἰς ἕκαστον δηλ. μῆκος κύματος ἀντιστοιχεῖ ἓν ὡρισμένον αἴσθημα χρώματος καὶ ταὐτάπαλιν εἰς ἕκαστον αἴσθημα χρώματος (ἐκτὸς παθολογικῶν περιπτώσεων) ἀντιστοιχεῖ ἓν ὡρισμένον μῆκος κύματος. Τὰ χρώματα τοῦ φάσματος, τὰ ἀντιστοιχοῦντα εἰς ἓν καὶ μόνον μῆκος κύματος, ὀνομάζομεν κεκορεσμένα.

Σύνθετα χρώματα. Καθὼς καὶ εἰς τὴν § 823 ἐξετέθη, τὸ αἴσθημα τὸ προκαλούμενον ἀπὸ σύνθετον ἀκτινοβολίαν εἶναι ἁπλοῦν, ἡ δὲ παρατήρησις δεικνύει ὅτι, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ σύνθεσις τῆς ἀκτινοβολίας, τὸ αἴσθημα, τὸ ὁποῖον προκαλεῖ, ἠμπορεῖ νὰ προκληθῇ ἀπὸ μονόχρουν φῶς καταλλήλου μήκους κύματος μὲ ὡρισμένην ἔντασιν προστιθέμενον εἰς λευκὸν φῶς καταλλήλου ἐντάσεως ἢ ἀπὸ *πορφυροῦν* φῶς προστιθέμενον εἰς λευκόν. Πορφυροῦν δὲ φῶς ὀνομάζομεν τὸ φῶς τὸ ἀποτελούμενον ἀπὸ ἐρυθρὸν καὶ ἰῶδες.

Κατὰ ταῦτα ἐκ τῆς προσθέσεως τῶν ἁπλῶν χρωμάτων καθ' οἱονδήποτε τρόπον δὲν προκύπτει ποιοτικῶς νέον αἴσθημα δηλ. νέον χρῶμα, ἐκτὸς τοῦ πορφυροῦ. Ἂν λοιπὸν περιλάβωμεν καὶ τὸ πορφυροῦν εἰς τὰ *κεκορεσμένα* χρώματα, ἠμποροῦμεν νὰ διατυπώσωμεν τὸ ἀποτέλεσμα τῶν ἐπὶ τῆς συνθέσεως τῶν χρωμάτων παρατηρήσεων ὡς ἑξῆς: *Ὅλα τὰ χρώματα ἠμποροῦν νὰ παραχθοῦν διὰ τῆς συνθέσεως ἑνὸς κεκορεσμένου χρώματος καὶ τοῦ λευκοῦ.*

Κάθε χρῶμα λοιπὸν ἠμπορεῖ νὰ χαρακτηρισθῇ διὰ τριῶν στοιχείων. Ταῦτα εἶναι:

α΄) Τὸ χρῶμα τοῦ κεκορεσμένου φωτός.

β΄) ὁ λόγος τῆς ἐντάσεως τοῦ προστιθεμένου λευκοῦ φωτὸς πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ κεκορεσμένου.

γ΄) ἡ ἔντασις τοῦ κεκορεσμένου φωτός, ἐκ τῆς ὁποίας καὶ ἐκ τοῦ στοιχείου β΄ ὁρίζεται καὶ ἡ ἔντασις τοῦ λευκοῦ.

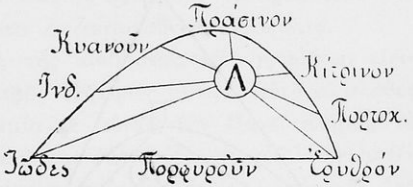
Ἂν δὲν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν τὸ τελευταῖον στοιχεῖον, θεωρήσωμεν δηλ. χρώματα μιᾶς μόνον ἐντάσεως, ὁρίζονται ταῦτα διὰ δύο

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μόνων χαρακτηριστικῶν, καὶ ἑπομένως ἠμποροῦν νὰ παρασταθοῦν διὰ τῶν σημείων ἑνὸς ἐπιπέδου.

Ἐπὶ τῶν σκέψεων τούτων στηρίζεται ἡ κατασκευὴ τῶν χρωματικῶν πινάκων, διαγραμμάτων δηλ. εἰς τὰ ὁποῖα καταγράφονται κατὰ νόμους ὡρισμένους τὰ χρώματα, τὰ κεκορεσμένα εἰς τὰ ἐξώτερα μέρη, τὸ λευκὸν εἰς τὸ μέσον.

Εἰς τὸν Νέυτωνα ὀφείλεται διάταξις τῶν χρωμάτων τοιαύτη, ὥστε ἡ θέσις ἑκάστου χρώματος νὰ εὑρίσκεται ἐκ τῆς θέσεως τῶν συνιστώντων, κατὰ τοὺς νόμους τῆς συνθέσεως παραλλήλων καὶ ὁμορρόπων δυνάμεων. Τοιοῦτο εἶναι τὸ διάγραμμα 564 (*). Τὰ *κεκορεσμένα χρώματα* καταλαμβάνουν τὴν περιφερικὴν γραμμήν, τὰ δὲ μίγματα αὐτῶν μετὰ τοῦ λευκοῦ, τὰ *ἀκόρεστα χρώματα*, εὑρίσκονται εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ σχήματος καταλήγοντα ὅλα εἰς τὸ λευκόν.



Σχ. 564.

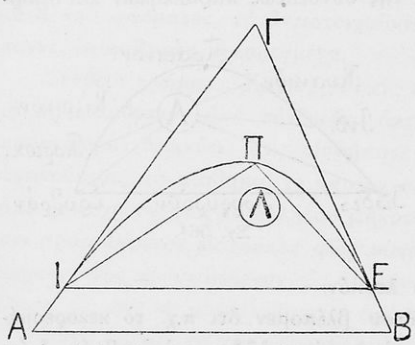
Ἐκ τοῦ διαγράμματος τούτου βλέπομεν ὅτι π.χ. τὸ κεκορεσμένον πορφυροῦν εἶναι σύνθετον ἀπὸ μόνον ἰῶδες καὶ ἐρυθρόν, διότι εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς εὐθείας ἡ ὁποία ἑνώνει τὰ δύο ταῦτα χρώματα. Τὸ κυανοῦν καὶ τὸ πορτοκαλλιόχρουν ἀποτελοῦν λευκόν, εἶναι δηλ. *συμπληρωματικὰ χρώματα*, ὄχι ὅμως ἀντικειμενικῶς ἀλλ' *ὑποκειμενικῶς* συμπληρωματικά, διότι προκαλοῦν μὲν διὰ τῆς συνθέσεώς των αἴσθημα λευκοῦ, ἀλλὰ τὸ σύνθετον φῶς δὲν περιέχει ὁλόκληρον τὸ φάσμα τοῦ πλήρους λευκοῦ φωτός. Διὰ νὰ εὑρίσκεται ἡ συνισταμένη τῶν δύο χρωμάτων ἐπὶ τοῦ λευκοῦ πρέπει ἡ ἔντασις τοῦ πορτοκαλλιοχρόου νὰ εἶναι ὀλίγον μικροτέρα τῆς τοῦ κυανοῦ. Ἐπίσης τὸ ἰνδικόχρουν (βαθὺ κυανοῦν) καὶ τὸ κίτρινον εἶναι συμπληρωματικά, τοῦ δὲ ἰώδους τὸ συμπληρωματικὸν εἶναι κεκορεσμένον χρῶμα μεταξὺ κιτρίνου καὶ πρασίνου.

Ἐκ τῆς συνθέσεως κυανοῦ καὶ κιτρίνου ἴσης ἐντάσεως προκύπτει ἀκόρεστον πράσινον ἀποτελούμενον κατὰ τὸ ἥμισυ ἀπὸ κεκορεσμένον πράσινον καὶ κατὰ τὸ ἥμισυ ἀπὸ λευκόν.

(*) Helmholtz. Physiol. Optik. ἔκδ. 1911. Τόμ. II. σελ. 117.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 827. ***Θεωρία τῆς αἰσθήσεως τῶν χρωμάτων κατὰ Young καὶ Helmholtz.*** Διὰ τῆς συνθέσεως τριῶν χρωμάτων, π.χ. ἐρυθροῦ, πρασίνου καὶ ἰώδους (σχ. 565) μὲ διαφόρους σχέσεις ἐντάσεων ἠμποροῦμεν νὰ ἀποδώσωμεν ὅλα τὰ χρώματα, τὰ ὁποῖα εἰς τὸν χρωματικὸν πίνακα περιλαμβάνονται ἐντὸς τοῦ ὑπὸ τῶν τριῶν τούτων χρωμάτων ὁριζομένου τριγώνου. Ἐκ τῆς παρατηρήσεως ταύτης συνήγαγεν ὁ Young ὅτι ἡ πολλαπλότης τῶν χρωματικῶν αἰσθημάτων, πολλαπλότης ὁριζομένη ἀπὸ τρεῖς σειρὰς στοιχείων, ἐξηγεῖται ἂν δεχθῶμεν ὅτι τὰ χρωματικῶς εὐαίσθητα στοιχεῖα τοῦ ὀφθαλμοῦ εἶναι τριῶν εἰδῶν, ἐκ τοῦ ἐρεθισμοῦ τῶν ὁποίων προκαλοῦνται τρία διάφορα ποιοτικῶς αἰσθήματα, ἀντιστοιχοῦντα εἰς τρία *θεμελιώδη χρώματα*. Ὡς τοιαῦτα χρώματα ἐδέχθη ὁ Young τὸ ἐρυθρόν, τὸ πράσινον καὶ τὸ ἰῶδες. Τὰ στοιχεῖα ταῦτα ἐρεθίζονται διαφόρως ἀπὸ ἀκτινοβολίας διαφόρου μήκους κύματος, καὶ παρουσιάζουν μέγιστον ἐρεθιστότητος τὰ μὲν τοῦ πρώτου εἴδους διὰ τὸ ἐρυθρὸν φῶς, τὰ τοῦ δευτέρου διὰ τὸ πράσινον, τὰ τοῦ τρίτου διὰ τὸ ἰῶδες. Ὅταν ἀκτινοβολία ἁπλῆ ἢ σύνθετος προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς, διεγείρονται διαφόρως τὰ στοιχεῖα τῶν τριῶν κατηγοριῶν, καὶ ἐκ τῆς τριπλῆς ταύτης διεγέρσεως προκαλεῖται τὸ αἴσθημα τοῦ χρώματος.



Σχ. 565.

Ἡ ἐκδοχὴ αὕτη τοῦ Young παρουσιάζει ἐκ πρώτης ὄψεως τὴν ἀτέλειαν, ὅτι ἂν δεχθῶμεν ὡς θεμελιώδη χρώματα τρία οἱαδήποτε ἐκ τῶν κεκορεσμένων χρωμάτων, μένουν ἀρκετὰ χρώματα ἐκτὸς τοῦ τριγώνου, τῶν ὁποίων ἡ αἴσθησις δὲν ἠμπορεῖ νὰ ἐξηγηθῇ.

Ὁ Helmholtz συνεπλήρωσε τὴν θεωρίαν δεχθεὶς ὅτι ἡ θέσις τοῦ θεμελιώδους πρασίνου εἶναι εἰς τὸ σημεῖον Γ τοῦ χρωματικοῦ πίνακος (σχ. 565), ἐπίσης δέ, διὰ λόγους τῶν ὁποίων ἡ ἔκθεσις θὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

παρεῖλκε, μετετόπισε τὸ θεμελιῶδες ἰῶδες εἰς τὸ Α καὶ τὸ θεμελιῶδες ἐρυθρὸν εἰς τὸ Β.

Οὕτω τὰ χρωματικὰ αἰσθήματα παριστῶνται ἀπὸ τὰ σημεῖα τοῦ τριγώνου ΑΒΓ, καὶ ἐπειδὴ ἐπὶ τῆς γραμμῆς ΠΕΙ εὑρίσκονται τὰ κεκορεσμένα χρώματα ἐντὸς δὲ αὐτῆς τὰ ἀκόρεστα, ἔπεται ὅτι εἰς τὰ ἔξω τῆς γραμμῆς ταύτης σημεῖα τοῦ τριγώνου ἀντιστοιχοῦν χρώματα περισσότερον κεκορεσμένα ἀπὸ τὰ καθαρὰ χρώματα τοῦ φάσματος καὶ τὸ πορφυροῦν, τὰ ἀντίστοιχα αἰσθήματα ὅμως δὲν ἠμποροῦν νὰ προκληθοῦν ἀμέσως ἀπὸ ἐξωτερικὰ ἐρεθίσματα. Ὁ Helmholz ὑπέδειξεν ἔμμεσον τρόπον διὰ τοῦ ὁποίου ἠμποροῦν νὰ προκληθοῦν τὰ εἰς τὰ ὑπέρκορα ταῦτα χρώματα ἀντιστοιχοῦντα αἰσθήματα.

Ἕνεκα τῆς σπουδαιότητος τῆς αἰσθήσεως τῶν χρωμάτων πλεῖσται θεωρίαι διεμορφώθησαν πρὸς ἐξήγησιν αὐτῆς. Αὐτὸ τὸ πλῆθος τῶν θεωριῶν δεικνύει ὅτι καμμία ἐξ αὐτῶν δὲν ἐξηγεῖ πλήρως τὰ πολυπλοκώτατα ταῦτα ψυχοφυσικὰ φαινόμενα. Ἡ ὑπὸ τοῦ Helmholtz συμπληρωθεῖσα θεωρία τοῦ Young φαίνεται ὅτι περισσότερον ἀπὸ ὅλας ἀνταποκρίνεται πρὸς τὰ πράγματα καὶ ἐπιβεβαιώνεται ἀπὸ παρατηρήσεις ἐπὶ παθολογικῶν ἀτόμων, τὰ ὁποῖα εἴτε ἔχουν τὴν αἴσθησιν ὡρισμένων χρωμάτων ἠλαττωμένην ἢ καὶ εἶναι ἀναίσθητα δι' ὡρισμένα χρώματα.

ΠΟΣΟΤΙΚΑΙ ΣΧΕΣΕΙΣ ΕΡΕΘΙΣΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΑΙΣΘΗΜΑΤΟΣ

§ 828. ***Ψυχοφυσικὸς νόμος τῶν Fechner-Weber.*** Ὁ Fechner παρατηρῶν τὰς ἐλαχίστας αἰσθητὰς διαφορὰς ἐντάσεως δύο φωτεινῶν δεσμῶν εὗρεν ὅτι αὗται εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὴν ἔντασιν. Ἂν δηλ. εἶναι Ε ἡ ἔντασις φωτεινῆς δέσμης καὶ $E' = E + \varepsilon$ ἡ ἔντασις δέσμης, τοιαύτη ὥστε ἡ διαφορὰ ε νὰ εἶναι μόλις αἰσθητή, μικρότεραι δὲ διαφοραὶ νὰ μὴ εἶναι ἀντιληπταὶ εἰς τὴν ὑποκειμενικὴν παρατήρησιν, εἶναι

$$\varepsilon = C' E \quad \text{ἢ} \quad \frac{E' - E}{E} = C'$$

ὅπου C εἶναι σταθερὸς συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὴν ἰδιοσυγκρασίαν τοῦ παρατηρητοῦ καὶ τὸ χρῶμα τοῦ φωτός.

Ἂν λοιπὸν θεωρήσωμεν ὡς σταθερὰν εἰς ὅλην τὴν περιοχὴν τοῦ αἰσθήματος τὴν ἐλαχίστην αἰσθητὴν ποσοτικὴν διαφορὰν δύο

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αἰσθημάτων, τῶν ὁποίων τὰς τιμὰς ὀνομάζομεν A καὶ A′, θέσωμεν δηλ. $A' - A = C'' = \sigma\tau\alpha\theta.$

εὑρίσκομεν ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης καὶ τῆς προηγουμένης

$$\frac{1}{C''}(A' - A) = \frac{1}{C'}\,\frac{E' - E}{E}$$

ἤ, ἂν θέσωμεν $C''/C' = C$,

$$A' - A = C\,\frac{E' - E}{E}$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης εὑρίσκομεν (*) ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ αἰσθήματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν λογάριθμον τῆς ἐντάσεως τοῦ ἐρεθίσματος ἢ καὶ ἄλλως, ὅτι, ὅταν αἱ ἐντάσεις τῶν ἐρεθισμάτων βαίνουν κατὰ γεωμετρικὴν πρόοδον, αἱ ἐντάσεις τῶν ἀντιστοίχων αἰσθημάτων βαίνουν κατ' ἀριθμητικὴν πρόοδον. Ὁ νόμος οὗτος ἰσχύει καθὼς ἔδειξεν ὁ Weber, καὶ εἰς τὴν ὑποκειμενικὴν ἐκτίμησιν μηκῶν καὶ βαρῶν καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζεται *ψυχοφυσικὸς νόμος* τῶν Fechner καὶ Weber.

Ἀνάλογον περίπτωσιν ἐγνωρίσαμεν εἰς τὴν ἀκουστικήν, εἰς τὴν θεωρίαν τῶν μουσικῶν διαστημάτων. Σειρὰ φθόγγων, τῶν ὁποίων αἱ συχνότητες βαίνουν κατὰ γεωμετρικὴν πρόοδον, προκαλοῦν αἰσθήματα ἴσων μουσικῶν διαστημάτων.

§ 829. ***Φαινόμενον τοῦ Purkinje.*** Ὁ συντελεστὴς τῆς ἀναλογίας μεταξὺ αἰσθήματος καὶ λογαρίθμου τοῦ ἐρεθίσματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἰδιοσυγκρασίαν τοῦ παρατηρητοῦ, ἀλλὰ καὶ διὰ τὸν αὐτὸν παρατηρητὴν ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἐρεθίσματος, π. χ. ἀπὸ τὸ χρῶμα τοῦ φωτός.

Ἡ διαφορὰ τῆς σχέσεως αἰσθήματος καὶ ἐρεθίσματος διὰ τὰ διάφορα χρώματα φαίνεται σαφέστατα εἰς τὸ καλούμενον φαινόμενον τοῦ Purkinje. Ἂν δηλ. ἐκ δύο ἐπιφανειῶν, μιᾶς κυανῆς καὶ

(*) Τὴν ἐξίσωσιν γράφομεν ὡς ἑξῆς:

$$dA = C\,\frac{dE}{E}$$

ὅθεν δι' ὁλοκληρώσεως εὑρίσκομεν

$$A = C\,(lg\,E - lg\,E_0) = C\,lg\,\frac{E}{E_0}$$

καὶ ἂν ἐκλέξωμεν τὴν μονάδα τῆς ἐντάσεως ὥστε νὰ εἶναι $E_0 = 1$

$$A = C\,lg\,E$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μιᾶς ἐρυθρᾶς, εἰς ἀρκετὰ ἔντονον φῶς ἡ ἐρυθρὰ φαίνεται ζωηρότερον φωτισμένη, εἰς ἀμυδρὸν φῶς φαίνεται τἀνάπαλιν περισσότερον φωτισμένη ἡ κυανῆ.

Τὰ πολύπλοκα ταῦτα ψυχοφυσικὰ φαινόμενα καθιστοῦν δύσκολον καὶ πολλάκις ἀδύνατον τὴν ὑποκειμενικὴν φωτομετρίαν, ὅταν αἱ συγκρινόμεναι πηγαὶ ἐκπέμπουν φῶς διαφόρου χρώματος (πρβλ. § 622).

ΔΙΟΠΤΡΙΚΑ ΕΛΑΤΤΩΜΑΤΑ ΤΟΥ ΟΦΘΑΛΜΟΥ

§ 830. ***Ἐμμετρωπία.*** Εἰς τὸν φυσιολογικὸν ἐμμετρωπικὸν ὀφθαλμὸν ἀπεικονίζονται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εὐκρινῶς τὰ εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν εὑρισκόμενα ἀντικείμενα *χωρὶς προσαρμογήν*, δηλ. ὅταν ὁ προσαρμοστικὸς μῦς εἶναι χαλαρός. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ διοπτρικοῦ συστήματος τοῦ ὀφθαλμοῦ διέρχεται διὰ τῆς ὠχρᾶς κηλῖδος. Διὰ τῆς προσαρμογῆς ἐπιτυγχάνεται ἡ ἀπεικόνισις ἀντικειμένων εὑρισκομένων εἰς μικροτέραν ἀπόστασιν, μέχρι τῆς ἀποστάσεως τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως, ἴσης περίπου πρὸς 25 cm.

§ 831. ***Πρεσβυωπία.*** Ὅταν ἡ ἡλικία προχωρῇ, ἡ προσαρμογὴ γίνεται ἀτελεστέρα, καὶ ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις, εἰς τὴν ὁποίαν ὁ ὀφθαλμὸς προσαρμόζεται, γίνεται μεγαλυτέρα. Τὸ διοπτρικὸν σύστημα τοῦ ὀφθαλμοῦ δὲν ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ διὰ τῆς προσαρμογῆς ἀρκετὰ ἰσχυρὸν ὥστε νὰ ἀπεικονισθοῦν ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς ἀντικείμενα πολὺ πλησίον εὑρισκόμενα.

Τὴν ἀτέλειαν τῆς προσαρμογῆς ἀναπληρώνομεν διὰ βοηθητικῶν συγκλινόντων φακῶν.

§ 832. ***Ὑπερμετρωπία*** Ὅταν τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ διοπτρικοῦ συστήματος τοῦ ὀφθαλμοῦ χωρὶς προσαρμογὴν εὑρίσκεται πέραν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς, ὁ ὀφθαλμὸς καλεῖται *ὑπερμετρωπικός*. Τὸ διοπτρικὸν σύστημα εἶναι ὀλιγώτερον ἰσχυρὸν ἀπὸ ὅ,τι θὰ ἐχρειάζετο διὰ τὰς διαστάσεις τοῦ βολβοῦ ἢ ὁ βολβὸς εἶναι βραχύτερος τοῦ δέοντος. Εἰς τοὺς ὑπερμετρωπικοὺς ὀφθαλμοὺς ἡ ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι μεγαλυτέρα παρὰ εἰς τοὺς ἐμμετρωπικούς.

Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο τοῦ ὀφθαλμοῦ διορθώνομεν διὰ συγκλινόντων φακῶν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 833. ***Μυωπία.*** Ὅταν τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ διοπτρικοῦ συστήματος τοῦ ὀφθαλμοῦ χωρὶς προσαρμογὴν εὑρίσκεται ἐντεῦθεν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς, ὁ ὀφθαλμὸς ὀνομάζεται *μυωπικός*. Τὸ διοπτρικὸν σύστημα εἶναι ἰσχυρότερον ἀπὸ ὅ,τι θὰ ἐχρειάζετο διὰ τὰς διαστάσεις τοῦ βολβοῦ ἢ ὁ βολβὸς εἶναι ἐπιμηκέστερος τοῦ δέοντος. Εἰς τοὺς μυωπικοὺς ὀφθαλμοὺς ἡ ἀπόστασις τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι μικροτέρα παρὰ εἰς τοὺς ἐμμετρωπικούς.

Τὸ μυωπικὸν ἐλάττωμα τῶν ὀφθαλμῶν διορθώνομεν δι' ἀποκλινόντων φακῶν.

§ 834. ***Ἀστιγματισμὸς*** ὀνομάζεται ἡ ἀτέλεια ἐκείνη τοῦ ὀφθαλμοῦ, ἕνεκα τῆς ὁποίας αἱ προσπίπτουσαι στιγματικαὶ δέσμαι μεταβάλλονται εἰς ἀστιγματικὰς (§ 524) μὲ δύο ἑστιακὰς γραμμὰς ἀντὶ ἑστιῶν. Ὁ ἀστιγματικὸς ὀφθαλμὸς δὲν ἠμπορεῖ νὰ σχηματίσῃ συγχρόνως εὐκρινῆ εἴδωλα εὐθειῶν, αἱ ὁποῖαι ἀναχωροῦν ἀστεροειδῶς ἀπὸ ἓν σημεῖον. Μίαν ἐκ τῶν γραμμῶν τούτων βλέπει ὁ ὀφθαλμὸς εὐκρινῶς τὰς δὲ ἄλλας ὀλιγώτερον εὐκρινῶς καὶ μὲ ἐλαχίστην εὐκρίνειαν ἢ καὶ ἐντελῶς θολὴν τὴν εὐθεῖαν τὴν κάθετον ἐπὶ τὴν εὐκρινέστατα ὁρατήν.

Τὴν ἀτέλειαν ταύτην τοῦ ὀφθαλμοῦ διωρθώνομεν διὰ κυλινδρικοῦ φακοῦ, φακοῦ δηλ. τοῦ ὁποίου ἡ μία ἐπιφάνεια εἶναι ἀντὶ σφαιρικῆς κυλινδρική.

ΕΚΤΙΜΗΣΙΣ ΜΕΓΕΘΩΝ ΚΑΙ ΑΠΟΣΤΑΣΕΩΝ. ΔΙΟΦΘΑΛΜΟΣ ΟΡΑΣΙΣ

§ 835. ***Ἐκτίμησις μεγέθους.*** Τὸ μέγεθος τῆς εἰκόνος ἀντικειμένου τινὸς ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν γωνίαν ὑπὸ τὴν ὁποίαν τοῦτο φαίνεται, δηλ. ἀπὸ τὸ *φαινόμενον αὐτοῦ μέγεθος*, καὶ διὰ τοῦτο αὐτὸ κυρίως ἀντιλαμβανόμεθα διὰ τῆς ἀμέσου αἰσθήσεως. Τὸ πραγματικὸν μέγεθος ἐκτιμῶμεν δι' ὑποσυνειδήτου πράξεως ἐκ τοῦ φαινομένου μεγέθους καὶ τῆς ἀποστάσεως τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τοῦ ὀφθαλμοῦ, ὅταν γνωρίζωμεν ἢ νομίζωμεν ὅτι γνωρίζομεν αὐτήν.

836. ***Ἐκτίμησις ἀποστάσεως.*** Ὅταν βλέπωμεν δι' ἑνὸς μόνον ὀφθαλμοῦ, καὶ μάλιστα χωρὶς νὰ κινοῦμεν τὴν κεφαλήν, πρὸς ἐκτίμησιν τῶν ἀποστάσεων χρησιμεύει μόνον τὸ ἐκ τῆς προσαρμογῆς (§ 664) μυϊκὸν αἴσθημα. Ἐμμέσως δι' ὑποσυνειδήτου πράξεως ἐκτι-

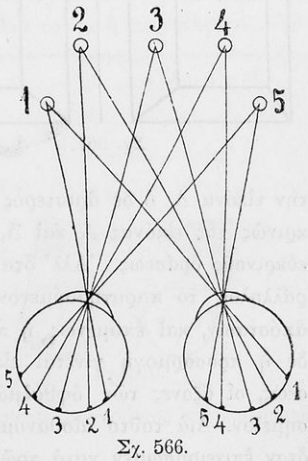
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μῶμεν τὴν ἀπόστασιν ἀντικειμένου ἐκ τοῦ φαινομένου μεγέθους αὐτοῦ, ὅταν γνωρίζωμεν ἢ νομίζωμεν ὅτι γνωρίζομεν τὸ πραγματικὸν μέγεθος.

Ἡ ἐκτίμησις τῶν ἀποστάσεων γίνεται μὲ μεγαλυτέραν ἀκρίβειαν, ὅταν μεταθέτωμεν τὸν ὀφθαλμὸν κινοῦντες τὴν κεφαλήν, οὕτως ὥστε νὰ σκοπεύωμεν τὰ ἀντικείμενα ἀπὸ δύο διάφορα σημεῖα. Ἐκ τῆς ἀλλαγῆς τῆς σχετικῆς θέσεως τῶν ἀντικειμένων ἐντὸς τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου τοῦ ὀφθαλμοῦ (παράλλαξις) ἀναγνωρίζομεν ποῖα ἐξ αὐτῶν εἶναι πλησιέστερα καὶ ποῖα ἀπώτερα.

Κατὰ τὴν διόφθαλμον παρατήρησιν δὲν ὑπάρχει ἀνάγκη μετακινήσεως τῶν ὀφθαλμῶν διὰ τὴν ἐκτίμησιν τῶν ἀποστάσεων. Οἱ δύο ὀφθαλμοὶ σκοπεύουν ἀπὸ δύο διάφορα σημεῖα τὰ ἀντικείμενα καὶ ἐκ τῆς ἀποστάσεως αὐτῶν καὶ τῆς γωνίας τῶν ὀπτικῶν ἀξόνων ἐκτιμῶμεν τὰς ἀποστάσεις δι' ὑποσυνειδήτου τριγωνισμοῦ. Τὸ ἐκ τῆς προσαρμογῆς μυϊκὸν αἴσθημα χρησιμεύει καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ὡς βοηθητικὸν στοιχεῖον κατὰ τὴν ἐκτίμησιν τῆς ἀποστάσεως.

§ 837. ***Βάθος τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου — Στερεοσκοπικὴ ὅρασις.*** Ὅταν παρατηροῦμεν διὰ τῶν δύο ὀφθαλμῶν πλῆθος σημείων, τὰ ὁποῖα κεῖνται εἰς διαφόρους ἀποστάσεις, ὅπως π. χ. τὰ σημεῖα 1, 2, 3, 4, 5 τοῦ σχ. 566, αἱ εἰκόνες, αἱ ὁποῖαι σχηματίζονται ἐπὶ τῶν ἀμφιβληστροειδῶν, δὲν εἶναι ὅμοιαι. Οὕτω π. χ. εἰς τὴν εἰκόνα τοῦ δεξιοῦ ὀφθαλμοῦ τὰ εἴδωλα τῶν σημείων 1, 2, 3, 4 εὑρίσκονται εἰς ἴσας περίπου ἀποστάσεις ἀπ' ἀλλήλων, τὸ δὲ εἴδωλον τοῦ 5 εὑρίσκεται πολὺ πλησίον τοῦ εἰδώλου τοῦ 4. Εἰς τὸν ἀριστερὸν ὀφθαλμὸν τὰ εἴδωλα τῶν σημείων 1 καὶ 2 εὑρίσκονται πολὺ πλησίον ἀλλήλων τὰ δὲ εἴδωλα τῶν 2, 3, 4, 5 εὑρίσκονται εἰς ἴσας περίπου ἀποστάσεις ἀπ' ἀλλήλων.



Σχ. 566.

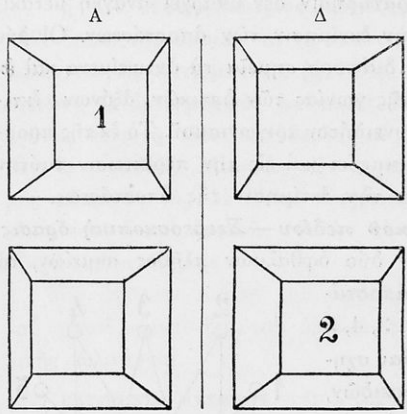
Ἐκ τῆς διαφορᾶς τῶν δύο εἰκόνων προκύπτει τὸ αἴσθημα τοῦ βάθους, αἰσθανόμεθα δηλ. ὅτι ἡ διάταξις τῶν σημείων δὲν εἶνε ἐπί-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πεδος ἀλλὰ στερεά, ὑπὸ τὴν γεωμετρικὴν σημασίαν τοῦ ὅρου. Ἡ ὅρασις εἶναι *στερεοσκοπική*.

§ 838. ***Στερεοσκόπιον.*** Ἂν καθ' οἱονδήποτε τρόπον σχηματιστισθοῦν ἐντὸς τῶν δύο ὀφθαλμῶν αἱ εἰκόνες 1, 2, 3, 4, 5 τοῦ σχ. 566, προκαλεῖται ἡ ἐντύπωσις, ὅτι αὗται προέρχονται ἀπὸ τὰ σημεῖα 1, 2, 3, 4, 5 εὑρισκόμενα εἰς διαφόρους ἀποστάσεις, προκαλεῖται δηλ. ἡ ἐντύπωσις τοῦ βάθους ἢ ἡ στερεοσκοπικὴ ἐντύπωσις.

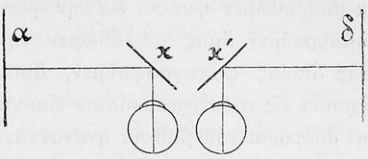
Οὕτω π. χ. ἂν παρατηρήσωμεν διὰ μὲν τοῦ δεξιοῦ ὀφθαλμοῦ τὴν εἰκόνα Δ (σχ. 567), διὰ δὲ τοῦ ἀριστεροῦ τὴν Α παραθέτοντες εἰς τὴν διὰ λεπτῆς γραμμῆς ὑποδεικνυομένην θέσιν φύλλον χάρτου, οὕτως ὥστε νὰ κρύπτεται ἡ εἰκὼν Α ἀπὸ τὸν δεξιὸν ὀφθαλμὸν καὶ ἡ Δ ἀπὸ τὸν ἀριστερόν, εἶναι δυνατὸν μὲ κάποιαν ἄσκησιν νὰ ἐπιτύχωμεν τὴν στερεοσκοπικὴν ἐντύπωσιν. Ἡ ἄσκησις ἀπαιτεῖται διότι κατὰ τὴν παρατήρησιν ταύτην ζητοῦμεν ἀπὸ τοὺς ὀφθαλμούς μας ἀφ' ἑνὸς μὲν νὰ ἀτενίζουν μὲ παραλλήλους περίπου τοὺς ἄξονας, ὥστε ὁ μὲν δεξιὸς νὰ βλέπῃ τὴν εἰκόνα Δ, ὁ δὲ ἀριστερὸς τὴν Α, ἀφ' ἑτέρου δὲ νὰ βλέπουν εὐκρινῶς τὰς εἰκόνας Α καὶ Δ, εὑρισκομένας εἰς τὴν ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως. Ἀλλ' ὅταν οἱ ἄξονες τῶν ὀφθαλμῶν εἶναι παράλληλοι, τὸ παρατηρούμενον ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν, καὶ ἐπομένως ἡ προσαρμογὴ γίνεται εἰς ἄπειρον, ὅταν δὲ ἡ προσαρμογὴ γίνεται εἰς τὴν ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως, οἱ ἄξονες τῶν ὀφθαλμῶν *συγκλίνουν* εἰς τὸ παρατηρούμενον σημεῖον. Διὰ τοῦτο αἰσθανόμεθα δυσφορίαν ἢ καὶ αἴσθημα πόνου ὅταν ἐπιχειρήσωμεν κατὰ πρῶτον νὰ ἐπιτύχωμεν τὴν στερεοσκοπικὴν ἐντύπωσιν κατὰ τὸν ὑποδειχθέντα ἁπλοῦν τρόπον. Συνήθως ἡ παρατήρησις γίνεται δι' εἰδικῶν ὀργάνων, τὰ ὁποῖα ὀνομάζονται *στερεοσκόπια*.



Σχ. 567.

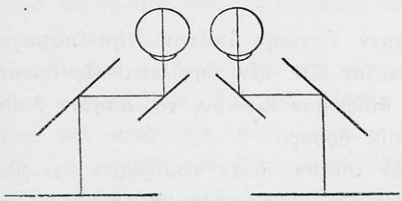
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὸ πρῶτον στερεοσκόπιον κατεσκεύασεν ὁ Wheatstone μεταχειρισθεὶς δύο κάτοπτρα κ, κ΄ (σχ. 568), διὰ τῶν ὁποίων παρετήρει τὰς δύο εἰκόνας α καὶ δ. Ἂν ἀντὶ δύο κατόπτρων μεταχειρισθῶμεν τέσσαρα (σχ. 569) ἠμποροῦμεν νὰ θέσωμεν τὰς δύο εἰκόνας δ καὶ α ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου.

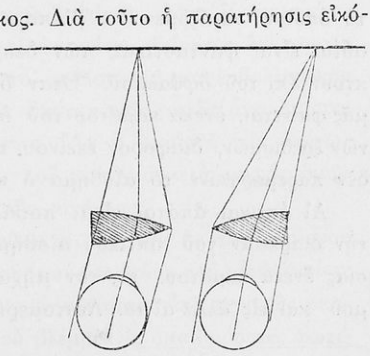


Σχ. 568.

Τὸ συνηθέστατον τῶν στερεοσκοπίων εἶναι τὸ τοῦ Brewster (σχ. 570), εἰς τὸ ὁποῖον παρατηροῦμεν τὰς δύο εἰκόνας διὰ δύο τεμαχίων συγκλίνοντος φακοῦ.


Σχ. 569.

Εἰς τὸ στερεοσκόπιον τοῦτο δὲν πρέπει ποτὲ ἡ ἀπόστασις ἀντιστοίχων σημείων τῶν δύο εἰκόνων νὰ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ἀποστάσεως τῶν ὀπτικῶν κέντρων τῶν δύο φακῶν (*), διότι διὰ νὰ δεχθοῦν τὰς ἐκ τοιούτων σημείων προερχόμενας δέσμας οἱ ὀφθαλμοί, θὰ ἔπρεπεν οἱ ἄξονες αὐτῶν νὰ *ἀποκλίνουν*. Τοιαύτη ὅμως θέσις τῶν ἀξόνων εἶναι ἐντελῶς ἀφύσικος. Διὰ τοῦτο ἡ παρατήρησις εἰκόνων, εἰς τὰς ὁποίας δὲν τηρεῖται ὁ περιορισμὸς οὗτος, εἶναι κουραστική.


Σχ. 570.

Αἱ στερεοσκοπικαὶ εἰκόνες λαμβάνονται συνήθως διὰ φωτογραφίας εἴτε ἀπὸ δύο διαφόρων θέσεων διὰ συνήθους φωτογραφικοῦ θαλάμου, εἴτε καλλίτερον διὰ θαλάμου μὲ δύο φακούς. Ἡ φωτογράφησις διὰ τοῦ στερεοσκοπικοῦ θαλάμου ἔχει τὸ προτέρημα ὅτι αἱ δύο εἰκόνες λαμβάνονται συγχρόνως καὶ ἑπομένως

(*) Ἐπειδὴ διὰ τοῦ στερεοσκοπίου παρατηροῦμεν εἰκόνας ἀρκετὰ μεγάλας,

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἠμποροῦμεν νὰ ἔχωμεν στερεοσκοπικὰς εἰκόνας κινουμένων ἀντικειμένων. Ὅταν μεταχειριζώμεθα συνήθη φωτογραφικὸν θάλαμον, θὰ περιορισθῶμεν φυσικὰ εἰς τὴν φωτογράφησιν ἀκινήτων ἀντικειμένων, ἠμποροῦμεν ὅμως νὰ λάβωμεν τὴν ἀπόστασιν τῶν δύο θέσεων, ἀπὸ τὰς ὁποίας φωτογραφοῦμεν, ὅσον θέλομεν μεγάλην, καὶ οὕτω νὰ ἔχωμεν εἰς τὸ στερεοσκόπιον εἰκόνα τῶν ἀντικειμένων, εἰς τὴν ὁποίαν αἱ διαφοραὶ τοῦ βάθους φαίνονται πολὺ περισσότερον ἐκπεφρασμέναι παρὰ κατὰ τὴν παρατήρησιν ἀπ' εὐθείας διὰ τῶν ὀφθαλμῶν.

Τὸ στερεοσκόπιον διεμορφώθη τελευταίως εἰς σπουδαιότατον ὄργανον μετρήσεως, χρησιμοποιούμενον κυρίως εἰς τὴν χαρτογραφίαν.

ΟΠΤΙΚΑΙ ΑΠΑΤΑΙ

§ 839. ***Ὁρισμός.*** Ὀνομάζομεν ὀπτικὴν ἀπάτην τὴν παραγωγὴν ὀπτικοῦ αἰσθήματος, τὸ ὁποῖον εἴτε δὲν ὀφείλεται εἰς ἄμεσον ἐξωτερικὸν ἐρέθισμα, εἴτε εἶναι διάφορον ἐκείνου, τὸ ὁποῖον δοθὲν ἐρέθισμα προκαλεῖ ὑπὸ κανονικοὺς ὅρους.

Συμφώνως πρὸς τὸν ὁρισμὸν τοῦτον, ὅταν νομίζωμεν ὅτι βλέπομεν ἀντικείμενόν τι εἰς τὴν θέσιν τοῦ φανταστικοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον σχηματίζεται ἀπὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον, δὲν πρόκειται περὶ ὀπτικῆς ἀπάτης, διότι τοποθετοῦμεν τὰ σημεῖα τοῦ ἀντικειμένου, τὸ ὁποῖον νομίζομεν ὅτι βλέπομεν, εἰς τὰς ἑστίας, ἀδιάφορον ἂν αὗται εἶναι φανταστικαί, τῶν δεσμῶν αἱ ὁποῖαι πράγματι προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ ὀφθαλμοῦ. Ὅταν ὅμως τὸ χρῶμα ἀντικειμένου τινὸς μᾶς φαίνεται, ἕνεκα καμάτου τοῦ ὀφθαλμοῦ ἐκ προηγουμένων φωτεινῶν ἐρεθισμῶν, διάφορον ἐκείνου τὸ ὁποῖον θὰ ἀντελαμβανόμεθα ἂν δὲν παρεμόρφωνε τὸ αἴσθημα ὁ κάματος, ἔχομεν ὀπτικὴν ἀπάτην.

Αἱ ὀπτικαὶ ἀπάται εἶναι ποικίλης μορφῆς ὀφειλόμεναι π. χ. εἰς τὴν διάρκειαν τοῦ ὀπτικοῦ αἰσθήματος, εἰς ἐλάττωσιν τῆς εὐαισθησίας ἕνεκα καμάτου, εἰς τὸν μηχανισμὸν τῆς κινήσεως τοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ εἰς ἄλλα αἴτια. Λεπτομερὴς περιγραφὴ αὐτῶν δὲν εἶναι ἐν-

---

τῶν ὁποίων ἑπομένως τὰ ἀντίστοιχα σημεῖα ἀπέχουν ἀπ' ἀλλήλων περισσότερον ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν τῶν ὀφθαλμῶν, χρησιμοποιοῦμεν κατ' ἀνάγκην μόνον μέρος περιφερικὸν τῶν δύο φακῶν καὶ διὰ τοῦτο χάριν οἰκονομίας εἰς τὰ στερεοσκόπια τοῦ τύπου τούτου δὲν τίθενται ὁλόκληροι οἱ δύο φακοὶ ἀλλὰ μόνον τὰ χρήσιμα τεμάχια αὐτῶν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ταῦθα δυνατὴ καὶ θὰ περιορισθῶμεν εἰς μερικὰς τυπικὰς περιπτώσεις.

§ 840. ***Μετεικάσματα***. Ὀνομάζονται μετεικάσματα ὀπτικὰ αἰσθήματα ὀφειλόμενα εἰς προηγηθὲν ἐρέθισμα καὶ παρατηρούμενα ὅταν παύσῃ ἐνεργοῦν τὸ ἐρέθισμα, εἶναι δὲ δύο εἰδῶν: Θετικὰ καὶ ἀρνητικά.

Τὰ *θετικὰ μετεικάσματα* ὀφείλονται εἰς τὴν διάρκειαν τοῦ ὀπτικοῦ αἰσθήματος. Ὅταν δηλ. παύσῃ ἐνεργοῦν τὸ ἐρέθισμα δὲν παύει ἀμέσως τὸ προκληθὲν αἴσθημα, ἀλλὰ διαρκεῖ ἐπὶ χρονικόν τι διάστημα, τῆς τάξεως τοῦ δεκάτου τοῦ δευτερολέπτου, καὶ ἕνεκα τούτου *νομίζομεν* ὅτι διαρκεῖ ἀκόμη τὸ ἐρέθισμα.

Ἡ διάρκεια τοῦ ὀπτικοῦ αἰσθήματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἔντασιν καὶ τὸ χρῶμα τοῦ ἐπιδρῶντος φωτὸς καὶ ἀπὸ τὴν ἰδιοσυγκρασίαν τοῦ ἀτόμου.

Τὰ θετικὰ μετεικάσματα π.χ. μετεχειρίσθημεν πρὸς ὑποκειμενικὴν σύνθεσιν χρωμάτων διὰ τοῦ δίσκου τοῦ Νεύτωνος (§ 579, 830), καθὼς καὶ κατὰ τὴν φωτομετρίαν διὰ περιστρεφομένου σκιεροῦ δίσκου μὲ μεταβλητὸν ἄνοιγμα (§ 626 6).

Τὴν διάρκειαν τοῦ ὀπτικοῦ αἰσθήματος χρησιμοποιοῦμεν εἰς τὴν *κινηματογραφικὴν προβολήν*. Προβάλλομεν δηλ. εἰς ταχεῖαν διαδοχὴν σειρὰν στιγμιοτύπων εἰκόνων κινουμένων ἀντικειμένων, αἱ ὁποῖαι ἐλήφθησαν δι' εἰδικοῦ φωτογραφικοῦ θαλάμου, δέκα ἢ περισσότεραι κατὰ δευτερόλεπτον. Ἑκάστη εἰκὼν μένει ἀκίνητος ἐπὶ χρονικόν τι διάστημα, ἔπειτα σκοτίζεται τὸ πεδίον διὰ παρεμβαλλομένου διαφράγματος καὶ κατὰ τὴν διάλειψιν ταύτην τοῦ φωτὸς ἀντικαθίσταται ἡ εἰκὼν διὰ τῆς ἀμέσως ἑπομένης. Ἂν ἡ διαδοχὴ τῶν εἰκόνων εἶναι ἀρκετὰ ταχεῖα καὶ αἱ διαλείψεις τοῦ φωτὸς ἀρκετὰ μικρᾶς διαρκείας, ἔχομεν τὴν ἐντύπωσιν συνεχοῦς κινήσεως.

Τὰ *ἀρνητικὰ μετεικάσματα* ὀφείλονται εἰς τὴν ἐκ τοῦ καμάτου ἐλάττωσιν τῆς εὐαισθησίας τῶν εὐαισθήτων στοιχείων τοῦ αἰσθητηρίου. Ἂν ἀτενίσωμεν ἰσχυρῶς φωτιζόμενα ἀντικείμενα ἐπὶ σχετικῶς σκοτεινοῦ πεδίου καὶ ἔπειτα φέρωμεν τὸ βλέμμα εἰς ὁμοιομόρφως φωτιζομένην λευκὴν ἐπιφάνειαν, βλέπομεν σκοτεινὴν ἐπὶ φωτεινοῦ πεδίου τὴν εἰκόνα τῶν φωτεινῶν ἀντικειμένων, τὰ ὁποῖα εἴχομεν ἀτενίσῃ. Ἐπίσης ἂν ἀτενίσωμεν σκοτεινὰ ἀντικείμενα ἐπὶ φωτεινοῦ πεδίου καὶ ἔπειτα φέρωμεν τὸ βλέμμα εἰς ὁμοιομόρφως φωτιζομέ-

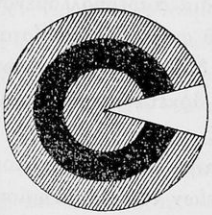
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νην ἐπιφάνειαν, βλέπομεν φωτεινὴν ἐπὶ σκοτεινοῦ πεδίου τὴν εἰκόνα τῶν σκοτεινῶν ἀντικειμένων, τὰ ὁποῖα εἴχομεν ἀτενίσῃ. Τοῦτο προέρχεται ἐκ τοῦ ὅτι τὰ μέρη τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς, ἐπὶ τῶν ὁποίων εἶχον σχηματισθῇ τὰ φωτεινὰ μέρη τῆς πρώτης εἰκόνος, κατέστησαν ἐκ τοῦ ἰσχυροῦ ἐρεθισμοῦ ὀλιγώτερον εὐαίσθητα καὶ ὅταν τώρα ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς ἀπεικονισθῇ ἡ ὁμοιομόρφως φωτιζομένη ἐπιφάνεια, νομίζομεν ὅτι ὁ φωτισμὸς εἶναι ἀσθενέστερος ἐκεῖ ὅπου πράγματι ἡ εὐαισθησία τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς ἔχει ἐλαττωθῇ.

Πολυπλοκώτερα εἶναι τὰ φαινόμενα, ὅταν τὰ ἀντικείμενα τὰ ὁποῖα ἀτενίζομεν παρουσιάζουν ζωηρὰ χρώματα. Ἡ εὐαισθησία τοῦ ὀφθαλμοῦ ἐλαττώνεται διὰ τὰ χρώματα ταῦτα ἀκριβῶς καὶ τὰ μετεικάσματα εἶναι ἔγχρωμα, παρουσιάζοντα χρώματα συμπληρωματικὰ τῶν πραγματικῶν χρωμάτων τῶν ἀντικειμένων.

§ 841. ***Ἀντίθεσις.*** Καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν προηγουγένην παράγραφον, ὅταν παρατηροῦμεν διαδοχικῶς δύο φωτιζομένας ἐπιφανείας, τὸ ἐκ τῆς παρατηρήσεως τῆς δευτέρας χρωματικὸν αἴσθημα ἐπηρεάζεται ἀπὸ τὸ προηγούμενον αἴσθημα. Ἡ ἐπίδρασις αὕτη ὑφίτσαται καί ὅταν παρατηροῦμεν *συγχρόνως* δύο ἐπιφανείας διαφόρου χρώματος εὑρισκομένας πλησίον ἀλλήλων. Τὰ ἐκ τοιαύτης ὀπτικῆς ἀπάτης προερχόμενα χρώματα ὀνομάζομεν *χρώματα ἐξ ἀντιθέσεως*.

Τὰ ἐξ ἀντιθέσεως χρώματα παρατηροῦμεν ἁπλούστατα κατὰ τὴν ἑξῆς μέθοδον. Ἐπὶ κύκλου χρώματος ἔστω πρασίνου ἐπικολλῶμεν μαῦρον δακτύλιον καὶ λευκὸν τομέα ὅπως εἰς τὸ σχ. 571 φαίνεται. Ἂν φωτίζοντες ἐντόνως τὸν δακτύλιον περιστρέψωμεν αὐτὸν ταχέως, συντίθενται ὑποκειμενικῶς εἰς μὲν τὸ κεντρικὸν καὶ τὸ περιφερικὸν μέρος τὸ πράσινον καὶ τὸ λευκὸν εἰς ἀκόρεστον πρασινωπὸν χρῶμα, ἐπὶ δὲ τοῦ δακτυλίου τὸ μέλαν καὶ τὸ λευκὸν εἰς τεφρόν. Ἐν τούτοις τὸ τεφρὸν χρῶμα ἀντιλαμβανόμεθα ὡς τεφρὸν μόνον ὅταν ἀποκρύψωμεν ἀπὸ τὸν ὀφθαλμὸν τὰ πράσινα μέρη τοῦ δίσκου. Ὅταν παρατηροῦμεν ὁλόκληρον τὸν δίσκον, ὁ τεφρὸς δακτύλιος μᾶς *φαίνεται* σαφῶς ροδόχρους, μᾶς φαίνεται δηλ. ἔχων χρῶμα συμπληρωματικὸν τοῦ πρασινωποῦ.



Σχ. 571.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν λάβωμεν δίσκον ἐρυθρὸν ἀντὶ πρασίνου, θὰ μᾶς φανῇ κατὰ τὴν περιστροφὴν τὸ μὲν κεντρικὸν καὶ τὸ ἐξωτερικὸν μέρος ροδόχρουν (ἐρυθρὸν + λευκὸν), ὁ δὲ δακτύλιος ἀντὶ τεφροῦ πρασινωπός.

Τὴν ἐξήγησιν διὰ τὰς ἁπλᾶς ταύτας περιπτώσεις εὑρίσκομεν εὐκόλως ἂν ἀναλογισθῶμεν ὅτι ὁ ὀφθαλμὸς ποτὲ σχεδὸν δὲν ἀτενίζει ἓν ἐντελῶς ὡρισμένον σημεῖον ἐπὶ μακρόν, ἀλλ' ὅτι διαρκῶς κινεῖται οὕτως ὥστε ἐπὶ τοῦ βοθρίου τῆς ὠχρᾶς κηλῖδος νὰ ἀπεικονίζωνται διαδοχικῶς διάφορα μέρη τῶν παρατηρουμένων ἀντικειμένων. (πρβλ. § 646). Οὕτω ὁ τεφρὸς δακτύλιος ἀπεικονίζεται διαρκῶς ἐπὶ νέων μερῶν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς, ἐπὶ τῶν ὁποίων ὀλίγον πρότερον εἶχεν ἀπεικονισθῇ τὸ ἔγχρωμον μέρος τοῦ δίσκου καὶ τῶν ὁποίων ἐπομένως ἡ εὐαισθησία διὰ τὸ χρῶμα ἀκριβῶς τοῦτο ἔχει ἐλαττωθῇ. Διὰ τοῦτο ὁ τεφρὸς δακτύλιος μᾶς φαίνεται ἔχων χρῶμα συμπληρωματικὸν τοῦ χρώματος τοῦ δίσκου.

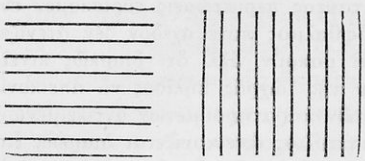
§ 842. ***Ὀπτικαὶ ἀπάται γεωμετρικῆς φύσεως.*** Ὁ ὀφθαλμὸς ἠμπορεῖ νὰ ἀπεικονίσῃ σαφῶς μικρὰν μόνον περιοχὴν τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου, τὴν ἀτέλειαν δὲ ταύτην ἀναπληρώνει διὰ τῆς εὐκινησίας του. Οὕτω εὑρίσκεται ὁ ὀφθαλμός, ὁσάκις παρατηροῦμεν ἀντικείμενα ἔχοντα ἔκτασιν, εἰς διαρκῆ κίνησιν, διὰ τῆς ὁποίας φέρονται εἰς τὴν ὠχρὰν κηλῖδα διαδοχικῶς τὰ διάφορα μέρη τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου. Εἰς τὰς κινήσεις ταύτας τοῦ ὀφθαλμοῦ ὀφείλονται διάφοροι ὀπτικαὶ ἀπάται, πειθόμεθα δὲ περὶ τῆς ὀρθότητος τῆς αἰτιολογίας ἐκ τούτου, ὅτι, ἂν δι' ἐντάσεως τῆς βουλήσεως κατορθώσωμεν νὰ κρατήσωμεν τὸν ὀφθαλμὸν ἀκίνητον, ἀπαλλασσόμεθα εἰς πλείστας περιπτώσεις ἀπὸ τὴν ὀπτικὴν ἀπάτην.

Οὕτω π. χ. ὅταν ἐκτιμῶμεν τὸ πλάτος καὶ τὸ ὕψος ὀρθογωνίου μὲ ὁριζοντίας καὶ κατακορύφους πλευρὰς δὲν ἐκτιμῶμεν τὸ σχετικὸν μέγεθος τῶν πλευρῶν τῆς ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἰκόνος, ἀλλὰ διατρέχομεν διὰ τοῦ βλέμματος τὴν μεταξὺ τῶν δύο κατακορύφων καὶ τὴν μεταξὺ τῶν δύο ὁριζοντίων πλευρῶν ἀπόστασιν καὶ πρὸς σύγκρισιν τῶν δύο ἀποστάσεων μᾶς χρησιμεύει τὸ μυϊκὸν αἴσθημα τῶν κινητηρίων μυῶν τοῦ βολβοῦ. Ἐπειδὴ ἄλλοι μῦς προκαλοῦν τὴν πρώτην κίνησιν καὶ ἄλλοι τὴν δευτέραν, ἠμποροῦμεν νὰ ἀναμένωμεν ὅτι διάφορος θὰ εἶναι ἡ ἐκτίμησις τοῦ πλάτους καὶ διάφορος ἡ τοῦ ὕψους καὶ ὅτι ἐπομένως εἶναι δυνατὸν τὸ τετράγωνον νὰ μὴ *φαίνεται* ὡς τετράγωνον ἀλλ' ὡς ὀρθογώνιον. Ἡ ἐκτίμησις μηκῶν καὶ γωνιῶν ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ ἀκόμη περισσότερον σφαλερά, ὅταν εἶναι διάφορα τὰ κωλύματα, τὰ ὁποῖα ἐπὶ τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου συναντᾷ τὸ βλέμμα κατὰ τὴν κίνησίν του.

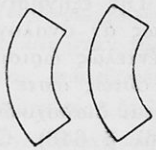
Ἀναφέρομεν μερικὰς χαρακτηριστικὰς περιπτώσεις.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῶν σχημάτων 572 τὸ μὲν πρῶτον φαίνεται σαφῶς ὅτι ἔχει μεγαλύτερον ὕψος παρὰ πλάτος τὸ δὲ δεύτερον μεγαλύτερον πλάτος παρὰ ὕψος. Ἐν τούτοις ὕψος καὶ πλάτος εἶναι εἰς ἀμφότερα τὰ

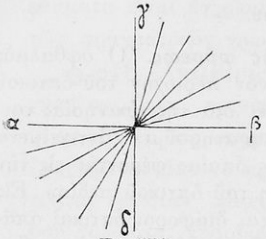


Σχ. 572.



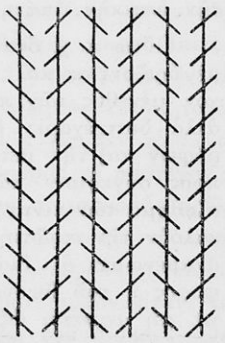
Σχ. 573.

σχήματα ἴσα. Αἴτιον τῆς ἀπάτης εἶναι ὅτι τὸ βλέμμα παραλλήλως μὲν πρὸς τὰς γραμμὰς διέρχεται ἀκωλύτως, καθέτως δὲ πρὸς τὰς γραμμὰς περισπᾶται τρόπον τινὰ καὶ οὕτω ἡ ἀπόστασις φαίνεται μεγαλυτέρα. Ἂν ἀτενίσωμεν τὸ σχῆμα προσπαθοῦντες νὰ κρατήσωμεν τοὺς ὀφθαλμοὺς ἀκινήτους, ἡ ὀπτικὴ ἀπάτη δὲν αἴρεται μὲν ἐντελῶς ἀλλ' ἡ διαφορὰ ὕψους καὶ πλάτους δὲν φαίνεται τόσον μεγάλη, ὅσον ὅταν τὸ βλέμμα ἐλευθέρως πλανᾶται.



Σχ. 574.

Ἐκ τῶν σχημάτων 573 τὸ δεξιὸν μᾶς φαίνεται σαφῶς μεγαλύτερον τοῦ ἀριστεροῦ, ἐνῶ καὶ τὰ δύο εἶναι ἀπολύτως ἴσα. Ἡ ἀπάτη προέρχεται ἀπὸ τὴν σύγκρισιν τῶν δύο πρὸς ἄλληλα ἐστραμμένων τόξων.



Σχ. 575.

Εἰς τὸ σχ. 574 ἡ γωνία αγ φαίνεται μικροτέρα τῆς γβ, ἐνῶ πράγματι ἡ εὐθεῖα αβ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν γδ. Ἡ ἐξήγησις εἶναι ἡ αὐτή, ὅπως καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ σχήματος 572.

Εἰς τὸ σχ. 575 αἱ εὐθεῖαι φαίνονται ἐναλλὰξ συγκλίνουσαι καὶ ἀποκλίνουσαι, ἐνῶ πράγματι εἶναι παράλληλοι. Ἡ ὀπτικὴ ἀπάτη γίνεται μεγαλυτέρα ἂν στρέψωμεν τὸ σχῆμα κατὰ 45°. Ἡ ἀπάτη εἶναι πολὺ μικροτέρα ἂν ἀτενίσωμεν τὸ σχῆμα μὲ ἀκινήτους ἐντελῶς τοὺς ὀφθαλμούς.

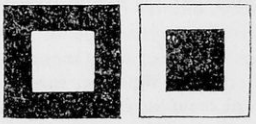
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 843. ***Σφαλερὰ ἐκτίμησις μεγεθῶν καὶ ἀποστάσεων.*** Ἐκ τοῦ φαινομένου μεγέθους ἀντικειμένου τινὸς εἶναι δυνατὸν νὰ ἐκτιμήσωμεν τὸ πραγματικὸν μέγεθος ὅταν γνωρίζωμεν τὴν ἀπόστασιν ἢ νὰ ἐκτιμήσωμεν τὴν ἀπόστασιν ὅταν γνωρίζωμεν τὸ πραγματικὸν μέγεθος (§ 830). Ἡ ἐκτίμησις λοιπὸν μεγεθῶν καὶ ἀποστάσεων ἐξαρτᾶται τὸ μὲν ἀπὸ τὴν ἐκτίμησιν τοῦ φαινομένου μεγέθους τῶν ἀντικειμένων, τὸ δὲ ἀπὸ τὴν γνῶσιν ἢ καὶ τὴν ἐκτίμησιν ἀποστάσεων ἢ μεγεθῶν. Ὅλα ταῦτα τὰ στοιχεῖα εἶναι εἴτε ὑποκειμενικὰ εἴτε ἐπισφαλῆ καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἐκτίμησις μεγεθῶν καὶ ἀποστάσεων εἶναι πολλάκις ἐσφαλμένη.

Οὕτω π.χ. ὅταν ἡ ἀτμόσφαιρα εἶναι πολὺ καθαρὰ καὶ διαφανής, ἐπειδὴ βλέπομεν εὐκρινῶς τὰ ἀκτικείμενα μᾶς φαίνονται αἱ ἀποστάσεις μικρότεραι τῶν πραγματικῶν. Ἐκ τῆς σφαλερᾶς ταύτης ἐκτιμήσεως τῶν ἀποστάσεων προκύπτει σφαλερὰ ἐκτίμησις τῶν μεγεθῶν τῶν ἀντικειμένων, τὰ ὁποῖα μᾶς φαίνονται μικρότερα τῶν πραγματικῶν. Τὸ ἀντίθετον συμβαίνει ὅταν ἡ ἀτμόσφαιρα εἶναι θολή. Τὰ ἀντικείμενα φαίνονται ἀμυδρὰ καὶ νομίζομεν ὅτι αἱ ἀποστάσεις των εἶναι μεγαλύτεραι τῶν πραγματικῶν, ἕνεκα τούτου δὲ ἔχομεν τὴν ἐντύπωσιν ὅτι τὸ μέγεθός των εἶναι μεγαλύτερον τοῦ πραγματικοῦ.

ΕΠΕΚΤΑΣΙΣ ΤΩΝ ΦΩΤΕΙΝΩΝ ΕΙΔΩΛΩΝ

§ 844. Χαρακτηριστικὴ ὀπτικὴ ἀπάτη συνίσταται εἰς τὴν ἐσφαλμένην ἐκτίμησιν τοῦ ἐμβαδοῦ ἐπιφανειῶν, ὅταν αὗται φωτίζωνται διαφόρως. Δύο ἴσαι ἐπιφάνειαι διαφόρως φωτιζόμεναι μᾶς φαίνονται ἄνισοι, μεγαλυτέρα ἡ φωτεινοτέρα. Οὕτω π.χ. ἐκ τῶν δύο τετραγώνων τοῦ σχ. 576 τὸ λευκὸν φαίνεται μεγαλύτερον τοῦ μαύρου ἂν καὶ εἶναι ἐντελῶς ἴσα.



Σχ. 576.

Ὁ Plateau προσεπάθησε νὰ ἐξηγήσῃ τὴν ὀπτικὴν ταύτην ἀπάτην δεχθεὶς ὅτι ὁ ἐρεθισμὸς μέρους τινὸς τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς μεταδίδεται καὶ εἰς τὰ παρακείμενα μέρη, ὁ δὲ Helmholtz ἀποδίδει αὐτὴν εἰς τὸ ὅτι ἡ ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἰκὼν σημείου δὲν εἶναι σημεῖον ἀλλὰ κύκλος αἰσθητῶν διαστάσεων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΕΠΙΔΡΑΣΙΣ ΤΗΣ ΚΙΝΗΣΕΩΣ ΤΗΣ ΥΛΗΣ ΕΠΙ ΤΗΣ ΔΙΑΔΟΣΕΩΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ—ΘΕΩΡΙΑ ΤΗΣ ΣΧΕΤΙΚΟΤΗΤΟΣ

§ 845. *Συντελεστὴς συναρπαγῆς.* Πρὸς ἐξήγησιν τῆς παρατηρήσεως τοῦ Airy (§ 716) ὅτι ἡ γωνία ἀποπλανήσεως τοῦ φωτὸς δὲν μεταβάλλεται ἂν γεμίσωμεν τὸν σωλῆνα τοῦ τηλεσκοπίου μὲ ὕδωρ, ἐδέχθη ὁ Fresnel ὅτι ὁ αἰθὴρ μετέχει ἐν μέρει τῆς κινήσεως τῆς ὕλης, συναρπάζεται ὑπ' αὐτῆς, καὶ ὅτι ἐκ τούτου ἂν ὕλη, τῆς ὁποίας ὁ δείκτης διαθλάσεως διὰ μονόχρουν φῶς εἶναι ν, κινῆται μὲ ταχύτητα V, ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς ἐντὸς αὐτῆς παραλλήλως πρὸς τὴν ταχύτητα V εἶναι

$$c'' = c' \pm V\left(1 - \frac{1}{\nu^2}\right) \tag{1}$$

ὅπου c' ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς ἐντὸς τῆς ἠρεμούσης ὕλης. Τὸ σημεῖον + ἰσχύει διὰ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς κατὰ τὴν φορὰν τῆς ταχύτητος V, τὸ δὲ — διὰ τὴν ταχύτητα κατὰ τὴν ἀντίθετον φοράν. Ἡ ἐν παρενθέσει ποσότης $1 - \frac{1}{\nu^2}$ ὀνομάζεται *συντελεστὴς συναρπαγῆς*

Ὁ Fresnel ἔδωκε τὴν ἐξῆς ἐξήγησιν τοῦ τύπου (1).

Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ ταχύτης c' τοῦ φωτὸς ἐντὸς τῆς ὕλης συνδέεται πρὸς τὴν ταχύτητα c ἐντὸς τοῦ κενοῦ διὰ τῆς σχέσεως

$$c' = \frac{c}{\nu} \tag{2}$$

ὅπου ν ὁ δείκτης διαθλάσεως. Ἀφ' ἑτέρου ἔχομεν τὰς σχέσεις

$$c = \sqrt{\frac{A}{D}} \qquad c' = \sqrt{\frac{A'}{D'}} \tag{3}$$

(πρβλ. § 726) ὅπου A, A', D, D' εἶναι ἡ ἐλαστικότης καὶ ἡ πυκνότης τοῦ αἰθέρος εἰς τὸ κενὸν καὶ ἐντὸς τῆς θεωρουμένης ὕλης.

Ὁ Fizeau ἐδέχθη ὅτι ἡ ἐλαστικότης τοῦ αἰθέρος εἶναι παντοῦ ἡ αὐτὴ (A = A') καὶ ὅτι ἡ διαφορὰ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς ὀφείλεται μόνον εἰς τὴν διαφορὰν τῆς πυκνότητος. Οὕτω ἐκ τῶν ἐξ. (2,3) ἔλαβε τὴν ἐξίσωσιν

$$\nu^2 = \frac{c^2}{c'^2} = \frac{D'}{D} \tag{4}$$

Ἐντὸς τῆς ὕλης, ἐπειδὴ εἶναι $\nu > 1$, ἡ πυκνότης τοῦ αἰθέρος εἶναι $D' > D$ καὶ ἐπομένως ἐκ τῆς παρουσίας τῆς ὕλης ἔχομεν εἰς τὴν μονάδα τοῦ ὄγκου ποσότητα αἰθέρος, *ἐπὶ πλέον τῆς ὑπαρχούσης εἰς τὸ κενόν*, ἴσην ἀριθμητικῶς πρὸς D' — D. Ὁ Fresnel ἐδέχθη ὅτι αὐτὴ ἡ ἐπὶ πλέον ποσότης τοῦ αἰθέρος, ἀποτελοῦσα τρόπον τινὰ ἀνατόσπαστον μέρος τῆς ὕλης, μετέχει *μόνη* τῆς κινήσεως αὐτῆς, ἡ δὲ ποσότης D μένει ἀμέτοχος τῆς κινήσεως τῆς ὕλης.

Ἔχομεν λοιπὸν ἐντὸς τῆς κινουμένης ὕλης εἰς τὴν μονάδα τοῦ ὄγκου ποσότητα αἰθέρος D ἀκίνητον καὶ ποσότητα D' — D κινουμένην μὲ τὴν ταχύτητα τῆς ὕλης, δηλ. μὲ ταχύτητα V. Ἡ κινητικὴ αὕτη κατάστασις ἰσοδυναμεῖ πρὸς κίνησιν τῆς ὅλης ποσότητος D' τοῦ αἰθέρος μὲ ταχύτητα

$$V' = \frac{D \times 0 + (D' - D) \times V}{D + (D' - D)} = \frac{D' - D}{D'} \cdot V$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ταχύτης αὕτη, ἂν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν τὴν ἐξ. (4) γίνεται

$$V' = V\left(1 - \frac{1}{\nu^2}\right)$$

καὶ ἑπομένως ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς ἐντὸς τῆς κινουμένης ὕλης παραλλήλως πρὸς τὴν ταχύτητα τῆς ὕλης ἴση πρὸς τὸ ἄθροισμα ἢ τὴν διαφορὰν τῶν ταχυτήτων c′ καὶ V′, εὑρίσκεται ἴση πρὸς τὴν ὑπὸ τῆς ἐξ. (1) ὁριζομένην ταχύτητα c″. Τὴν ὀρθότητα τῆς ἐξ. (1) ἀπέδειξεν ὁ Fizeau καὶ βραδύτερον ὁ Michelson δι' ἀμέσου συγκρίσεως τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς ἐντὸς ὕδατος κυκλοφοροῦντος κατ' ἀντίθετον φορὰν ἐντὸς δύο μακρῶν σωλήνων.

Ἐν ταύτοις ἡ ἐξήγησις τοῦ Fresnel προσκόπτει εὐθὺς ἀμέσως εἰς τὴν ἑξῆς δυσκολίαν. Ὁ δείκτης διαθλάσεως ν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ χρῶμα τοῦ φωτὸς καὶ ἑπομένως ὁ συντελεστὴς συναρπαγῆς εἶναι διάφορος διὰ φῶς διαφόρου μήκους κύματος. Ἡ λοιπὸν πρέπει νὰ ἀποδώσωμεν εἰς τὸν ἐνιαῖον αἰθέρα ἀπειρίαν συγχρόνων κινητικῶν καταστάσεων, ἢ νὰ δεχθῶμεν ἴδιον αἰθέρα δι' ἑκάστην συχνότητα τοῦ φωτός.

§ 846. *Πείραμα τῶν Michelson καὶ Morley.* Ἐκ τῶν μετρήσεων τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς ἐντὸς κινουμένης ὕλης, εἴτε ἡ κίνησις μεταδίδεται τεχνητῶς εἰς τὴν ὕλην, εἴτε εἶναι αὐτὴ ἡ κίνησις τῆς Γῆς ἐπὶ τῆς τροχιᾶς της συνάγεται ὅτι πάντως ὁ αἰθὴρ δὲν μετέχει ἐντελῶς τῆς κινήσεως τῆς ὕλης. Ἂν λοιπὸν θεωρήσωμεν τὸν αἰθέρα ὡς ἐλαστικὸν μέσον ἐντὸς τοῦ ὁποίου, κινοῦνται τὰ ὑλικὰ σώματα, ἀγόμεθα εἰς τὸ νὰ ἐπιχειρήσωμεν νὰ μετρήσωμεν τὴν σχετικὴν πρὸς αὐτὸν ταχύτητα τῆς γῆς κατὰ τὴν ἐπὶ τῆς τροχιᾶς της κίνησιν.

Τὸ πρόβλημα τίθεται ὡς ἑξῆς:

Ἐκ τῆς μηχανικῆς εἶναι γνωστὸν ὅτι ἂν εἰς σύστημά τι συντεταγμένων (Τ. Α′. § 74) τὰ μηχανικὰ φαινόμενα διέπονται ἀπὸ ἁπλοῦς νόμους, οἱ νόμοι οὗτοι μένουν οἱ αὐτοὶ καὶ ὅταν ἀνάγωμεν τὰ φαινόμενα εἰς οἱονδήποτε ἄλλο σύστημα συντεταγμένων κινούμενον ὡς πρὸς τὸ πρῶτον παραλλήλλως πρὸς ἑαυτό, εὐθυγράμμως καὶ ἰσοταχῶς. Κατὰ ταῦτα εἶναι ἀδύνατον νὰ ἀναγνωρίσωμεν διὰ τῆς παρατηρήσεως μηχανικῶν φαινομένων ἂν σύστημά τι κινεῖται εὐθυγράμμως καὶ ἰσοταχῶς ἢ εἶναι ἀκίνητον, ἢ καὶ ἄλλως: ἂν δύο συστήματα ἔχουν ὡς πρὸς ἄλληλα κίνησιν εὐθυγράμμου καὶ ἰσοταχοῦς παραλλήλου μετατοπίσεως εἶναι ἀδύνατον ἐκ τῆς παρατηρήσεως μηχανικῶν φαινομένων νὰ ἀναγνωρίσωμεν ποῖον ἐκ τῶν δύο κινεῖται καὶ ποῖον μένει ἀκίνητον. Ἠμποροῦμεν μόνον νὰ πιστοποιήσωμεν τὴν *σχετικὴν* τῶν δύο συστημάτων κίνησιν καὶ ἑπομένως ἡ ἔννοια τῆς *ἀπολύτου κινήσεως* ἀπὸ μηχανικῆς ἀπόψεως δὲν ἔχει σημασίαν.

Οὕτω π. χ. εἶναι ἀδύνατον διὰ καθαρῶς γηΐνων πειραμάτων νὰ ἀναγνωρίσωμεν ὅτι ἡ Γῆ κινεῖται ἐπὶ τῆς τροχιᾶς της, διότι ἡ κίνησις αὕτη διὰ τὸν χρόνον τῶν παρατηρήσεων ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἰσοταχὴς καὶ εὐθύγραμμος, ἀναγνωρίζομεν ὅμως, π. χ. διὰ τοῦ ἐκκρεμοῦς τοῦ Foucault (Τ. Α′. § 134) δηλ. διὰ καθαρῶς γηΐνου πειράματος, τὴν κίνησιν τῆς Γῆς περὶ τὸν ἄξονα, κίνησιν μὲ σταθερὰν (κεντρομόλον) *ἐπιτάχυνσιν*. Τὴν κίνησιν τῆς Γῆς ἐπὶ τῆς τροχιᾶς της μόνον δι' ἀστρονομικῶν παρατηρήσεων ἠμποροῦμεν νὰ γνωρίσωμεν πιστοποιοῦντες ὅτι ἡ Γῆ κινεῖται σχετικῶς πρὸς ἄλλα ὑλικὰ σώματα ἐκτὸς αὐτῆς κείμενα.

Δοθέντος ὅτι ὁ αἰθὴρ δὲν μετέχει, ἐντελῶς τοὐλάχιστον, τῆς κινήσεως τῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὕλης, γεννᾶται τὸ ἐρώτημα ἂν θὰ ἦτο δυνατὸν νὰ πιστοποιηθῇ ἡ κίνησις τῆς Γῆς *ὡς πρὸς τὸν αἰθέρα*, π. χ. ἐκ τῆς διαφορᾶς τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ταχύτητος τῆς Γῆς ἐπὶ τῆς τροχιᾶς της καὶ καθέτως πρὸς αὐτήν.

Ἂν τοῦτο ἦτο δυνατόν, θὰ κατωρθοῦτο δι' ὀπτικοῦ πειράματος ἐκεῖνο τὸ ὁποῖον εἶναι ἀδύνατον νὰ κατορθωθῇ διὰ μηχανικῶν πειραμάτων, θὰ ἀνεγνωρίζετο δηλ. διὰ καθαρῶς γηΐνου πειράματος ἡ εὐθύγραμμος καὶ ὁμαλὴ κίνησις ὡς πρὸς τὸν αἰθέρα, ὡς πρὸς αὐτὸν δηλ. τὸν χῶρον, θὰ ἀνεγνωρίζετο ἡ *ἀπόλυτος κίνησις* τῆς Γῆς.

Ἡ λύσις τοῦ θεμελιώδους τούτου προβλήματος ἐπεδιώχθη διὰ διαφόρων πειραμάτων, τῶν ὁποίων τὸ ἁπλούστατον εἶναι τὸ κλασικὸν πείραμα τῶν Michelson καὶ Morley.

Ἐπὶ βαρείας λιθίνης πλακός, ἡ ὁποία ἔπλεεν ἐπὶ ὑδραργύρου, ἐστήθη συμβολομετρικὴ συσκευὴ ὁμοία κατ' ἀρχὴν μὲ ἐκείνην, τὴν ὁποίαν περιεγράψαμεν εἰς τὴν § 746, καὶ παρετηρήθησαν οἱ κροσσοὶ συμβολῆς ὅταν ὁ προσανατολισμὸς τῆς πλακὸς ἦτο τοιοῦτος, ὥστε ὁ ἄξων τῆς διόπτρας νὰ ἔχῃ τὴν διεύθυνσιν τῆς κινήσεως τῆς Γῆς ἐπὶ τῆς τροχιᾶς της. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἐκ τῶν συμβαλλουσῶν δεσμῶν ἡ μὲν $\Pi_1 K_1 \Pi_1$ (σχ. 525) διαδίδεται κατὰ τὸ ἥμισυ μὲν παραλλήλως καὶ ὁμορρόπως πρὸς τὴν ταχύτητα τῆς Γῆς, κατὰ τὸ ἄλλο δὲ ἥμισυ παραλλήλως καὶ ἀντιρρόπως, ἡ δὲ $\Pi_1 \Pi_2 \Pi_1$ διαδίδεται καθέτως πρὸς τὴν ταχύτητα τῆς Γῆς. Ἂν στραφῇ ἡ πλὰξ κατὰ 90^0, ἡ θέσις τῶν δεσμῶν ὡς πρὸς τὴν ταχύτητα τῆς Γῆς ἐναλλάσσεται καὶ διὰ στοιχειώδους συλλογισμοῦ δεικνύεται ὅτι ὁ χρόνος τὸν ὁποῖον τὸ φῶς χρειάζεται διὰ νὰ διανύσῃ τοὺς δρόμους τούτους αὐξάνεται μὲν διὰ τὴν μίαν δέσμην ἐλαττώνεται δὲ διὰ τὴν ἄλλην καὶ ἑπομένως διὰ τῆς στροφῆς ταύτης μεταβάλλεται ἡ διαφορὰ φάσεως τῶν συμβαλλουσῶν δεσμῶν, ἡ δὲ μεταβολὴ αὕτη πρέπει νὰ ἐκδηλωθῇ διὰ μετακινήσεως τῶν κροσσῶν συμβολῆς.

Κατὰ τὴν περιστροφὴν τῆς λιθίνης πλακὸς δὲν παρετηρήθη ἐν τούτοις καμμία μετακίνησις τῶν κροσσῶν ἐπίσης δὲ καὶ ὅλων τῶν ἄλλων σχετικῶν πειραμάτων τὸ ἀποτέλεσμα ὑπῆρξε σαφῶς ἀρνητικόν.

Τὴν ἀντίφασιν ταύτην τοῦ πειράματος πρὸς τὰς περὶ τοῦ αἰθέρος ἀντιλήψεις καὶ πρὸς τὰ ἐξ ἄλλων πειραμάτων συμπεράσματα προσεπάθησαν νὰ ἄρουν οἱ Lorentz καὶ Fizgerald δεχθέντες ὅτι τὰ κινούμενα σώματα ὑφίστανται συστολὴν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς κινήσεώς των, ἀλλ' ἡ ἀπόπειρα δὲν ἦτο ἐπιτυχὴς διότι διὰ τῆς ἐκδοχῆς ταύτης δὲν ἀποκατεστάθη πλήρως ἡ ἁρμονία τῆς θεωρίας καὶ τῆς παρατηρήσεως.

§ 847. ***Εἰδικὴ Θεωρία τῆς σχετικότητος.*** Τὰ ἀποτελέσματα τοῦ πειράματος τῶν Michelson καὶ Morley προσεπάθησε νὰ ἐξηγήσῃ ὁ Einstein διὰ ριζικῆς ἀναθεωρήσεως τῶν περὶ χώρου καὶ χρόνου ἀντιλήψεων.

Ὁ Einstein ἐδέχθη ὅτι ἡ ἔννοια τῆς ἀπολύτου κινήσεως δὲν ἔχει καμμίαν σημασίαν, ὅτι δηλ. δι' οἱουδήποτε πειράματος, εἴτε μηχανικοῦ, εἴτε ὀπτικοῦ εἴτε ἠλεκτρομαγνητικοῦ, ἠμποροῦμεν νὰ πιστοποιήσωμεν μόνον τὴν σχετικὴν πρὸς ἄλληλα κίνησιν δύο συστημάτων, καὶ ὅτι ἑπομένως εἰς δύο συστήματα *ἔχοντα ὡς πρὸς ἄλληλα κίνησιν παραλλήλου εὐθυγράμμου καὶ ὁμαλῆς μετατοπίσεως* οἱ νόμοι ὄχι μόνον τῶν μηχανικῶν ἀλλὰ καὶ τῶν ὀπτικῶν καὶ ἠλεκτρομαγνητικῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φαινομένων εἶναι ἐντελῶς οἱ αὐτοί. Ἐδέχθη μάλιστα ἐπὶ πλέον ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτός, *μετρουμένη ἀπὸ παρατηρητὰς μετέχοντας τῆς κινήσεως τῶν συστημάτων*, εἶναι ἡ αὐτὴ εἰς τὰ δύο συστήματα καὶ ἀνεξάρτητος τῆς διευθύνσεως.

Ἐκ τῆς παραδοχῆς τοῦ ἀξιώματος τούτου, τό ὁποῖον ὀνομάζεται *εἰδικὸν ἀξίωμα τῆς σχετικότητος*, διὰ λογικῆς ἐπεξεργασίας προέκυψεν ἡ ἑξῆς μεταβολὴ εἰς τὰς περὶ χρόνου καὶ χώρου ἀντιλήψεις.

Εἰς τὴν κλασσικὴν μηχανικὴν ὁ χρόνος θεωρεῖται ὡς ἀπόλυτον ποσόν, ποσὸν δηλ. τοῦ ὁποίου ἡ τιμὴ δὲν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν κινητικὴν κατάστασιν τοῦ συστήματος, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὑρίσκεται ὁ παρατηρητής, ὁ χρόνος λοιπὸν εἶναι ὁ αὐτὸς διὰ παρατηρητὰς εὑρισκομένους εἰς συστήματα μὲ διάφορον κινητικὴν κατάστασιν καὶ ἂν ὡρισμένος παρατηρητὴς ἀντιλαμβάνεται δύο γεγονότα ὡς σύγχρονα, τὰ γεγονότα ταῦτα θὰ εἶναι σύγχρονα καὶ δι' οἱονδήποτε ἄλλον παρατηρητήν, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ κινητικὴ αὐτοῦ κατάστασις.

Ὁ Einstein ἀναχωρεῖ ἐκ τοῦ πειραματικοῦ δεδομένου ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς διὰ παρατηρητὴν εὑρισκόμενον ἐπὶ τῆς Γῆς, ἡ ὁποία ἐπὶ μικρὸν χρονικὸν διάστημα ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς κινουμένη εὐθυγράμμως καὶ ἰσοταχῶς ὡς πρὸς τὸ σύνολον τῶν οὐρανίων σωμάτων, εἶναι ἡ αὐτὴ πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις καὶ ὑποβάλλων εἰς κριτικὸν ἔλεγχον τὴν ἔννοιαν τοῦ συγχρονισμοῦ εὑρίσκει ὅτι, ἂν διὰ παρατηρητὴν τινα δύο γεγονότα Α, Β συμβαίνοντα εἰς διάφορα σημεῖα τοῦ χώρου εἶναι σύγχρονα, εἶναι δυνατὸν δι' ἄλλον παρατηρητὴν τὸ Α νὰ προηγῆται τοῦ Β καὶ δι' ἄλλον πάλιν νὰ ἕπεται αὐτοῦ. Ὁ συγχρονισμὸς δὲν εἶναι ἀπόλυτος ἀλλ' ἡ χρονικὴ σχέσις δύο γεγονότων ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν κινητικὴν κατάστασιν τοῦ παρατηρητοῦ.

Κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Einstein ὁ χρόνος καὶ ὁ χῶρος δὲν εἶναι ἀνεξάρτητα ἀπ' ἀλλήλων καὶ διὰ τοῦτο αἱ ἔννοιαι τοῦ χρονικοῦ διαστήματος καὶ τοῦ μήκους δὲν ἔχουν καθ' ἑαυτὰς καμμίαν σημασίαν. Ὁ χῶρος μὲ τὰς τρεῖς αὐτοῦ διαστάσεις καὶ ὁ χρόνος μὲ τὴν μίαν διάστασιν ἀποτελοῦν ἁπλῶς τὰς δύο ὄψεις ἑνὸς πλαισίου μὲ τέσσαρας διαστάσεις, εἰς τὸ ὁποῖον τοποθετοῦμεν τὰ φαινόμενα διὰ νὰ γίνουν ἀντικείμενα τῆς νοήσεώς μας, ἀκριβῶς ὅπως τὸ ὕψος, τὸ μῆκος καὶ τὸ πλάτος ἀποτελοῦν πράγματι τρεῖς ὄψεις τοῦ τριδιαστάτου πλαισίου τοῦ χώρου. Καὶ ὅπως τὸ μῆκος, τὸ ὕψος, τὸ πλάτος αὐτὰ καθ' ἑαυτὰ δὲν ἔχουν καμμίαν σημασίαν, ἀλλ' ἀποκτοῦν σχετικὴν σημασίαν ὅταν ὁρίσωμεν ἐν σχέσει πρὸς τὸ θεωρούμενον σῶμα τὰς διευθύνσεις, κατὰ τὰς ὁποίας μετροῦμεν τὸ ὕψος, τὸ μῆκος καὶ τὸ πλάτος, ἡ δὲ πραγματικὴ στερεὰ μορφὴ ἀντικειμένου τινὸς μόνον ἐντὸς τοῦ τριδιαστάτου χώρου ἠμπορεῖ νὰ νοηθῇ, οὕτω καὶ ἡ πραγματικὴ μορφὴ τῶν *ἐν χώρῳ καὶ χρόνῳ* ἐξελισσομένων ἀντικειμένων τῆς αἰσθήσεώς μας μόνον ἐντὸς τῆς τετραδιαστάτου πολλαπλότητος, τὴν ὁποίαν ὁ Minkowski ὠνόμασε ***Κόσμον***, ἠμπορεῖ νὰ νοηθῇ τὸ δὲ στερεὸν ἐν τῷ χώρῳ σχῆμα καὶ τὸ χρονικὸν διάστημα εἶναι διάφορα ἀναλόγως τῆς κινητικῆς καταστάσεως τοῦ παρατηρητοῦ.

Διὰ στοιχειωδῶν σκέψεων εὗρεν ὁ Einstein τοὺς νόμους κατὰ τοὺς ὁποίους μεταβάλλονται τὰ μήκη καὶ τὰ χρονικὰ διαστήματα ὅταν μεταβληθῇ ἡ κινητικὴ κατάστασις τοῦ παρατηρητοῦ, τοὺς τύπους δηλ. τοῦ μετασχηματισμοῦ τῶν χρονικῶν καὶ τοπικῶν συντεταγμένων κατὰ τὴν μετάβασιν ἀπὸ ἑνὸς συστήματος εἰς ἄλλο *ἔχον ὡς πρὸς τὸ πρῶτον κίνησιν παραλλήλου καὶ ἰσοταχοῦς μετατοπίσεως*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

καὶ ἐκ τούτων συνήγαγε μεταξὺ ἄλλων τὸν νόμον τῆς συνθέσεως τῶν ταχυτήτων, διάφορον τοῦ νόμου τῆς κλασσικῆς μηχανικῆς.

Κατὰ τὴν κλασσικὴν μηχανικήν, ἂν τὸ σύστημα Κ μετατοπίζεται ὡς πρὸς τὸ σύστημα Α παραλλήλλως καὶ ἰσοταχῶς μὲ τὴν ταχύτητα υ καὶ ἐντὸς τοῦ συστήματος Κ κινῆται σημεῖον τι κατὰ τὴν φορὰν τῆς ταχύτητος υ μὲ ταχύτητα V_k, ἡ ταχύτης αὐτοῦ ὡς πρὸς τὸ σύστημα Α εἶναι

(1) $$V_A = \upsilon + V_k$$

Κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Einstein ἡ συνισταμένη ταχύτης εἶναι

(2) $$V_A = \frac{\upsilon + V_k}{1 + \frac{\upsilon V_k}{c^2}}$$

ὅπου c εἶναι ἡ ταχύτης τοῦ φωτός. Ἂν αἱ ταχύτητες υ καὶ V_k εἶναι πολὺ μικραὶ ὡς πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός, ὅπως τοῦτο συμβαίνει κατὰ τὴν κίνησιν τῶν συνήθων ὑλικῶν σωμάτων, ὁ ὅρος $\frac{\upsilon V_k}{c^2}$ εἰς τὸν παρανομαστὴν τῆς ἐξ. (2) ἠμπορεῖ νὰ παραλειφθῇ καὶ ἡ ἐξίσωσις γίνεται ἡ αὐτὴ μὲ τὴν (1). Ἡ θεωρία τῆς σχετικότητος δὲν ἔρχεται λοιπὸν εἰς ἀντίφασιν μὲ τὴν κλασσικὴν μηχανικήν, τῆς ὁποίας οἱ νόμοι ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς ὁρικαὶ περιπτώσεις τῶν γενικωτέρων νόμων τῆς κινήσεως διὰ ταχύτητας πολὺ μικρὰς ἐν σχέσει πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός.

Ἡ διαφορὰ τῶν δύο τύπων γίνεται αἰσθητὴ ὅταν ἔχωμεν ταχύτητας ὄχι πολὺ μικροτέρας τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός.

Ἂν θέσωμεν $\upsilon = c$, εὑρίσκομεν

$$V_A = \frac{c + V_k}{1 + \frac{c V_k}{c^2}} = c$$

ἤτοι, οἱαδήποτε ταχύτης καὶ ἂν προστεθῇ εἰς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς ἡ συνισταμένη ταχύτης θὰ εἶναι ἴση πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός. Ἡ ταχύτης λοιπὸν τοῦ φωτὸς παρουσιάζεται ὡς ἡ μεγίστη δυνατὴ ταχύτης, ἐνῶ εἰς τὴν κλασικὴν μηχανικὴν δὲν ὑπάρχει ἀνώτερον ὅριον τῆς ταχύτητος. Τὸν τύπον (2) ἠμποροῦμεν νὰ ἐφαρμόσωμεν εἰς τὸν ὑπολογισμὸν τῆς ἐπιδράσεως τῆς κινήσεως τῆς ὕλης ἐπὶ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός. Ἂν δηλ. ὑλικόν τι μέσον (σύστημα Κ) κινῆται ὡς πρὸς ἡμᾶς (σύστημα Α) μὲ ταχύτητα υ καὶ ἐντὸς αὐτοῦ τὸ φῶς διαδίδεται μὲ ταχύτητα c′, ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς ὡς πρὸς ἡμᾶς θὰ εἶναι

$$c'' = \frac{V + c'}{1 + \frac{V c'}{c^2}}$$

καὶ ἐπειδὴ εἶναι $c = c' \nu$, ὅπου ν ὁ δείκτης διαθλάσεως, εὑρίσκομεν

$$c'' = \frac{V + c'}{1 + \frac{V}{c' \nu^2}}$$

Ἡ ταχύτης υ εἶναι πολὺ μικρὰ ὡς πρὸς τὴν c′ καὶ διὰ τοῦτο, ἂν παραλείψωμεν τὰς ἀνωτέρας τῆς πρώτης δυνάμεις τοῦ $\frac{\upsilon}{c}$, ἡ ἐξίσωσις γίνεται

$$c'' = (\upsilon + c')\left(1 - \frac{V}{c' \nu^2}\right) = c' + \upsilon\left(1 - \frac{1}{\nu^2}\right)$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

λαμβάνομεν δηλ. τὴν ἐκ τῶν πειραμάτων τῶν Fizeau καὶ Michelson εὑρεθεῖσαν σχέσιν.

Τὰ θεωρητικὰ συμπεράσματα ἐκ τῆς θεωρίας τῆς σχετικότητος εἶναι σπουδαιότατα δι' ὅλους τοὺς κλάδους τῆς φυσικῆς. Οὕτω εὑρίσκομεν ὅτι τὸ μῆκος κινουμένου σώματος κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς κινήσεώς του παρατηρούμενον ἀπὸ παρατηρητὴν ἀκίνητον εἶναι διάφορον, μικρότερον ἐκείνου τὸ ὁποῖον θὰ παρετήρει παρατηρητὴς μετέχων τῆς κινήσεως αὐτοῦ, καὶ ἡ ἐπιβράχυνσις αὕτη εἶναι ἀκριβῶς ὅση χρειάζεται διὰ νὰ ἐξηγήσῃ τὸ πείραμα τοῦ Michelson.

Σφαῖρα κινουμένη φαίνεται εἰς ἀκίνητον παρατηρητὴν ὡς ἐλλειψοειδὲς ἐκ περιστροφῆς πλατύ, τοῦ ὁποίου ὁ ἄξων ἔχει τὴν διεύθυνσιν τῆς ταχύτητος. Ἡ πλάτυνσις εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ταχύτης καί, ἂν ἡ σφαῖρα κινεῖται μὲ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός, φαίνεται ὡς δίσκος χωρὶς πάχος. Οἱαδήποτε μετακίνησις *ἐντὸς τῆς σφαίρας* κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ταχύτητός της δὲν ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ ὡς τοιαύτη αἰσθητή, διότι ὅλα τὰ σημεῖα τὰ εὑρισκόμενα ἐπὶ εὐθείας παραλλήλου πρὸς τὴν ταχύτητα φαίνονται συμπίπτοντα εἰς ἕν. Ἂν δηλ. εἰς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς προστεθῇ οἱαδήποτε ταχύτης, ἡ συνισταμένη ταχύτης θὰ εἶναι πάλιν ἴση πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός.

Ἡ μᾶζα, πηλίκον τῆς δυνάμεως διὰ τῆς ἐπιταχύνσεως, ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς ταχύτητος καὶ εἶναι τόσον μεγαλυτέρα ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ταχύτης, διάφορος δὲ δι' ἐπιταχύνσεις κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ταχύτητος (μᾶζα ἐπιμήκης) καὶ καθέτως πρὸς τὴν ταχύτητα (μᾶζα ἐγκαρσία).

Ἀλλὰ καὶ ἡ ἐνέργεια ἔχει ἀδράνειαν κατὰ τὴν θεωρίαν τῆς σχετικότητος καὶ αὔξησις τῆς ἐνεργείας κατὰ W ἰσοδυναμεῖ πρὸς αὔξησιν τῆς μάζης κατὰ W/c^2, ὅπου c ἡ ταχύτης τοῦ φωτός. (πρβλ. § 418).

§ 848. ***Γενικὴ θεωρία τῆς σχετικότητος.*** Ὁ Einstein ἐπεξέτεινε τὴν θεωρίαν τῆς σχετικότητος οὕτως ὥστε νὰ περιλάβῃ πᾶσαν κίνησιν καὶ ὄχι μόνον τὴν παράλληλον ἰσοταχῆ μετατόπισιν. Στηριχθεὶς ἐπὶ τοῦ πειραματικοῦ δεδομένου ὅτι *ἡ βαρεῖα μᾶζα εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀδρανῆ* καὶ ὁ συντελεστὴς ἀναλογίας εἶναι σταθερός, ἀνεξάρτητος τῆς χημικῆς φύσεως τῆς ὕλης, διετύπωσε τὸ ἀξίωμα τοῦ *ἰσοδυνάμου τῶν δυναμικῶν πεδίων*. Οὕτω π.χ. τὸ δυναμικὸν πεδίον, τὸ ὁποῖον συνήθως ὀνομάζομεν δυναμικὸν πεδίον τῆς γηΐνης βαρύτητος, εἶναι πράγματι σύνθετον πεδίον διότι μέρος μὲν τῶν δυνάμεων, αἱ ὁποῖαι ἐπιδροῦν ἐπὶ δοθείσης μάζης, προέρχεται ἐκ τῆς ἕλξεως τῆς γῆς, ἐπιδρᾷ ἑπομένως ἐπὶ τῆς *βαρείας* μάζης, μέρος δὲ προέρχεται ἐκ τῆς μετοχῆς τοῦ σώματος εἰς τὴν περιστροφικὴν κίνησιν τῆς γῆς, ἐπιδρᾷ λοιπὸν ἐπὶ τῆς *ἀδρανοῦς* μάζης. Ἐντούτοις ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἀποδειχθὲν πειραματικῶς ὅτι δὲν ἔχομεν κανὲν μέσον διὰ νὰ ἀναγνωρίσωμεν ἂν δοθὲν πεδίον εἶναι πεδίον ἕλξεως ἢ πεδίον ἀδρανείσς. Ἐκλέγοντες καταλλήλως τὸν συντελεστὴν ἀναλογίας, ὅπως καὶ πράγματι μέχρι τοῦδε ἐκάμαμεν, ἠμποροῦμεν νὰ εἴπωμεν ὅτι βαρεῖα μᾶζα σώματός τινος εἶναι ἴση πρὸς τὴν ἀδρανῆ, ἢ ὅτι ἡ βαρεῖα καὶ ἡ ἀδρανὴς μᾶζα εἶναι ἓν καὶ τὸ αὐτό. Συμφώνως πρὸς τὸ ἀξίωμα τοῦ ἰσοδυνάμου τῶν πεδίων ἐδέχθη ὁ Einstein ὅτι *ὅλαι αἱ κινήσεις εἶναι σχετικαὶ* καὶ ὅτι ἠμποροῦμεν οἱονδήποτε σύστημα νὰ θεωρήσωμεν ὡς ἀκίνητον, ἀρκεῖ νὰ εἰσαγάγωμεν βοηθητικὰ δυναμικὰ πεδία.

Οὕτω περιέλαβεν ὁ Einstein εἰς τὴν *Γενικὴν θεωρίαν τῆς σχετικότητος* τὰ φαινόμενα τῆς παγκοσμίας ἕλξεως. Θεωρητικὰ συμπεράσματα ὑψίστης σημα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

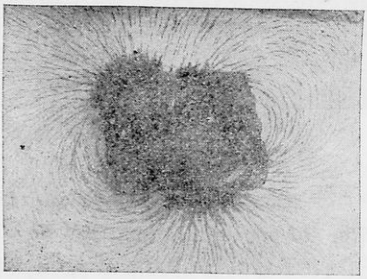
σίας ἐξήχθησαν διὰ λογικῆς ἐπεξεργασίας τῆς θεωρίας, ὅπως π. χ. συμπλήρωσις τοῦ νόμου τῆς παγκοσμίας ἕλξεως ἐξηγοῦσα τὴν κίνησιν τοῦ περιηλίου τοῦ Ἑρμοῦ. Κατὰ τὴν θεωρίαν τῆς σχετικότητος τὰ πεδία τῆς βαρύτητος προκαλοῦν ἐκτροπὴν τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων, ἡ δὲ ἐκτροπὴ αὕτη πράγματι παρετηρήθη, ἐπίσης δὲ ἀσκοῦν ἐπίδρασιν ἐπὶ τοῦ χρόνου δονήσεως οἱωνδήποτε συστημάτων καὶ ἑπομένως καὶ ἐπὶ τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπεται ἀπὸ τὰ εἰς φωτοβολίαν διεγειρόμενα συστήματα. Ἀλλ' ἐνταῦθα πρέπει νὰ ἀρκεσθῶμεν εἰς τὰς στοιχειώδεις ταύτας ὑποδείξεις.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

§ 849. ***Πρῶται ἔννοιαι.*** Ὀρυκτὸν τοῦ σιδήρου, τὸ μαγνητικὸν ὀξείδιον τοῦ σιδήρου ἢ ἡ μαγνῆτις λίθος (Fe_3O_4) ἔχει τὴν ἰδιότητα νὰ ἕλκῃ τεμάχια σιδήρου. Ἡ ἰδιότης αὕτη ἠμπορεῖ τεχνητῶς νὰ μεταδοθῇ, ὅπως κατωτέρω θὰ περιγράψωμεν, εἴτε προσκαίρως εἰς τεμάχια μαλακοῦ σιδήρου, εἴτε μονίμως εἰς τεμάχια χάλυβος. Τὰ τεμάχια τοῦ χάλυβος, τὰ ὁποῖα τεχνητῶς ἀπέκτησαν τὴν ἰδιότητα νὰ ἕλκουν τὸν σίδηρον, ὀνομάζομεν *τεχνητοὺς μαγνήτας*, ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὴν μαγνῆτιν λίθον, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν καὶ *φυσικὸν μαγνήτην*.

Ἂν εἰς φυσικὸν ἢ τεχνητὸν μαγνήτην πλησιάσωμεν ρινήματα σιδήρου, παρατηροῦμεν ὅτι ταῦτα ἕλκονται καὶ προσκολλῶνται ὑπὸ μορφὴν θυσάνων, ἡ δὲ ἕλξις ἐκδηλοῦται μὲ τὴν μεγίστην ἔντασιν εἰς ὡρισμένα μέρη τοῦ μαγνήτου, *τοὐλάχιστον δύο*, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν *πόλους* (σχ. 577).



Σχ. 577.

Εἰς τοὺς ραβδομόρφους μαγνήτας οἱ πόλοι εἶναι ὡς ἐπὶ τὸ πλεῖστον τὰ δύο ἄκρα τῆς ράβδου (σχ. 578).

Μεταξὺ τῶν πόλων ὑπάρχουν μέρη τῆς ἐπιφανείας τοῦ μαγνήτου, ἐπὶ τῶν ὁποίων δὲν προσκολλῶνται τὰ ρινήματα. Τὰ μέρη ταῦτα ἀποτελοῦν τὴν καλουμένην *οὐδετέραν ζώνην* τοῦ μαγνήτου (*).

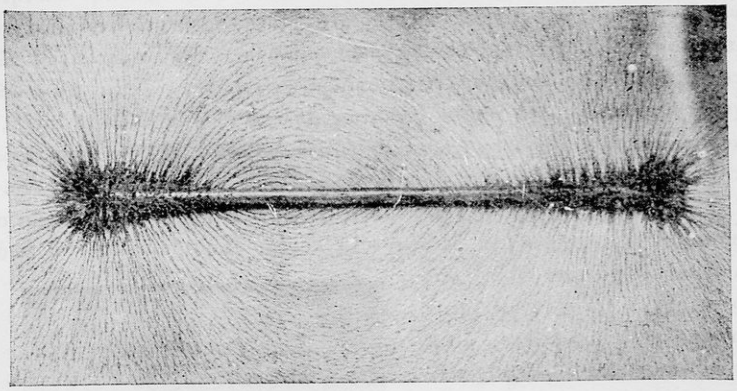
Τὰς ἰδιότητας τῶν μαγνητῶν θὰ σπουδάσωμεν ἐπὶ χαλυβδίνων τεχνητῶν μαγνητῶν εἰς σχῆμα ράβδων.

§ 850. ***Διαφορὰ τῶν μαγνητικῶν πόλων. Μαγνητικαὶ ἕλξεις καὶ ἀπώσεις.*** Ἂν ἐξαρτήσωμεν διὰ νήματος ραβδομόρφους μαγνή-

(*) Ἂν οἱ πόλοι εἶναι περισσότεροι τῶν δύο, ὑπάρχουν περισσότεραι τῆς μιᾶς οὐδέτεραι ζῶναι.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τας *μακρὰν ἀλλήλων*, οὕτως ὥστε νὰ εἶναι περίπου ὁριζόντιοι, παρατηροῦμεν ὅτι προσανατολίζονται ὅλοι περίπου κατὰ τὴν διεύθυνσιν *ἀπὸ βορρᾶ πρὸς νότον*. Σημειώνομεν τὰ πρὸς βορρᾶν ἐστραμμένα ἄκρα, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν *βόρεια ἄκρα* ἢ *βορείους πόλους*, διὰ τοῦ γράμματος N (Nord) τὰ δὲ πρὸς νότον ἐστραμμένα, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν *νότια ἄκρα* ἢ *νοτίους πόλους* διὰ τοῦ γράμματος S (Sud).



Σχ. 578.

Ἂν τώρα πλησιάσωμεν εἰς τὸ βόρειον ἄκρον ἐξηρτημένου μαγνήτου τὸ βόρειον ἄκρον ἄλλου μαγνήτου, παρατηροῦμεν *ἄπωσιν*, ἂν δὲ πλησιάσωμεν τὸ νότιον ἄκρον παρατηροῦμεν *ἕλξιν*. Ἐπαναλαμβάνοντες διὰ διαφόρων μαγνητῶν τὰ πειράματα ταῦτα ἀνευρίσκομεν τὸν ἑξῆς γενικὸν νόμον. *Οἱ ὁμώνυμοι μαγνητικοὶ πόλοι ἀπωθοῦνται οἱ δὲ ἑτερώνυμοι ἕλκονται.*

§ 851. ***Μαγνητικὰ ρευστά***. Διὰ νὰ δώσωμεν μίαν πρώτην ἐξήγησιν τῶν μαγνητικῶν φαινομένων προστρέχομεν, ὅπως καὶ προκειμένου περὶ τῆς θερμότητος (Τ. Α΄ § 371) εἰς τὰ ἀβαρῆ ρευστά, δεχόμεθα δηλ. τὴν ὕπαρξιν δύο ἀβαρῶν ρευστῶν, τοῦ *βορείου καὶ τοῦ νοτίου μαγνητικοῦ ρευστοῦ*, τῶν ὁποίων ἡ παρουσία προκαλεῖ τὰς μαγνητικὰς ἕλξεις καὶ ἀπώσεις. Ἡ ἔντασις τῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων εἶναι τὸ μέτρον τῆς ποσότητος τοῦ μαγνητικοῦ ρευστοῦ· ὁρίζομεν δηλ. τὸν λόγον τῶν ποσοτήτων τῶν μαγνητικῶν ρευστῶν, τὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὁποῖα ὑπάρχουν εἰς δύο μαγνητικοὺς πόλους, διὰ τοῦ λόγου τῶν ἐντάσεων τῶν ἕλξεων ἢ ἀπώσεων, τὰς ὁποίας οἱ πόλοι οὗτοι ἐξασκοῦν ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ πόλου ἐνεργοῦντες ἀπὸ τῆς αὐτῆς ἀποστάσεως. Δύο πόλοι θὰ θεωρηθοῦν ἴσοι, ὅταν ἡ ἐπίδρασίς των ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ πόλου εἶναι ἡ αὐτή. Ἐκ τούτου ἔπεται ὅτι αἱ ὑπὸ δύο πόλων, ἴσων καὶ ἑτερωνύμων, ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ πόλου καὶ ἀπὸ τῆς αὐτῆς ἀποστάσεως ἐξασκούμεναι δυνάμεις εἶναι ἴσαι καὶ ἀντίθετοι. Αἱ ἐπιδράσεις λοιπὸν δύο ἴσων καὶ ἑτερωνύμων ποσοτήτων μαγνητικοῦ ρευστοῦ εὑρισκομένων *εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον* ἀναιροῦνται ἀμοιβαίως. Τοῦτο ἐκφράζομεν λέγοντες ὅτι ἴσαι ποσότητες ἑτερωνύμων μαγνητικῶν ρευστῶν συντίθενται εἰς *οὐδέτερον ρευστόν*, τοῦ ὁποίου ἡ ὕπαρξις δὲν δεικνύεται δι' οἱασδήποτε μαγνητικῆς ἐκδηλώσεως.

§ 852. ***Νόμος τοῦ Coulomb.*** Ὁ Coulomb ἐξήτασε συστηματικῶς τὰς μαγνητικὰς ἕλξεις καὶ ἀπώσεις μεταχειρισθεὶς μαγνήτας ἔχοντας σχῆμα βελόνης. Εἰς τοὺς μαγνήτας τούτους ἡ ἀπόστασις τῶν δύο πόλων εἶναι μεγάλη ἐν σχέσει πρὸς τὴν ἀπόστασιν, εἰς τὴν ὁποίαν ἠμποροῦμεν νὰ φέρωμεν τοὺς ὁμωνύμους ἢ ἑτερωνύμους πόλους δύο διαφόρων μαγνητῶν, καὶ οὕτω εἶναι δυνατὸν νὰ μετρηθοῦν αἱ μεταξὺ δύο πόλων ἐνεργοῦσαι δυνάμεις χωρὶς νὰ περιπλέκεται πολὺ ἡ μέτρησις ἐκ τῆς παρουσίας τῶν ἄλλων πόλων.

Τὰς μετρήσεις ἐξετέλεσεν ὁ Coulomb διὰ τοῦ *ζυγοῦ στρέψεως*. Ἐξήρτα δηλ. τὸν ἕνα μαγνήτην ἐκ τοῦ μέσου δι' ἐλαστικοῦ σύρματος καὶ πλησιάζων εἰς τὸν ἕνα πόλον τὸν πόλον ἄλλου μαγνήτου, τὸν ὁποῖον καταλλήλως ἐστερέωνεν, ἔφερε τοὺς δύο πόλους εἰς ἰσορροπίαν εἰς ὡρισμένην ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασιν στρέφων τὸ ἄνω ἄκρον τοῦ σύρματος. Ἐκ τῆς μετρουμένης γωνίας στροφῆς εὑρίσκεται ἡ δύναμις. Ἂν δηλ. εἶναι Δ τὸ κατευθῦνον ζεῦγος τοῦ σύρματος ἐξαρτήσεως καὶ φ ἡ γωνία στροφῆς, τὸ ἐλαστικὸν ζεῦγος εἶναι

$$P = \Delta . \varphi$$

Τὸ ζεῦγος τοῦτο ἰσορροπεῖται ὑπὸ τῆς σιατικῆς ροπῆς τῆς δυνάμεως f ἐνεργούσης ἐπὶ μοχλοβραχίονος ἴσου πρὸς τὸ ἥμισυ τοῦ μήκους λ τοῦ μαγνήτου (*), ἑπομένως εἶναι

(*) Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο πόλων τοῦ μαγνήτου εἶναι πράγματι μικροτέρα τοῦ μήκους αὐτοῦ, ἀλλὰ δὲν θὰ εἰσέλθωμεν εἰς τὰς λεπτομερείας ταύτας.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2}\lambda . f \qquad f = \frac{2\Delta\varphi}{\lambda}$$

(πρβλ. τὰς §§, 152, 155, 156, 176 τοῦ Α΄ Τόμου).

Ὁ Coulomb ἐκ τῆς μετρήσεως τῶν μαγνητικῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων συνήγαγε τὸν ἑξῆς νόμον.

Αἱ μεταξὺ δύο μαγνητικῶν πόλων, θεωρουμένων ὡς σημείων, ἕλξεις ἢ ἀπώσεις εἶναι ἀνάλογοι μὲν πρὸς τὸ γινόμενον τῶν μαγνητικῶν ποσῶν ἀντιστρόφως δὲ ἀνάλογοι πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἀποστάσεως αὐτῶν. Ἂν λοιπὸν ὀνομάσωμεν m καὶ m΄ τὰς ποσότητας τῶν μαγνητικῶν ρευστῶν ἢ, κατ' ἔκφρασιν ἁπλουστέραν, τὰς ποσότητας τοῦ μαγνητισμοῦ, καὶ r τὴν ἀπόστασιν τῶν πόλων, ἡ μαγνητικὴ δύναμις f εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν

$$(1) \qquad f = \alpha \frac{m\,m'}{r^2}$$

ὅπου α εἶναι σταθερὸς συντελεστής.

Ἡ ἐξίσωσις αὕτη περιέχει καὶ τὸν νόμον τῆς φορᾶς τῶν δυνάμεων, ἂν συμφωνήσωμεν νὰ ὀνομάζωμεν θετικὸν μὲν (+) τὸ βόρειον ρευστόν, ἀρνητικὸν δὲ (—) τὸ νότιον, θετικὴν δύναμιν τὴν ἄπωσιν ἀρνητικὴν δὲ τὴν ἕλξιν.

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (1) ἡ τιμὴ τοῦ συντελεστοῦ α ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὰς μονάδας. Ἂν θέσωμεν $\alpha = 1$ καὶ διατηρήσωμεν τὰς μονάδας CGS διὰ τὴν δύναμιν καὶ τὸ μῆκος, ὁρίζεται ἡ μονὰς τοῦ μαγνητισμοῦ. Διότι, ἂν εἰς τὴν νέαν ἐξίσωσιν

$$(2) \qquad f = \frac{m\,m'}{r^2}$$

θέσωμεν $m = \pm 1$, $m' = \pm 1$, $r = 1$, εὑρίσκομεν $f = \pm 1$ ἤτοι: Μονὰς μαγνητισμοῦ εἶναι ἡ ποσότης τοῦ μαγνητισμοῦ, ἡ ὁποία ἐπιδρῶσα ἐπὶ ἴσης ποσότητος, ὁμωνύμου ἢ ἑτερωνύμου, εὑρισκομένης εἰς τὴν μονάδα τῆς ἀποστάσεως (1 cm) ἐξασκεῖ ἐπ' αὐτῆς ἕλξιν ἢ ἄπωσιν ἴσην πρὸς τὴν μονάδα τῆς δυνάμεως (1 dyne) (*).

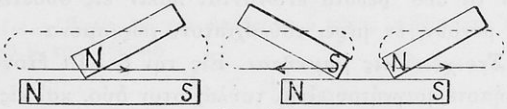
§ 853. ***Μαγνήτισις ἐξ ἐπιδράσεως.*** Ἂν μαγνητικὸς πόλος πλησιάσῃ πρὸς τεμάχιον μαλακοῦ σιδήρου, ἔστω καὶ χωρὶς νὰ ἔλθῃ εἰς

(*) Αἱ ποσότητες τῶν μαγνητικῶν ρευστῶν θεωροῦνται συγκεντρωμέναι ἑκατέρα εἰς ἓν σημεῖον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

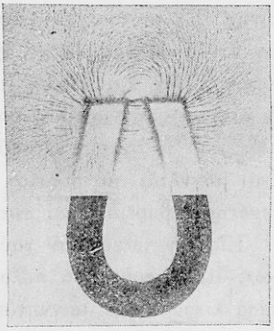
ἐπαφὴν πρὸς αὐτό, ὁ μαλακὸς σίδηρος ἀποκτᾷ τὰς ἰδιότητας μαγνήτου, ἀναφαίνονται δηλ. δύο πόλοι, ὁ μὲν εἷς ἐστραμμένος πρὸς τὸν ἐπιδρῶντα καὶ ἑτερώνυμος πρὸς αὐτόν, ὁ δὲ ἄλλος ὁμώνυμος ἐστραμμένος πρὸς τὸ ἀντίθετον μέρος. Τὸ οὕτω ἐξ ἐπιδράσεως μαγνητισθὲν τεμάχιον τοῦ μαλακοῦ σιδήρου ἠμπορεῖ νὰ ἐπιδράσῃ ἐπὶ δευτέρου τεμαχίου καὶ οὕτω καθεξῆς, ἀλλ᾽ ἡ ἐπίδρασις παύει ὅταν ἀπομακρυνθῇ ὁ ἀρχικῶς ἐπιδρῶν μαγνητικὸς πόλος. Οὕτω π. χ. ἂν ἰσχυρὸς μαγνήτης συγκρατῇ μικρὰν ράβδον ἐκ μαλακοῦ σιδήρου, αὕτη δύναται νὰ συγκρατήσῃ δευτέραν ράβδον, ἡ δευτέρα τρίτην καὶ οὕτω καθεξῆς. Ἂν ὅμως ἀποσπάσωμεν ἀπὸ τὸν μαγνήτην τὴν πρώτην ράβδον, ὅλη ἡ ἄλυσις ἀποσυντίθεται.

Ἀνάλογα φαινόμενα παρατηροῦνται ὅταν μαγνήτης ἐπιδράσῃ ἐπὶ χάλυβος, μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι ἡ μαγνήτισις δὲν εἶναι παροδική,



Σχ. 579.

ἀλλὰ διατηρεῖται, ἐν μέρει τοὐλάχιστον, καὶ ὅταν ἀπομακρυνθῇ ὁ ἐπιδράσας μαγνήτης. Ἐπὶ τῆς ἰδιότητος ταύτης τοῦ χάλυβος στηρίζεται ἡ κατασκευὴ τῶν τεχνητῶν μαγνητῶν.



Σχ. 580.

Μαγνητίζομεν μονίμως χαλυβδίνην ράβδον εἴτε ἐκθέτοντες αὐτὴν ἁπλῶς εἰς τὴν ἐπίδρασιν ἰσχυροῦ μαγνήτου εἴτε σύροντες ἐπ᾽ αὐτῆς ἐπανειλημμένως, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ διάγραμμα 579, τὸν πόλον φυσικοῦ ἢ τεχνητοῦ μαγνήτου. Οὕτω π. χ. ἂν σύρωμεν τὸν πόλον N ἐπανειλημμένως ἀπὸ τοῦ N πρὸς τὸ S θὰ ἔχωμεν εἰς μὲν τὸ N βόρειον πόλον, εἰς δὲ τὸ S νότιον. Ἠμποροῦμεν ἐπίσης νὰ μεταχειρισθῶμεν δύο μαγνήτας σύροντες ἀπὸ τοῦ μέσου τῆς ράβδου πρὸς τὰ ἄκρα τοὺς ἑτερωνύμους αὐτῶν πόλους.

Εἰς τοὺς τεχνητοὺς μαγνήτας δίδεται συνήθως σχῆμα εἴτε ράβδου πρισματικῆς ἢ κυλινδρικῆς (σχ. 578), εἴτε ἱππείου πετάλου (σχ. 580).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οἱ ραβδόμορφοι μαγνῆται φυλάσσονται ἀνὰ δύο μὲ τοὺς ἑτερωνύμους πόλους ἐστραμμένους πρὸς ἀλλήλους καὶ συνδεομένους διὰ δύο τεμαχίων μαλακοῦ σιδήρου, τῶν *ὁπλισμῶν*, τὰ ὁποῖα συγκρατοῦνται ὑπὸ τῆς μαγνητικῆς ἕλξεως. Εἰς τοὺς πεταλοειδεῖς μαγνήτας εἷς ὁπλισμὸς ἕλκεται ὑπὸ τῶν δύο πόλων.

Ἡ ἐξ ἐπιδράσεως μαγνήτισις ἠμπορεῖ νὰ ἐξηγηθῇ ἂν δεχθῶμεν ὅτι εἰς τὸν μαλακὸν σίδηρον καὶ τὸν χάλυβα ὑπάρχουν ἴσαι ποσότητες βορείου καὶ νοτίου ρευστοῦ, οὐδέτερον δηλ. μαγνητικὸν ρευστόν, τὸ ὁποῖον ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πόλου ἀναλύεται καὶ ἕλκεται μὲν τὸ ἑτερώνυμον πρὸς τὸν πόλον ρευστὸν ἀπωθεῖται δὲ τὸ ὁμώνυμον. Ὅταν παύσῃ ἡ ἐξωτερικὴ ἐπίδρασις, εἰς μὲν τὸν μαλακὸν σίδηρον τὰ δύο ρευστὰ ἑνώνονται πάλιν εἰς οὐδέτερον, εἰς δὲ τὸν χάλυβα μένουν, ἐν μέρει τοὐλάχιστον, χωρισμένα.

§ 854. ***Στοιχειώδεις μαγνῆται.*** Εἰς τὴν § 849 ἐτονίσθη ὅτι οἱ πόλοι οἱουδήποτε μαγνήτου εἶναι τοὐλάχιστον δύο, καὶ εἰς τὴν § 850 εἴδομεν ὅτι οἱ δύο πόλοι μαγνητικῆς ράβδου εἶναι πάντοτε ἑτερώνυμοι, N καὶ S. Ἡ ὑπόθεσις τῶν μαγνητικῶν ρευστῶν μᾶς ὑποβάλλει ἀμέσως τὴν σκέψιν νὰ δοκιμάσωμεν τὸν χωρισμὸν τῶν δύο ρευστῶν κόπτοντες π χ. ράβδον μαγνητικὴν εἰς τὸ μέρος τῆς οὐδετέρας ζώνης. Ἐν τούτοις, ἂν κόψωμεν εἰς δύο τὸν μαγνήτην, παρατηροῦμεν ὅτι ἀμφότερα τὰ τεμάχια εἶναι τέλειοι μαγνῆται μὲ βόρειον καὶ νότιον πόλον καὶ ἐπειδὴ τοῦτο συμβαίνει εἰς ὁσαδήποτε τεμάχια καὶ ἂν κόψωμεν τὴν ἀρχικὴν ράβδον, συμπεραίνομεν ὅτι τὰ ἔσχατα στοιχεῖα, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἡ ράβδος σύγκειται, αὐτὰ τὰ μόρια ἢ ἄτομα, εἶναι μαγνῆται μὲ βόρειον καὶ νότιον πόλον καὶ μάλιστα μὲ ἴσας ποσότητας βορείου καὶ νοτίου μαγνητισμοῦ.

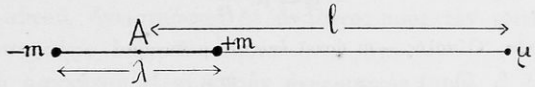
Εἰς τὴν τελευταίαν ταύτην ἐκδοχὴν ἀγόμεθα ἐκ τῆς παρατηρήσεως ὅτι εἰς τοὺς δύο πόλους οἱουδήποτε μαγνήτου περιέχονται *ἴσα* ποσὰ ἑτερωνύμων μαγνητισμῶν.

§ 855. ***Ἐπίδρασις μαγνήτου ἐπὶ πόλου.*** Θεωροῦμεν ραβδόμορφον μαγνήτην, εἰς τὸν ὁποῖον ὁ βόρειος μαγνητισμὸς $+m$ καὶ ὁ νότιος $-m$ εἶναι συγκεντρωμένοι εἰς δύο *σημεῖα*, τοὺς πόλους, τῶν ὁποίων ἡ ἀπόστασις εἶναι λ, καὶ ζητοῦμεν τὴν ἐπίδρασιν αὐτοῦ ἐπὶ τοῦ πόλου μ, εὑρισκομένου εἰς ἀπόστασιν l ἀπὸ τοῦ μέσου του. Ἡ ἀπόστασις l εἶναι *μεγάλη* ἐν σχέσει πρὸς τὴν λ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Πρώτη κυρία θέσις. Τὰ σημεῖα $+\,m, -m$, μ κεῖνται ἐπ' εὐθείας (σχ. 581).

Ὁ μαγνήτης ἀσκεῖ ἐπὶ τοῦ πόλου δύναμιν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς εὐθείας μA, ἑλκτικὴν μὲν ἂν ὁ πρὸς τὸν πόλον μ ἐστραμμένος



Σχ. 581.

πόλος του εἶναι ἑτερώνυμος ἀπωστικὴν δὲ ἂν εἶναι ὁμώνυμος, τῆς ὁποίας ἡ ἔντασις εἶναι

$$f_1 = 2\,\mu\,\frac{\lambda\, m}{l^3}$$

Ἀπόδειξις.—Ἔστω διὰ τὴν ἁπλότητα ὁ πόλος μ βόρειος. Ὁ πόλος $-m$ ἀσκεῖ ἐπὶ τοῦ μ τὴν δύναμιν

$$f_- = \frac{-m\mu}{\left(l+\frac{\lambda}{2}\right)^2}$$

ὁ δὲ $+m$ τὴν δύναμιν

$$f_+ = \frac{+m\mu}{\left(l-\frac{\lambda}{2}\right)^2}$$

καὶ ἑπομένως ἡ ὁλικὴ δύναμις εἶναι

$$f_1 = f_+ + f_- = m\mu\left\{\frac{1}{\left(l-\frac{\lambda}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(l+\frac{\lambda}{2}\right)^2}\right\}$$

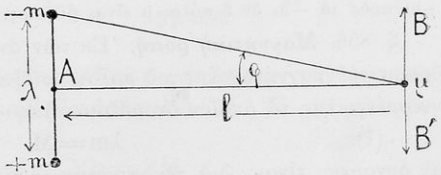
$$= m\,\mu\,\frac{\left(l+\frac{\lambda}{2}\right)^2 - \left(l-\frac{\lambda}{2}\right)^2}{\left(l^2-\frac{\lambda^2}{4}\right)^2} = m\,\mu\,\frac{2l\lambda}{\left(l^2-\frac{\lambda^2}{4}\right)^2}$$

καὶ ἂν εἰς τὸν παρονομαστὴν παραλείψωμεν τὸ $\lambda^2/4$ ἀπέναντι τοῦ l^2,

$$f_1 = 2\,\mu\,\frac{\lambda\, m}{l^3}$$

Ἡ δύναμις f_1 εἶναι θετική, δηλ. ἄπωσις, ἂν τὸ μ εἶναι θετικόν. Ἂν τὸ μ εἶναι ἀρνητικόν, ἔχομεν ἕλξιν.

Δευτέρα κυρία θέσις. Ὁ μαγνήτης εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν εὐθεῖαν, ἡ ὁποία ἑνώνει τὸ μέσον του μὲ τὸν πόλον μ (σχ. 582). Ἡ ἐπὶ τοῦ πόλου μ ἀσκουμένη



Σχ. 582.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δύναμις εἶναι εἰς τὴν θέσιν ταύτην παράλληλος πρὸς τὸν μαγνήτην καὶ ἔχει τὴν φορὰν ἐκ τοῦ ὁμωνύμου πόλου πρὸς τὸν ἑτερώνυμον. Ἡ ἔντασις αὐτῆς εἶναι

$$f_2 = \mu \frac{\lambda m}{l^3}$$

Ἀπόδειξις. Ὁ πόλος $-m$ ἀσκεῖ ἐπὶ τοῦ μ δύναμιν

$$f_- = - \frac{m\mu}{l^2 + \frac{\lambda^2}{4}}$$

ἤ, ἂν παραλείψωμεν εἰς τὸν παρονομαστὴν τὸ $\lambda^2/4$,

$$f_- = - \frac{m\mu}{l^2}$$

Τῆς δυνάμεως ταύτης ἡ συνιστῶσα κατὰ τὴν διεύθυνσιν Αμ εἶναι

$$f'_- = \frac{m\mu}{l^2} \text{συν}\varphi$$

ἔχουσα φορὰν ἐκ τοῦ μ πρὸς τὸ Α, ἡ δὲ κατὰ τὴν διεύθυνσιν μΒ εἶναι κατ᾽ ἀπόλυτον τιμὴν

$$f''_- = \frac{m\mu}{l^2} \eta\mu\varphi = \frac{m\mu}{l^2} \cdot \frac{\lambda}{2l}$$

ἔχουσα φορὰν ἐκ τοῦ μ πρὸς τὸ Β. Ὁμοίως εὑρίσκομεν τὰς συνιστώσας τῆς δυνάμεως ἡ ὁποία ἀσκεῖται ὑπὸ τοῦ πόλου $+m$. Κατὰ τὴν διεύθυνσιν μΑ εἶναι

$$f'_+ = \frac{m\mu}{l^2} \text{συν}\varphi$$

μὲ φορὰν ἐκ τοῦ Α πρὸς τὸ μ, κατὰ δὲ τὴν μΒ′ ἡ συνιστῶσα εἶναι κατ᾽ ἀπόλυτον τιμὴν

$$f''_+ = \frac{m\mu}{l^2} \cdot \frac{\lambda}{2l}$$

μὲ φορὰν ἐκ τοῦ μ πρὸς τὸ Β. Ἡ ὁλικὴ δύναμις εἶναι κατὰ μὲν τὴν διεύθυνσιν μΑ ἴση πρὸς μηδέν, κατὰ δὲ τὴν μΒ

$$f_2 = \mu \frac{\lambda m}{l^3}$$

Ἡ δύναμις f_2, παράλληλος πρὸς τὴν εὐθεῖαν $+m$, $-m$, ἔχει φορὰν ἐκ τοῦ $+m$ πρὸς τὸ $-m$ ἂν ὁ πόλος μ εἶναι βόρειος, ἀντίθετον δὲ ἂν εἶναι νότιος.

§ 856. ***Μαγνητικὴ ροπή.*** Ἐκ τῶν ἀνωτέρω βλέπομεν ὅτι ἡ ἐπίδρασις τοῦ μαγνήτου ἐπὶ τοῦ πόλου μ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν τιμὴν τοῦ γινομένου λm, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν *μαγνητικὴν ροπήν*. Ἂν θέσωμεν

$$\lambda m = M \tag{1}$$

αἱ δυνάμεις εἶναι: διὰ τὴν πρώτην κυρίαν θέσιν

$$f_1 = \frac{2\mu M}{l^3} \tag{2}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διὰ τὴν δευτέραν κυρίαν θέσιν

$$f_2 = \frac{\mu M}{l^3} \quad (3)$$

Ἡ ὁλικὴ ἐπίδρασις τοῦ μαγνήτου ἐπὶ πόλου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ροπὴν αὐτοῦ, ἀντιστρόφως δὲ ἀνάλογος πρὸς τὴν τρίτην δύναμιν τῆς ἀποστάσεως ἀπὸ τοῦ πόλου.

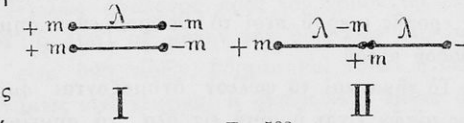
Ἡ ροπὴ μαγνήτου εἶναι ποσὸν *ἀνυσματικὸν* (πρβλ. § 776), ποσὸν δηλ. ἔχον μέγεθος καὶ διεύθυνσιν. Ἡ διεύθυνσις τῆς ροπῆς εἶναι ἡ εὐθεῖα ἡ ἐνώνουσα τοὺς δύο πόλους μὲ φορὰν ἐκ τοῦ νοτίου πρὸς τὸ βόρειον. Αἱ δυνάμεις f_1, f_2 εἶναι ἀντίρροποι μὲν πρὸς τὴν ροπὴν τοῦ ἐπιδρῶντος μαγνήτου ὅταν ὁ πόλος μ εἶναι θετικὸς (βόρειος) ὁμόρροποι δὲ ὅταν ὁ πόλος μ εἶναι ἀρνητικὸς (νότιος).

Αἱ μαγνητικαὶ ροπαὶ συντίθενται ὅπως αἱ στατικαὶ ροπαὶ (Τ. Α΄. § 85) ἡ ροπὴ δηλ. τοῦ ἐκ πολλῶν μαγνητῶν ἀποτελουμένου συνθέτου μαγνήτου ἰσοῦται πρὸς τὸ γεωμετρικὸν ἄθροισμα (Τ. Α΄. § 30) τῶν ροπῶν τῶν συνιστώντων μαγνητῶν, ἐφ' ὅσον ἐννοεῖται θεωροῦμεν τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ συγκροτήματος ἐπὶ πόλων κειμένων εἰς ἀποστάσεις μεγάλας ὡς πρὸς τὰς διαστάσεις αὐτοῦ.

Ἐνδιαφέρουσα εἶναι ἡ περίπτωσις τῆς συνθέσεως παραλλήλων ροπῶν τῆς αὐτῆς φορᾶς. Θεωροῦμεν π.χ. δύο ὁμοίους μαγνήτας μὲ πόλους $\pm m$ εἰς ἀπόστασιν λ, τῶν ὁποίων ἡ ροπὴ εἶναι $M = m\lambda$.

Ἂν τοὺς μαγνήτας τούτους θέσωμεν πλησίον ἀλλήλων, ὅπως ὑποδεικνύεται εἰς τὸ σχ. 583, I, λαμβάνομεν μαγνήτην μὲ πόλους $\pm 2m$ εἰς ἀπόστασιν λ, ἡ ροπὴ λοιπὸν θὰ εἶναι

$$M' = 2m \cdot \lambda = 2M$$



Σχ. 583.

Ἂν τοὺς θέσωμεν ὅπως ὑποδεικνύεται εἰς τὸ σχ. 583, II, οἱ πρὸς ἀλλήλους ἐστραμμένοι πόλοι ἐξουδετεροῦνται καὶ ἔχομεν μαγνήτην μὲ τοὺς δύο ἄκρους πόλους $\pm m$ εἰς ἀπόστασιν 2λ. Ἡ ροπὴ λοιπὸν εἶναι πάλιν

$$M' = m \cdot 2\lambda = 2M$$

§ 857. ***Ἀκριβέστερος ὁρισμὸς τῆς μαγνητίσεως.*** Ἡ μαγνητικὴ κατάστασις σώματός τινος εἰς ἕκαστον σημεῖον ἠμπορεῖ νὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

παρασταθῇ κατὰ διεύθυνσιν καὶ μέγεθος διὰ τοῦ πηλίκου τῆς μαγνητικῆς ροπῆς στοιχειώδους τινὸς μέρους περὶ τὸ θεωρούμενον σημεῖον διὰ τοῦ ὄγκου αὐτοῦ. Τὸ πηλίκον τοῦτο ὀνομάζεται *μαγνήτισις* καὶ ἰσοῦται πρὸς τὴν μαγνητικὴν ροπὴν τὴν ὁποίαν θὰ εἶχεν ἡ μονὰς τοῦ ὄγκου, ἂν ἡ μαγνητικὴ αὐτῆς κατάστασις ἦτο ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τοῦ θεωρουμένου σημείου. Ἂν λοιπὸν εἶναι M ἡ μαγνητικὴ ροπὴ μέρους τινὸς τοῦ σώματος, τοῦ ὁποίου ὁ ὄγκος εἶναι Ω, ἡ μαγνήτισις, ἡ ὁποία συνήθως παρίσταται διὰ τοῦ συμβόλου J, ὁρίζεται ἐκ τῆς σχέσεως

$$J = \frac{M}{\Omega}$$

§ 858. ***Μαγνητικὸν νῆμα—Μαγνητικὸν φύλλον***. Διατάσσοντες στοιχειώδεις μαγνήτας ἠμποροῦμεν νὰ ἔχωμεν δύο ἄκρας περιπτώσεις. Εἴτε δηλ. διατάσσομεν τοὺς στοιχειώδεις μαγνήτας μὲ τοὺς ἑτερωνύμους πόλους ἐστραμμένους πρὸς ἀλλήλους ἐπὶ γραμμῆς εὐθείας ἢ καμπύλης, εἴτε διατάσσομεν αὐτοὺς μὲ τοὺς ὁμωνύμους πόλους ἐστραμμένους πρὸς ἀλλήλους, οὕτως ὥστε νὰ σχηματισθῇ λεπτὸν ἔλασμα φέρον ἐπὶ τῶν δύο ἐπιφανειῶν αὐτοῦ ἀντιθέτους μαγνητισμούς. Εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν ἔχομεν *μαγνητικὸν νῆμα* εἰς δὲ τὴν δευτέραν *μαγνητικὸν φύλλον*. *Γραμμικὴν μαγνήτισιν* μαγνητικοῦ νήματος εἴς τι σημεῖον ὀνομάζομεν τὸ πηλίκον τῆς μαγνητικῆς ροπῆς μικροῦ περὶ τὸ θεωρούμενον σημεῖον μέρους διὰ τοῦ μήκους αὐτοῦ. Ὁμοίως ὀνομάζομεν *ἐπιφανειακὴν μαγνήτισιν* μαγνητικοῦ φύλλου εἴς τι σημεῖον τὸ πηλίκον τῆς συνισταμένης μαγνητικῆς ροπῆς μικροῦ περὶ τὸ θεωρούμενον σημεῖον μέρους διὰ τοῦ ἐμβαδοῦ αὐτοῦ.

Τὸ νῆμα καὶ τὸ φύλλον ὀνομάζονται *ὁμογενῆ*, ὅταν ἡ μαγνήτισις αὐτῶν εἶναι ἡ αὐτὴ εἰς ὅλα τὰ σημεῖα. Διὰ τῆς συνενώσεως πολλῶν ὁμογενῶν μαγνητικῶν νημάτων ἢ φύλλων ἀποτελοῦνται ἀνομογενῆ νήματα ἢ φύλλα, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ μαγνήτισις ἔχει ποικίλην διάταξιν. Διὰ τῆς συνενώσεως δὲ τοιούτων ἀνομογενῶν νημάτων ἢ φύλλων ἠμποροῦν νὰ παραχθοῦν μαγνῆται παρουσιάζοντες οἱανδήποτε δοθεῖσαν ἐν τῷ χώρῳ διάταξιν τῆς μαγνητίσεως

§ 859. ***Ἐξήγησις τῆς μαγνητίσεως***. Εἰς τὴν § 854 ἐξετέθη ὅτι τοὺς μαγνήτας θεωροῦμεν ἀποτελουμένους ἀπὸ πλῆθος στοι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

χειωδῶν μαγνητῶν. Ὅταν ὁ σίδηρος ἢ ὁ χάλυψ δὲν εἶναι μαγνητισμένος, οἱ στοιχειώδεις μαγνῆται εἶναι ἀτάκτως προσανατολισμένοι, οὕτως ὥστε ἡ συνισταμένη ροπὴ εἶναι μηδέν. Διὰ τῆς ἐπιδράσεως μαγνήτου προσανατολίζονται οἱ στοιχειώδεις μαγνῆται πρὸς ὡρισμένην κατὰ προτίμησιν κατεύθυνσιν. Οὕτω ἡ συνισταμένη ροπὴ ἔχει τιμὴν διάφορον τοῦ μηδενός, ἡ ὁποία γίνεται μεγίστη ὅταν *ὅλοι* οἱ στοιχειώδεις μαγνῆται προσανατολισθοῦν οὕτως ὥστε αἱ ροπαί των νὰ εἶναι παράλληλοι καὶ τῆς αὐτῆς φορᾶς.

Εἰς τὸν μαλακὸν σίδηρον, ὅταν παύσῃ ἐπιδρῶν ὁ μαγνήτης, οἱ στοιχειώδεις μαγνῆται ἀναλαμβάνουν τὸν ἄτακτον προσανατολισμὸν καὶ ἡ μαγνητικὴ ροπὴ ἐξαφανίζεται· εἰς τὸν χάλυβα ἰδιάζουσαι δυνάμεις, αἱ καλούμεναι *συνεκτικαὶ δυνάμεις*, συγκρατοῦν ἐν ὅλῳ ἢ ἐν μέρει τοὺς στοιχειώδεις μαγνήτας εἰς τὸν διατεταγμένον προσανατολισμὸν καὶ οὕτω ὁ χάλυψ διατηρεῖ τὴν μαγνητικὴν ροπὴν καὶ ὅταν παύσῃ ἐπιδρῶν ὁ προκαλέσας αὐτὴν μαγνήτης. Πρὸς τὴν ἐκδοχὴν ταύτην συμφωνεῖ ἡ παρατήρησις ὅτι ἡ κροῦσις τοῦ χάλυβος ὑποβοηθεῖ τὴν μαγνήτισιν αὐτοῦ ἀλλὰ κυρίως ἐνισχύουν τὴν ὑπόθεσιν τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν τὰ φαινόμενα τοῦ *κορεσμοῦ*. Ὁ σίδηρος δηλ. ἢ ὁ χάλυψ δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ἀποκτήσουν ροπὴν ἀπεριορίστου ἐντάσεως, ἀλλ' ἡ ροπὴ φθάνει ὁρικήν τινα τιμήν, τὴν *τιμὴν τοῦ κορεσμοῦ*, τὴν ὁποίαν δὲν ἠμπορεῖ νὰ ὑπερβῇ ὁσονδήποτε ἔντονος καὶ ἂν εἶναι ἡ ἐξωτερικὴ μαγνητικὴ ἐπίδρασις.

§ 860. ***Μαγνητικὸν πεδίον. Δυναμικαὶ γραμμαί.*** Ὁ νόμος τοῦ Coulomb εἶνε ἐντελῶς ἀνάλογος πρὸς τὸν νόμον τῆς ἕλξεως ὑλικῶν μαζῶν (Τ. Α΄ § 166) μὲ μόνην τὴν διαφορὰν ὅτι, ἐπειδὴ οἱ μαγνητικοὶ πόλοι εἶνε δύο εἰδῶν, βόρειοι καὶ νότιοι ἢ θετικοὶ καὶ ἀρνητικοί, αἱ δυνάμεις εἶνε ἑλκτικαὶ ἢ ἀπωστικαί. Ἕνεκα ἀκριβῶς τῆς ἀναλογίας ταύτης αἱ ποσότητες τοῦ μαγνητισμοῦ ὀνομάζονται καὶ *μαγνητικαὶ μᾶζαι*.

Εἰς τὸ περὶ τῆς παγκοσμίας ἕλξεως κεφάλαιον ἐξετέθησαν αἱ δύο ριζικῶς ἀντίθετοι ἐκδοχαὶ περὶ τῆς φύσεως τῶν ἑλκτικῶν δυνάμεων: Ἡ ἐκδοχὴ τῆς *μακρόθεν ἐπιδράσεως* καὶ ἡ ἐκδοχὴ τῆς μεταδόσεως τῆς ἐπιδράσεως διὰ τοῦ μεταξὺ τῶν ἑλκομένων μαζῶν μέσου ἢ ἡ ἐκδοχὴ τῶν *δυναμικῶν πεδίων*.

Αἱ αὐταὶ σκέψεις ὑποβάλλονται ἐκ τῆς ἐρεύνης τῶν μαγνητικῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἕλξεων καὶ ἀπώσεων. Ἡ δηλ. θὰ δεχθῶμεν ὅτι μαγνητικὸς πόλος ἐπιδρᾷ ἀμέσως ἐπὶ ἄλλου μακρὰν αὐτοῦ εὑρισκομένου, ἢ ὅτι ἡ παρουσία τοῦ πόλου ἐπιδρᾷ μόνον ἐπὶ τοῦ εἰς τὴν *ἄμεσον γειτονίαν* αὐτοῦ εὑρισκομένου *μέσου*, ἡ ἐπίδρασις αὕτη μεταδίδεται εἰς τὰ *ἀμέσως πάλιν γειτονικὰ* μέρη καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς μέχρι τοῦ ἑλκομένου ἢ ἀπωθουμένου πόλου.

Κατὰ τὴν πρώτην ἐκδοχὴν ἡ μετάδοσις τῆς ἐπιδράσεως πρέπει νὰ εἶνε ἀκαριαία κατὰ δὲ τὴν δευτέραν ἡ ἐπίδρασις πρέπει νὰ διαδίδεται μὲ πεπερασμένην ταχύτητα καὶ ἐπειδὴ ἡ πεπερασμένη ταχύτης τῆς διαδόσεως τῶν μαγνητικῶν ἐπιδράσεων ἐδείχθη πειραματικῶς, ἐπιβάλλεται ἡ δευτέρα ἐκδοχή, ἡ ἐκδοχὴ τοῦ δυναμικοῦ πεδίου.

Δυναμικὸν πεδίον ὀνομάζομεν ἐν γένει τὸν χῶρον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου ἐμφανίζονται δυνάμεις ὅταν ὑπάρχῃ κατάλληλον ὑπόθεμα. Οὕτω π. χ. ὁ περὶ τὰς ὑλικὰς μάζας χῶρος εἶνε δυναμικὸν πεδίον βαρύτητος διότι, ἂν ὑπάρχῃ εἰς τὸν χῶρον τοῦτον ἄλλη μᾶζα, ἐνεργοῦν ἐπ' αὐτῆς δυνάμεις, αἱ ἕλξεις κατὰ τὸν νόμον τοῦ Νεύτωνος.

Καὶ ὁ περὶ μαγνητικὸν πόλον χῶρος εἶνε δυναμικὸν πεδίον ἰδιαζούσης φύσεως, *μαγνητικὸν δυναμικὸν πεδίον*, διότι, ἂν ἐντὸς τοῦ χώρου τούτου ὑπάρχῃ ἄλλος πόλος, ἐνεργεῖ ἐπ' αὐτοῦ δύναμις κατὰ τὸν νόμον τοῦ Coulomb. Ἡ παρουσία λοιπὸν μαγνητικοῦ πόλου ἐπιφέρει ἀλλοίωσιν εἰς τὸν πέριξ χῶρον, τῆς ὁποίας τὴν ἀκριβῆ φύσιν δὲν γνωρίζομεν, καὶ τῆς ὁποίας ἀποτέλεσμα εἶνε αἱ παρατηρούμεναι δυνάμεις. Κατὰ τὴν ἐκδοχὴν ταύτην μαγνητικὸν δυναμικὸν πεδίον εἶνε ὁ ἐκ τῆς παρουσίας μαγνητικοῦ πόλου ἀλλοιωθεὶς χῶρος.

Τὸ μαγνητικὸν πεδίον ἠμπορεῖ νὰ ὁρισθῇ διὰ τῶν δυνάμεων, αἱ ὁποῖαι ἐξασκοῦνται ἐπὶ τῆς μονάδος τοῦ βορείου μαγνητισμοῦ. Ὀνομάζομεν δηλ. *ἔντασιν* Η τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς σημεῖον τι τοῦ χώρου τὸ πηλίκον τῆς δυνάμεως f, ἡ ὁποία ἀσκεῖται ἐπὶ τῆς μαγνητικῆς μάζης m, διὰ τῆς μάζης ταύτης (*), ἤτοι

$$H = \frac{f}{m}$$

Ἡ ἔντασις Η ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὴν δύναμιν τὴν ἐφαρμοζομένην ἐπὶ τῆς μονάδος τοῦ μαγνητισμοῦ.

(*) Ἡ μᾶζα m πρέπει νὰ εἶναι πολὺ μικρά, ὥστε ἡ παρουσία αὐτῆς νὰ μὴ παραμορφώνῃ αἰσθητῶς τὸ πεδίον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν ἡ ποσότης τοῦ μαγνητισμοῦ μετρῆται μὲ τὰς εἰς τὴν § 852 ὁρισθείσας μονάδας ἡ δὲ δύναμις ἐκφράζεται εἰς dyne, ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐκφράζεται εἰς μονάδας Gauss. Ἔντασις δηλ. ἑνὸς Gauss εἶναι ἡ ἔντασις μαγνητικοῦ πεδίου, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ μονὰς τοῦ μαγνητισμοῦ ὑφίσταται δύναμιν ἴσην πρὸς 1 dyne.

Ἐπειδὴ ἡ δύναμις ἔχει ὄχι μόνον ἔντασιν ἀλλὰ καὶ διεύθυνσιν, ἕπεται ὅτι καὶ ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἔχει κατεύθυνσιν, εἰς ἕκαστον σημεῖον τὴν κατεύθυνσιν τῆς ἐπὶ τοῦ βορείου μαγνητισμοῦ ἀσκουμένης δυνάμεως.

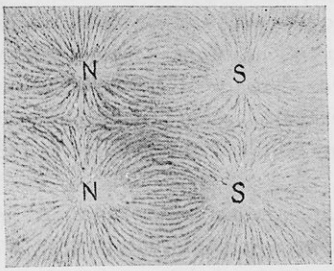
Ἡ περιγραφὴ καὶ ἡ γραφικὴ παράστασις τῶν δυναμικῶν πεδίων διευκολύνεται πολὺ διὰ τῆς εἰσαγωγῆς τῆς ἐννοίας τῆς *δυναμικῆς γραμμῆς*, τῆς γραμμῆς δηλ. τῆς ὁποίας ἡ ἐφαπτομένη εἰς πᾶν σημεῖον ἔχει τὴν διεύθυνσιν τῆς ὑπὸ τοῦ δυναμικοῦ πεδίου ἀσκουμένης δυνάμεως. Φορὰ τῆς δυναμικῆς γραμμῆς εἶναι ἡ φορὰ τῆς ἐπὶ τοῦ βορείου μαγνητισμοῦ ἀσκουμένης δυνάμεως. Ἐπειδὴ ὁ βόρειος μαγνητισμὸς ἀπωθεῖται ἀπὸ τὸν ὁμώνυμον καὶ ἕλκεται ἀπὸ τὸν νότιον, ἕπεται ὅτι εἰς τὸν βόρειον πόλον ἔχομεν ἀρχὰς δυναμικῶν γραμμῶν εἰς δὲ τὸν νότιον καταλήξεις αὐτῶν. Οὕτω, ἂν ἦτο δυνατὸν νὰ ἔχωμεν μεμονωμένον βόρειον πόλον, θὰ ἀνεχώρουν ἐξ αὐτοῦ εὐθύγραμμοι δυναμικαὶ γραμμαὶ πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις, ἂν δὲ εἴχομεν μεμονωμένον νότιον πόλον, θὰ κατέληγον εἰς αὐτὸν δυναμικαὶ γραμμαὶ εὐθύγραμμοι ἐξ ὅλων τῶν διευθύνσεων.

§ 861. ***Μαγνητικὰ φάσματα.*** Τὴν διάταξιν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἠμποροῦμεν εὐκολώτατα νὰ εὕρωμεν πειραματικῶς ἂν φέρωμεν εἰς τὸ πεδίον ὁριζόντιον φύλλον χάρτου καὶ ρίψωμεν ἐπ' αὐτοῦ ρινήματα σιδήρου. Ταῦτα μαγνητιζόμενα ἐξ ἐπιδράσεως προσανατολίζονται οὕτως, ὥστε ἡ μεγαλυτέρα αὐτῶν διάμετρος νὰ ἔχῃ περίπου τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ οὕτω διατάσσονται εἰς σχῆμα ἁλύσεων κατὰ μῆκος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἀποτελοῦντα τὰ λεγόμενα *μαγνητικὰ φάσματα*. Οὕτω εἰς τὸ σχ. 577 βλέπομεν ὅτι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ ἀναχωροῦσαι ἀπὸ τοῦ ἑνὸς πόλου τοῦ φυσικοῦ μαγνήτου καταλήγουν εἰς τὸν ἄλλον. Εἰς τὸ σχῆμα 578 ἔχομεν τὸ φάσμα ραβδομόρφου μαγνήτου εἰς δὲ τὸ σχ. 580 τὸ φάσμα πεταλοειδοῦς μαγνήτου.

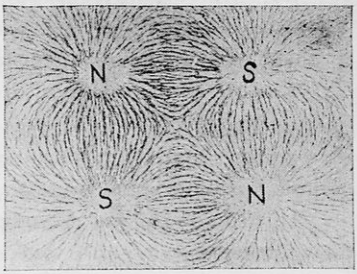
Εἰς τὰ σχ. 584, 585 ἔχομεν τὰ φάσματα δύο μαγνητικῶν ράβδων

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μὲ ἐστραμμένους πρὸς ἀλλήλους τοὺς ὁμωνύμους πόλους (σχ. 584) ἢ τοὺς ἑτερωνύμους (σχ. 585).



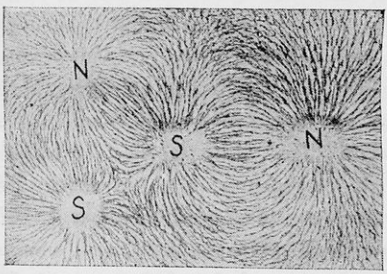
Σχ. 584.



Σχ. 585.

Εἰς τὸ σχ. 586 ἔχομεν τὸ φάσμα δύο μαγνητῶν καθέτων πρὸς ἀλλήλους.

§ 862. ***Δυναμικόν.*** Ἂν μαγνητικὴ μᾶζα m εὑρίσκεται ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις εἰς τὸ θεωρούμενον σημεῖον εἶναι H, ἐνεργεῖ ἐπ' αὐτῆς δύναμις, κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς διὰ τοῦ σημείου διερχομένης δυναμικῆς γραμμῆς, ἴση πρὸς



Σχ. 586.

$$f = m H$$

Ἡ δύναμις ἔχει τὴν φορὰν τῆς δυναμικῆς γραμμῆς, ἂν τὸ m εἶναι θετικὸν (βόρειος μαγνητισμός), ἀντίθετον δὲ ἂν τὸ m εἶναι ἀρνητικὸν (νότιος μαγνητισμός).

Ἂν ἡ μαγνητικὴ μᾶζα m κινηθῇ ἐπὶ τῆς δυναμικῆς γραμμῆς παράγεται *ἔργον* (πρβλ. Τ. Α.΄ § 69) ὑπὸ τοῦ πεδίου, θετικὸν μὲν ὅταν ἡ κίνησις γίνεται κατὰ τὴν φορὰν τῆς δυνάμεως, ἀρνητικὸν δὲ ὅταν ἡ κίνησις γίνεται κατ' ἀντίθετον φοράν. Οὕτω παράγεται *θετικὸν ἔργον, ἀπολαμβάνομεν* δηλ. ἔργον, ὅταν βόρειος μαγνητισμὸς κινῆται κατὰ τὴν φορὰν τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν ἢ νότιος ἀντιθέ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τως πρὸς αὐτήν, *ἀρνητικὸν* δὲ ἔργον παράγεται, πρέπει δηλ. νὰ *καταναλώσωμεν* ἔργον, ὅταν κινῆται βόρειος μαγνητισμὸς ἀντιθέτως πρὸς τὴν φορὰν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἢ νότιος κατὰ τὴν φορὰν αὐτῶν. Ἐν γένει, ὅταν ἡ μαγνητικὴ μᾶζα m μετακινηθῇ κατὰ τὸ μικρὸν διάστημα x ἐπὶ εὐθείας, ἡ ὁποία σχηματίζει μὲ τὴν δυναμικὴν γραμμὴν γωνίαν θ (πρέπει νὰ ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ἡ φορὰ τῆς κινήσεως καὶ τῆς δυναμικῆς γραμμῆς) τὸ *παραγόμενον* ἔργον εἶναι

$$W = m\,H\,\text{συν}\,\theta\,.$$

Ὁ τύπος οὗτος παρέχει τὸ ἔργον ὄχι μόνον κατ' ἀπόλυτον τιμὴν ἀλλὰ καὶ μὲ τὸ σημεῖον αὐτοῦ.

Ἐφ' *ὅσον τὸ μαγνητικὸν πεδίον παράγεται ἀπὸ μαγνήτας* (*) ἀποδεικνύεται ὅτι τὸ ἔργον τὸ παραγόμενον κατὰ τὴν μετακίνησιν μαγνητικῆς τινος μάζης ἀπὸ τοῦ σημείου Α εἰς τὸ σημεῖον Β εἶναι ἀνεξάρτητον τοῦ δρόμου, τὸν ὁποῖον ἡ μᾶζα θὰ ἀκολουθήσῃ (πρβλ. Τ. Α΄ § 169).

Ἂν λοιπὸν ὀνομάσωμεν W_A^B τὸ ἔργον τὸ παραγόμενον κατὰ τὴν μεταφορὰν τῆς μαγνητικῆς μάζης ἀπὸ τὸ σημεῖον Α εἰς τὸ σημεῖον Β ἡ ποσότης αὕτη εἶναι ἐντελῶς καθωρισμένη καὶ ἀνεξάρτητος τῆς μορφῆς τοῦ δρόμου ΑΒ. Σημειώνομεν ἰδιαιτέρως τὴν σχέσιν

$$W_A^B = -W_B^A$$

ἡ ὁποία σημαίνει ὅτι τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον *ἀπολαμβάνομεν* μεταφέροντες μαγνητικὴν μᾶζαν ἀπὸ τὸ Α εἰς τὸ Β, ἰσοῦται πρὸς τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον *καταναλίσκομεν* μεταφέροντες τὴν αὐτὴν μᾶζαν ἀπὸ τὸ Β εἰς τὸ Α.

Ἐκ τῆς προτάσεως ταύτης ἕπεται ἀμέσως ἡ ἑξῆς: Ἂν μετακινήσωμεν ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου *ὀφειλομένου εἰς μαγνήτας* μαγνητικὴν μᾶζαν ἐπὶ οἱασδήποτε κλειστῆς τροχιᾶς, οὕτως ὥστε νὰ ἐπαναφέρωμεν αὐτὴν εἰς τὴν ἀρχικὴν θέσιν, τὸ ὁλικὸν παραγόμενον ἔργον ἰσοῦται πρὸς μηδέν.

Ἔστω τώρα ἡ μαγνητικὴ μᾶζα 1 εἰς τὸ σημεῖον Α τοῦ πεδίου, τὴν ὁποίαν μεταφέρομεν εἰς τὸ σημεῖον Β. Ἐπειδὴ τὸ παραγόμε-

(*) Ἡ σημασία τῆς ἐπιφυλάξεως ταύτης θὰ κατανοηθῇ εἰς τὸ περὶ ἠλεκτρισμοῦ κεφάλαιον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νον ἔργον εἶναι ἀνεξάρτητον τοῦ δρόμου, ὑπολογίζομεν αὐτὸ ὡς ἑξῆς. Μεταφέρομεν πρῶτον τὴν μαγνητικὴν μᾶζαν ἀπὸ τοῦ Α εἰς ἀπόστασιν τοιαύτην, ὥστε νὰ μὴ ἔχῃ τὸ πεδίον αἰσθητὴν ἔντασιν δηλ. εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν καὶ ἔστω τὸ παραγόμενον ἔργον V_A^∞, ἔπειτα δὲ ἐκ τοῦ ἀπείρου εἰς τὸ σημεῖον Β καὶ ἔστω τὸ ἔργον V_∞^B. Τὸ ὁλικὸν ἔργον εἶναι

$$V_A^\infty + V_\infty^B = V_A^\infty - V_B^\infty$$

καὶ ἂν ἀντὶ τῆς μάζης 1 ἔχωμεν μᾶζαν m, τὸ ἔργον θὰ εἶναι

$$W_A^B = m\,(V_A^\infty - V_B^\infty)$$

Τὰς ποσότητας V_A^∞, V_B^∞, αἱ ὁποῖαι παριστοῦν τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον *ἀπολαμβάνομεν* μεταφέροντες τὴν μονάδα τοῦ βορείου μαγνητισμοῦ ἀπὸ τὴν θέσιν Α ἢ Β εἰς τὸ ἄπειρον, ἢ τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον *καταναλίσκομεν* μεταφέροντες τὴν μονάδα τοῦ βορείου μαγνητισμοῦ ἀπὸ τὸ ἄπειρον εἰς τὰ σημεῖα Α ἢ Β, ὀνομάζομεν *δυναμικὸν* τοῦ πεδίου εἰς τὰ σημεῖα Α, Β καὶ παριστῶμεν ἁπλούστερον διὰ τῶν συμβόλων V_A, V_B.

Ἡ ἐξίσωσις τοῦ ἔργου γράφεται τώρα ὡς ἑξῆς

$$W_A^B = m\,(V_A - V_B) \tag{1}$$

ἤτοι: τὸ ἔργον τὸ παραγόμενον ὑπὸ τοῦ πεδίου κατὰ τὴν μεταφορὰν τῆς μαγνητικῆς μάζης m ἀπὸ τὴν θέσιν Α εἰς τὴν θέσιν Β ἰσοῦται πρὸς τὸ γινόμενον τῆς μάζης ἐπὶ τὴν διαφορὰν τοῦ δυναμικοῦ τῶν δύο θέσεων ἢ ἐπὶ τὴν πτῶσιν τοῦ δυναμικοῦ. Μειωτέος εἶναι τὸ δυναμικὸν τῆς ἀφετηρίας (*).

Ἂν τὴν ἐξ. (1) γράψωμεν ὡς ἑξῆς

$$V_A - V_B = \frac{W_A^B}{m} \tag{2}$$

ἔχομεν τὸν ὁρισμὸν τῆς *διαφορᾶς δυναμικοῦ*.

Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ δύο σημείων ἰσοῦται μὲ τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον ἀπολαμβάνομεν μεταφέροντες τὴν μονάδα τοῦ θετικοῦ (βορείου) μαγνητισμοῦ ἀπὸ τὸ πρῶτον εἰς τὸ δεύτερον.

§ 863. *Ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι.* Ὀνομάζομεν ἰσοδυναμικὰς ἐπιφανείας, τὰς ἐπιφανείας, ἐπὶ τῶν ὁποίων τὸ δυναμικὸν ἔχει στα-

(*) Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (5) τῆς § 171 τοῦ Α΄. Τ. τὸ W ἔχει τὸ σημεῖον — διότι σημαίνει τὸ καταναλισκόμενον ἔργον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

θερὰν τιμήν. Συμφώνως πρὸς τὸν ὁρισμὸν τοῦ δυναμικοῦ ἂν μετακινηθῇ μαγνητικὴ μᾶζα ἐπὶ ἰσοδυναμικῆς ἐπιφανείας δὲν παράγεται ἔργον, καὶ ἐπειδὴ τοῦτο συμβαίνει μόνον ὅταν ἡ τροχιὰ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν δύναμιν, ἕπεται ὅτι αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμάς. Ἂν π.χ. ἦτο δυνατὸν νὰ ἔχωμεν ἕνα καὶ μόνον πόλον μακρὰν παντὸς ἄλλου μαγνητισμοῦ, αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι τοῦ πεδίου θὰ ἦσαν σφαιρικαί, κάθετοι ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμάς, αἱ ὁποῖαι θὰ ἦσαν εὐθεῖαι ἀναχωροῦσαι ἐκ τοῦ πόλου ἢ καταλήγουσαι εἰς αὐτόν.

Τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον ἀπολαμβάνομεν μετακινοῦντες τὴν μαγνητικὴν μᾶζαν m κατὰ μῆκος δυναμικῆς γραμμῆς, ἴσον πρὸς τὸ γινόμενον τῆς μάζης m ἐπὶ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ τῶν ἄκρων θέσεων, ἰσοῦται ἀφ' ἑτέρου πρὸς τὸ γινόμενον τῆς δυνάμεως mH ἐπὶ τὴν ἀπόστασιν x τῶν δύο ἰσοδυναμικῶν ἐπιφανειῶν. Εἶναι λοιπὸν

$$mHx = m(V_A - V_B).$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης βλέπομεν ὅτι ἂν σχεδιάσωμεν τὰς ἰσοδυναμικὰς ἐπιφανείας, αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν εἰς τιμὰς τοῦ δυναμικοῦ διαφερούσας ἴσον ἀπ' ἀλλήλων, ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασιν τῶν ἐπιφανειῶν τούτων. (πρβλ. Τ. Α΄ § 172).

Ἂν εἴς τινα περιοχὴν τὸ δυναμικὸν εἶναι σταθερόν, δὲν παράγεται ἔργον καθ' οἱανδήποτε μετακίνησιν μαγνητικῆς μάζης. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι ἴση πρὸς μηδέν.

§ 864. ***Μερικαὶ περιπτώσεις. Δυναμικὸν μεμονωμένου πόλου.*** Τὸ δυναμικὸν εἰς σημεῖον τοῦ ὁποίου ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τοῦ πόλου m εἶναι r εὑρίσκεται ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Coulomb ἴσον κατ' ἀπόλυτον τιμὴν καὶ σημεῖον πρὸς

$$V = \frac{m}{r}$$

Ἐπειδὴ τὸ δυναμικὸν εἶναι ποσὸν μονόμετρον, ἕπεται ὅτι ἂν ὑπάρχουν πολλοὶ πόλοι, m_1, m_2, m_3...., τὸ δυναμικὸν εἰς σημεῖον, τοῦ ὁποίου αἱ ἀπὸ τῶν πόλων ἀποστάσεις εἶναι r_1, r_2, r_3...., ἰσοῦται πρὸς

$$V = \frac{m_1}{r_1} + \frac{m_2}{r_2} + \frac{m_3}{r_3} + \ldots = \sum \frac{m}{r}$$

(πρβλ. Τ. Α΄ § 171). Εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην τὰ m ἔχουν θετικὸν μὲν σημεῖον ὅταν ὁ μαγνητισμὸς εἶναι βόρειος, ἀρνητικὸν δὲ ὅταν ὁ μαγνητισμὸς εἶναι νότιος.

Δυναμικὸν ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ νήματος. Τὸ δυναμικὸν ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ νήματος ἀποδεικνύεται ὅτι ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ *τὴν θέσιν τῶν ἄκρων* αὐτοῦ καὶ ὄχι ἀπὸ τὸ σχῆμα του.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν εἶναι J′ ἡ γραμμικὴ μαγνήτισις αὐτοῦ (*) καὶ r+, r− αἱ ἀποστάσεις τῶν ἄκρων αὐτοῦ ἀπὸ τὸ θεωρούμενον σημεῖον, τὸ δυναμικὸν εἶναι

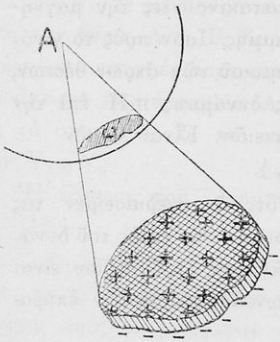
$$V = J' \left(\frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-} \right)$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης ἕπεται ὅτι τὸ δυναμικὸν κλειστοῦ ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ νήματος εἶναι παντοῦ ἴσον πρὸς μηδέν, δηλ. σταθερόν, καὶ ἑπομένως ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου ἴση πρὸς μηδέν.

Δυναμικὸν ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ φύλλου. Τὸ δυναμικὸν ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ φύλλου εἰς τι σημεῖον Α, ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν *περίμετρον* αὐτοῦ καὶ ὄχι ἀπὸ τὸ σχῆμα του.

Ἂν εἶναι J″ ἡ ἐπιφανειακὴ μαγνήτισις αὐτοῦ (**) καὶ ω ἡ στερεὰ γωνία ὑπὸ τὴν ὁποίαν ἡ περίμετρός του φαίνεται ἀπὸ τὸ θεωρούμενον σημεῖον Α, (σχ. 587) τὸ δυναμικὸν εἶναι

$$V = J''.\omega.$$



Σχ. 587.

Ἡ στερεὰ γωνία ω εἶναι τὸ ἐμβαδὸν τοῦ μέρους τῆς περὶ τὸ σημεῖον Α μὲ ἀκτῖνα ἴσην πρὸς τὴν μονάδα φερομένης σφαιρικῆς ἐπιφανείας, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνεται ἐντὸς τοῦ κώνου τοῦ ἀποτελουμένου ἀπὸ τὰς ἐκ τοῦ Α πρὸς τὰ σημεῖα τῆς περιμέτρου ἀγομένας εὐθείας.

Τὸ δυναμικὸν εἶναι θετικὸν ὅταν βλέπωμεν τὸ βόρειον μέρος τοῦ φύλλου, ἀρνητικὸν δὲ ὅταν βλέπωμεν τὸ νότιον.

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης συνάγεται εὐκόλως ὅτι τὸ δυναμικὸν κλειστοῦ ὁμογενοῦς φύλλου εἶναι μηδὲν δι' ὅλα τὰ ἐκτὸς αὐτοῦ σημεῖα (ω=0) δι' ὅλα δὲ τὰ ἐσωτερικὰ σημεῖα ἰσοῦται πρὸς 4πJ″, ἐπειδὴ τώρα εἶναι ω = 4π. Ἐκ τῆς σταθερότητος τοῦ δυναμικοῦ ἕπεται ὅτι τὸ πεδίον κλειστοῦ ὁμογενοῦς φύλλου ἔχει παντοῦ ἔντασιν ἴσην πρὸς μηδέν (ἐξαιροῦνται τὰ ἐντὸς αὐτοῦ τοῦ φύλλου σημεῖα).

§ 865. *Παράστασις τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου διὰ τῶν δυναμικῶν γραμμῶν.* Ἐκ τῆς μορφῆς τῶν μαγνητικῶν φασμάτων ἀγόμεθα εἰς τὸ νὰ θεωρήσωμεν τὰς μαγνητικὰς γραμμὰς ὡς νήματα ἐλαστικὰ τεινόμενα μεταξὺ τῶν ἑλκομένων πόλων. Τὰ νήματα ταῦτα φαίνονται ὅτι θέλουν νὰ καταστοῦν βραχύτερα, ἐξ οὗ ἡ μαγνητικὴ ἕλξις, συγχρόνως δὲ νὰ γίνουν παχύτερα, ἐξ οὗ φαίνονται ἀπω-

(*) Ἂν τὸ μαγνητικὸν νῆμα ἔχῃ πεπερασμένην τομὴν q, πάντως πολὺ μικρὰν ὡς πρὸς τὰς ἀποστάσεις r+, r−, ἡ γραμμικὴ μαγνήτισις ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς τομῆς ἐπὶ τὴν μαγνήτισιν, εἶναι δηλ. J′=qJ.

(**) Ἂν τὸ φύλλον ἔχῃ πάχος δ, ἡ πάντως μικρὸν ὡς πρὸς τὴν ἀπὸ τοῦ Α ἀπόστασιν, ἡ ἐπιφανειακὴ μαγνήτισις J″, κάθετος πάντοτε ἐπὶ τὸ φύλλον, συνδέεται μὲ τὴν μαγνήτισιν J διὰ τῆς σχέσεως J=J″δ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

θοῦντα ἄλληλα. Συνέπεια τῆς πλευρικῆς ταύτης ἀπώσεως τῶν δυναμικῶν γραμμῶν εἶναι ἡ ἄπωσις τῶν ὁμωνύμων μαγνητικῶν πόλων. (Πρβλ. τὰ σχήματα 584, 585, 586).

Ἡ εἰκὼν αὕτη εἶναι δεκτικὴ λεπτομεροῦς μαθηματικῆς ἐπεξεργασίας, οὕτως ὥστε νὰ ἀποδίδῃ ἐντελῶς τὰς σχέσεις ἐντάσεως τῶν δυναμικῶν πεδίων. Δεχόμεθα δηλ. ὅτι δι' ἑνὸς τετραγωνικοῦ ἑκατοστοῦ ἰσοδυναμικῆς ἐπιφανείας διέρχονται τόσαι δυναμικαὶ γραμμαί, ὅσος εἶναι ὁ ἀριθμὸς ὁ ἐκφράζων τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου. Οὕτω, ἐπειδὴ εἰς ἀπόστασιν r ἀπὸ πόλου μαγνητικῆς μάζης m ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι, συμφώνως πρὸς τὸν νόμον τοῦ Coulomb, ἴση πρὸς m/r^2 ἔπεται ὅτι τόσαι δυναμικαὶ γραμμαὶ διέρχονται διὰ τῆς μονάδος τῆς ἐπιφανείας τῆς σφαίρας καὶ ἐπειδὴ ἡ ἐπιφάνεια ἔχει ὁλικὸν ἐμβαδὸν $4\pi r^2$, ἔπεται ὅτι δι' αὐτῆς διέρχονται ἐν ὅλῳ $4\pi.m$ δυναμικαὶ γραμμαί (*). Ὁ ἀριθμὸς οὗτος εἶναι ὁ αὐτὸς δι' οἱανδήποτε σφαῖραν περὶ τὸν πόλον, ἑπομένως καὶ δι' οἱανδήποτε ἐπιφάνειαν περικλείουσαν τὸν πόλον. Ἀναχωροῦν λοιπὸν ἀπὸ τὴν βορείαν μαγνητικὴν μᾶζαν m ἐν ὅλῳ $4\pi m$ μαγνητικαὶ γραμμαὶ καὶ τόσαι ἐπίσης καταλήγουν εἰς νοτίαν μαγνητικὴν μᾶζαν m.

Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ δὲν ἠμποροῦν νὰ καταλήξουν ἐλευθέρως Ἀρχίζουν ἀπὸ βορείας μαγνητικὰς μάζας καὶ καταλήγουν εἰς νοτίας. *Πηγαὶ* λοιπὸν δυναμικῶν γραμμῶν εἶναι μόνον αἱ μαγνητικαὶ μᾶζαι, *θετικαὶ πηγαὶ* αἱ βόρειαι μᾶζαι, *ἀρνητικαὶ δὲ πηγαὶ ἢ καταβόθραι* αἱ νότιαι μᾶζαι.

Ἐκ τῶν δυναμικῶν πεδίων ἰδιαιτέρως ἁπλοῦν εἶναι τὸ ὀνομαζόμενον ὁμογενές, τὸ πεδίον δηλ. τὸ ὁποῖον ἔχει παντοῦ τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν. Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἰς τὸ ὁμογενὲς πεδίον εἶναι εὐθεῖαι παράλληλοι αἱ δὲ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι ἐπίπεδα κάθετα ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου. Ἐκ τῶν δύο τούτων γεωμετρικῶν χαρακτηριστικῶν ἔπεται ὅτι ἐπὶ τῆς αὐτῆς ἰσοδυναμικῆς ἐπιφανείας ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι σταθερά, ἀφοῦ ἡ ἰσοδυναμικὴ ἐπιφάνεια εἶναι παράλληλος πρὸς τὰς γειτονικὰς (πρβλ. § 860) καὶ ὅτι ἐπίσης ἐπὶ τῆς αὐτῆς δυναμικῆς γραμμῆς ἡ ἔντασις εἶναι σταθερά, ἀφοῦ αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι παράλληλοι (§ 861). Ἑπομένως ἡ ἔντασις τοῦ ὁμογενοῦς πεδίου εἶναι *παντοῦ* ἡ αὐτή.

§ 866. ***Δυναμικὴ ροή***. Ὀνομάζομεν *δυναμικὴν ροὴν* διά τινος ἐπιφανείας τὸ ποσὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται δι' αὐτῆς. Ἂν ὁρίσωμεν τὴν θετικὴν φορὰν τῆς καθέτου τῆς ἐπιφανείας, ἡ ροὴ εἶναι θετικὴ μὲν ὅταν ἡ φορὰ τῶν δυναμικῶν

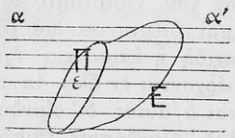
(*) Τὸ ὅτι ὁ ἀριθμὸς οὗτος ἐν γένει δὲν εἶναι ἀκέραιος δὲν ἔχει σημασίαν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

γραμμῶν εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τῆς καθέτου, ἀρνητικὴ δὲ ὅταν ἡ φορὰ εἶναι ἀντίθετος.

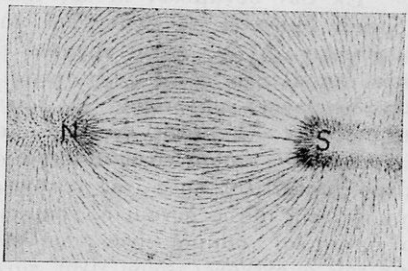
Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἔπεται ὅτι ἡ διὰ κλειστῆς ἐπιφανείας δυναμικὴ ροὴ ἰσοῦται πρὸς τὸ σύνολον τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι *ἀναχωροῦν* ἀπὸ τὰς ἐντὸς αὐτῆς μαγνητικὰς μάζας. (*) Ἂν ἐντὸς τῆς ἐπιφανείας δὲν περιέχωνται μαγνητικοὶ πόλοι, ἡ ὁλικὴ δι' αὐτῆς δυναμικὴ ροὴ ἰσοῦται πρὸς μηδέν.

Ἐπίσης εὐκόλως δεικνύεται ὅτι ἡ δυναμικὴ ροὴ ἐξαρτᾶται *μόνον ἀπὸ τὴν περίμετρον* τῆς ἐπιφανείας καὶ ἂν ἔχωμεν πολλὰς ἐπιφανείας μὲ τὴν αὐτὴν περίμετρον, δι' ὅλων αὐτῶν ἡ δυναμικὴ ροὴ εἶναι ἡ αὐτή. Οὕτω π. χ. ἡ ροὴ διὰ τῶν ἐπιφανειῶν ε καὶ Ε (σχ. 588), αἱ ὁποῖαι ἔχουν τὴν κοινὴν περίμετρον Π, εἶναι ἡ αὐτή, διότι ναὶ μὲν ἡ ἐπιφάνεια Ε διαπερᾶται ἀπὸ δυναμικὰς γραμμάς, ὅπως ἡ αά', αἱ ὁποῖαι δὲν διαπεροῦν τὴν ε, ἀλλ' ἐπειδὴ αὗται διέρχονται διὰ τῆς ἐπιφανείας δὶς καὶ κατ' ἀντίθετον φορὰν δὲν προσθέτουν τίποτε εἰς τὴν δυναμικὴν ροήν.



Σχ. 588.

§ 867. ***Αἱ μαγνητικαὶ μᾶζαι ὡς πηγαὶ δυναμικῶν γραμμῶν.*** Ἐθεωρήσαμεν μέχρι τοῦδε ὡς πρωτευούσας τὰς μαγνητικὰς μάζας καὶ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς ὡς ἀπορροίας αὐτῶν. Ἀναστρέφοντες τώρα τὴν εἰκόνα ἀποδίδομεν πρωτεύουσαν σημασίαν εἰς αὐτὰς ταύτας τὰς δυναμικὰς γραμμὰς καὶ θεωροῦμεν τὰς μαγνητικὰς μάζας ὡς τὰς ἀρχὰς ἢ καταλήξεις τῶν δυναμικῶν γραμμῶν. Θεωροῦμεν δηλ. ὄχι τὸ πεδίον ὡς προερχόμενον ἐκ τῆς ὑπάρξεως τοῦ πόλου ἀλλὰ τἀνάπαλιν τὸν πόλον ὡς μίαν τῶν ἐκφάνσεων τοῦ πεδίου.



Σχ. 589.

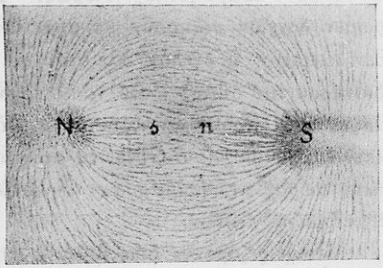
§ 868. ***Ἐξήγησις τῆς δι' ἐπιδράσεως μαγνητίσεως καὶ τοῦ ἀχωρίστου τῶν πόλων.*** Εἰς τὸ σχῆμα 589 ἔχομεν τὸ μαγνητικὸν

(*) Αἱ εἰς νοτίας μάζας *καταλήγουσαι* δυναμικαὶ γραμμαὶ θεωροῦνται ὡς *ἀναχωροῦσαι ἀρνητικαὶ γραμμαί.*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φάσμα, τὸ ὁποῖον παριστᾷ τὸ μαγνητικὸν πεδίον μεταξὺ δύο ἑτερωνύμων πόλων. Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ ἀναχωροῦσαι ἀπὸ τὸν πόλον N καταλήγουν εἰς τὸν S, εἶναι δὲ καταφανεστάτη ἡ τάσις αὐτῶν νὰ ἀπομακρυνθοῦν ἀπ' ἀλλήλων, νὰ διασταλοῦν δηλ. ἐγκαρσίως.

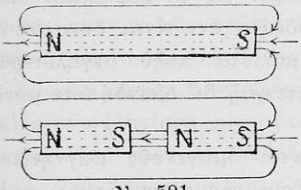
Ἂν μεταξὺ τῶν δύο πόλων παρενθέσωμεν τεμάχιον μαλακοῦ σιδήρου, καὶ ἐπιθέτοντες φύλλον χάρτου ρίψωμεν ρινήματα σιδήρου, λαμβάνομεν τὸ μαγνητικὸν φάσμα τοῦ σχ. 590. Ἐξ αὐτοῦ ἀναγνωρίζομεν ὅτι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ λαμβάνουν τοιαύτην διάταξιν, ὥστε νὰ διέρχωνται διὰ τοῦ σιδηροῦ τεμαχίου περισσότεραι. Ὁ σίδηρος παρουσιάζεται τρόπον τινὰ ὡς μέσον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ ἀναπτύσσονται κατὰ προτίμησιν, εἶναι περισσότερον διαπερατὸς διὰ τὰς δυναμικὰς γραμμμὸς ἀπὸ τὸν ἀέρα.



Σχ. 590.

Ἕνεκα τῆς ἰδιότητος ταύτης τοῦ σιδήρου ἔχομεν εἰς τὰ δύο αὐτοῦ ἄκρα συσσώρευσιν ἀρχῶν ἢ καταλήξεων δυναμικῶν γραμμῶν, καὶ ἐπομένως ἐμφανίζονται πόλοι μαγνητικοί, βόρειος ἀπέναντι τοῦ νοτίου καὶ νότιος ἀπέναντι τοῦ βορείου.

Συμφώνως πρὸς τὴν ἐκδοχὴν ταύτην αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ *δὲν διακόπτονται* ὑπὸ τοῦ παρεμβαλλομένου σιδήρου ἀλλὰ ὑπάρχουν καὶ ἐντὸς αὐτοῦ. Ἡ παραδοχὴ τῆς ὑπάρξεως δυναμικῶν γραμμῶν *ἐντὸς τῆς μάζης τῶν μαγνητῶν*, εἴτε οὗτοι εἶναι μόνιμοι, εἴτε πρόσκαιροι ἐξ ἐπιδράσεως, *ἐπιβάλλεται* ἐκ τοῦ γεγονότος, ὅτι οἱ ἑτερώνυμοι πόλοι δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ χωρισθοῦν ἀπ' ἀλλήλων καὶ ὅτι *ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ μαγνήτου* ὑπάρχουν πάντοτε ἴσαι ποσότητες ἑτερωνύμων μαγνητισμῶν (§ 854).



Σχ. 591.

Ἂν δεχθῶμεν ὅτι αἱ μαγνητικαὶ γραμμαὶ ἁπλῶς *διέρχονται* διὰ τῶν μαγνητῶν (σχ. 591), ὁ ἀριθμὸς τῶν ἐξερχομένων μαγνητικῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

γραμμῶν θὰ εἶναι ἴσος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν εἰσερχομένων καὶ ἑπομένως διὰ τῆς ἐκδοχῆς ταύτης ἐξηγεῖται ἀβιάστως τὸ ἀχώριστον τῶν πόλων καὶ ἡ ἰσότης τῶν ἑτερωνύμων μαγνητισμῶν.

Ἂν κόψωμεν τὸν μαγνήτην εἰς δύο, διακόπτομεν μόνον τὴν συνέχειαν τοῦ ὑλικοῦ αὐτοῦ, αἱ δὲ δυναμικαὶ γραμμαὶ δὲν κόπτονται, ἀλλ' ἁπλῶς ἐξέρχονται ἐκ τοῦ ἑνὸς τεμαχίου διὰ νὰ εἰσέλθουν εἰς τὸ ἄλλο (σχ. 591). Οὕτω ἀναφαίνονται δύο πόλοι, ἴσοι πρὸς τοὺς πόλους τοῦ ἀρχικοῦ μαγνήτου.

§ 869. *Μαγνητικὸς θώραξ.* Ἂν ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου φέρωμεν δοχεῖον σιδηροῦν μὲ ἀρκετὰ παχέα τοιχώματα καὶ παντοχόθεν κλειστὸν ἢ σχεδὸν κλειστόν, αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ πεδίου διατάσσονται οὕτως ὥστε νὰ διέρχονται κατὰ προτίμησιν διὰ τῆς μάζης τοῦ σιδήρου, καμμία δὲ σχεδὸν ἢ ἐλάχισται εἰσχωροῦν εἰς τὸ κοίλωμα τοῦ δοχείου. Οὕτω τὸ σιδηροῦν δοχεῖον χρησιμεύει ὡς *μαγνητικὸς θώραξ* προφυλλάσσων τὸ κοίλωμα αὐτοῦ ἀπὸ τὴν ἐπίδρασιν *ἐξωτερικῶν* πεδίων.

Μεταχειριζόμενοι δύο ἢ τρεῖς τοιούτους θώρακας, τὸν ἕνα ἐντὸς τοῦ ἄλλου, ἠμποροῦμεν νὰ ἔχωμεν χῶρον ἀπηλλαγμένον μαγνητικῶν ἐπιδράσεων εἰς τὴν ἄμεσον γειτονίαν ἰσχυροτάτων μαγνητῶν.

§ 870. *Μαγνητικὰ ποσά. Ὁρισμοί.* Τὰς μαγνητικὰς ἰδιότητας τῶν σωμάτων ἐξετάζομεν φέροντες αὐτὰ ἐντὸς μαγνητικῶν πεδίων, ὁμογενῶν κατὰ προτίμησιν, τῶν ὁποίων τὴν φορὰν καὶ τὴν ἔντασιν μεταβάλλομεν κατὰ βούλησιν.

Τὰ πεδία ταῦτα δὲν παράγονται διὰ μονίμων μαγνητῶν, ἀλλὰ δι' ἄλλων μέσων, τὰ ὁποῖα θὰ γνωρίσωμεν εἰς τὸ κεφάλαιον τοῦ ἠλεκτρισμοῦ. Ἂς ἀρκέσῃ ἐνταῦθα ἡ ὑπόδειξις, ὅτι εἶναι δυνατὸν νὰ παραχθοῦν τοιαῦτα πεδία, μὲ ἔντασιν μάλιστα πολὺ μεγαλυτέραν ἐκείνης, ἡ ὁποία θὰ ἦτο δυνατὸν νὰ ἐπιτευχθῇ δι' οἱωνδήποτε μονίμων μαγνητῶν.

Ὅταν φέρωμεν σῶμα τι ἐντὸς τοιούτου ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου, μαγνητίζεται τοῦτο, καὶ τὴν σχέσιν τῆς μαγνητίσεως πρὸς τὸ προκαλοῦν αὐτὴν πεδίον πρόκειται νὰ ἐξετάσωμεν.

Σημειωτέον ὅτι ἡ παρουσία τοῦ σώματος παραμορφώνει τὸ πεδίον ὄχι μόνον εἰς τὸν ἔξω χῶρον (πρβλ. σχ. 590) ἀλλὰ καὶ εἰς τὸ ἐσωτερικὸν αὐτοῦ, ἡ δὲ ἀνεύρεσις τῆς παραμορφώσεως ταύτης ἀπο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τελεῖ δύσκολον πρόβλημα τῆς μαθηματικῆς φυσικῆς. Τὰ φαινόμενα ἔχουν τὴν ἁπλουστάτην μορφήν, ὅταν τὸ σῶμα εἶναι σφαῖρα ἢ ἐλλειψοειδὲς ἐκ περιστροφῆς μὲ τὸν ἄξονα παράλληλον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην τὸ πεδίον παραμένει καὶ ἐντὸς τοῦ σώματος ὁμογενὲς καὶ παράλληλον πρὸς τὸ ἀρχικόν. Ἂν τὸ σῶμα δὲν εἶναι ἰσότροπον, ἡ προκαλουμένη μαγνήτισις δὲν εἶναι ἐν γένει παράλληλος πρὸς τὸ προκαλοῦν αὐτὴν πεδίον ἕνεκα τῆς ὑπάρξεως χαρακτηριστικῶν κατευθύνσεων τοῦ ὑλικοῦ τοῦ σώματος. Ἡ σχέσις τῆς μαγνητίσεως πρὸς τὸ πεδίον εἶναι πολύπλοκος καὶ δὲν θὰ ἀσχοληθῶμεν μὲ αὐτήν, θὰ περιορισθῶμεν δὲ εἰς ἰσοτρόπους οὐσίας.

Ἂν φέρωμεν ἐντὸς ὁμογενοῦς πεδίου ἰσότροπον σφαῖραν ἢ ἐλλειψοειδὲς ἐκ περιστροφῆς μὲ τὸν ἄξονα παράλληλον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου, μαγνητίζεται ἡ οὐσία ὁμοιομόρφως, ἀναφαίνεται δηλ. εἰς πᾶν στοιχεῖον τῆς μάζης μαγνητικὴ ροπή, τῆς ὁποίας ἡ μὲν διεύθυνσις εἶναι σταθερὰ καὶ παράλληλος (ὄχι ἐν γένει καὶ ὁμόρροπος) πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου, τὸ δὲ πηλίκον αὐτῆς διὰ τοῦ ἀντιστοίχου ὄγκου, ἡ μαγνήτισις J, εἶναι σταθερὸν δι' ὅλην τὴν μᾶζαν. Ἂν λοιπὸν εἶναι H ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου, ἡ μαγνήτισις συνδέεται πρὸς αὐτὴν διὰ τῆς σχέσεως

$$J = \varkappa H \tag{1}$$

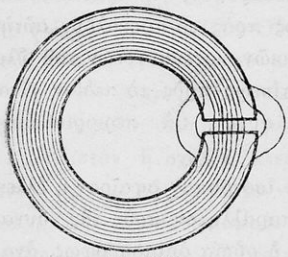
Ἐντὸς τοῦ μαγνητισθέντος σώματος ὑφίσταται βεβαίως πεδίον, τοῦ δὲ πεδίου τούτου τὴν φορὰν καὶ τὴν ἔντασιν ἠμποροῦμεν νὰ ἐξετάσωμεν πειραματικῶς μόνον ἐφ' ὅσον περὶ τὸ θεωρούμενον σημεῖον ὑπάρχει *κοίλωμα*, εἰς τὸ ὁποῖον εἶναι δυνατὸν νὰ εἰσαγάγωμεν μαγνητικὰς μάζας καὶ νὰ μετρήσωμεν τὰς ἐπ' αὐτῶν ἐνεργούσας δυνάμεις. Ἡ θεωρητικὴ καὶ πειραματικὴ ἔρευνα δεικνύει ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν *μορφὴν* τοῦ κοιλώματος καὶ εἶναι ἐλαχίστη μὲν ὅταν τὸ κοίλωμα ἔχῃ τὴν μορφὴν αὐλοῦ παραλλήλου πρὸς τὸ πεδίον, μεγίστη δὲ ὅταν τὸ κοίλωμα περιορίζεται ἀπὸ δύο παράλληλα ἐπίπεδα πολὺ πλησίον ἀλλήλων κείμενα καὶ κάθετα ἐπὶ τὸ πεδίον. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην τὸ πεδίον ἐντὸς τοῦ κοιλώματος εἶναι παράλληλον πρὸς τὸ H καὶ ἡ ἔντασις αὐτοῦ εἶναι

$$B = H + 4\pi J \tag{2}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὴν ποσότητα Β ὀνομάζομεν *μαγνητικὴν ἐπαγωγήν*.

Ἡ ἔννοια τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς εἶναι ἐντελῶς ἀνεξάρτητος τῆς ἐννοίας *προκαλοῦντος* αὐτὴν πεδίου. Ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ χαρακτηρίζει τὴν μαγνητικὴν κατάστασιν τῆς μαγνητισμένης οὐσίας, ἀδιάφορον ἂν ἡ μαγνήτισις *προέρχεται* ἀπὸ ὑφιστάμενον ἐξωτερικὸν πεδίον ἢ εἶναι μόνιμος καὶ εἰς αὐτὴν *ὀφείλεται* τὸ ἐξωτερικὸν πεδίον.



Σχ. 592.

Ἂν π. χ. ἔχωμεν μαγνητισμένον δακτύλιον, μεταξὺ τῶν πόλων τοῦ ὁποίου ὑπάρχει στενὴ σχισμὴ (σχ. 592) ἡ ἔντασις καὶ ἡ φορὰ τοῦ ἐντὸς αὐτῆς δυναμικοῦ πεδίου ἰσοῦται πρὸς τὴν ἔντασιν καὶ τὴν φορὰν τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς εἰς τοὺς δύο πόλους.

Ἐπειδὴ εἶναι $J = \varkappa H$, ἡ ἐξίσωσις (2) γράφεται ὡς ἑξῆς: $B = H\,(1 + 4\pi\varkappa)$

καὶ ἂν θέσωμεν

(3) $1 + 4\pi\varkappa = \mu$

ἡ ἐξίσωσις τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς γίνεται

(4) $B = \mu H$

Ὁ συντελεστὴς μ ὀνομάζεται *μαγνητικὴ διαπερατότης* τῆς οὐσίας καὶ εἶνε τὸ μέτρον τῆς συσσωρεύσεως τῶν μαγνητικῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἐντὸς αὐτῆς (πρβλ. § 864 καὶ σχ. 590). Συμφώνως πρὸς τὴν ἐξ. (4) ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ εἶναι ἴση πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ προκαλοῦντος αὐτὴν πεδίου ἐπὶ τὴν διαπερατότητα τῆς οὐσίας. (*)

§ 871. ***Οὐσίαι παραμαγνητικαί, διαμαγνητικαί, σιδηρομαγνητικαί.*** Ὅλαι αἱ οὐσίαι, στερεαί, ὑγραὶ ἢ ἀέριαι, διεγείρονται μαγνητικῶς ὑπὸ ἐξωτερικῶν πεδίων, ἀλλ' ἡ διέγερσις παρουσιάζει τόσον σημαντικὰς διαφοράς, ὥστε, ἀναλόγως τῆς τιμῆς τοῦ συντελεστοῦ μαγνητίσεως, διαιροῦνται εἰς τρεῖς μεγάλας τάξεις.

α΄) τιμὴ τοῦ κ *μικρὰ θετική*. Μαγνήτισις παράλληλος καὶ *ὁμόρροπος* πρὸς τὸ πεδίον. Οὐσίαι *παραμαγνητικαί*.

(*) Ἂν τὸ σῶμα ἔχῃ σχῆμα διάφορον τοῦ σφαιρικοῦ ἢ ἐλλειπτικοῦ ἡ σχέσις τῆς ἐπαγωγῆς πρὸς τὸ πεδίον εἶναι πολυπλοκωτέρα διότι ὑπὸ τοῦ σώματος παραμορφώνεται τὸ προκαλοῦν τὴν ἐπαγωγὴν πεδίον.

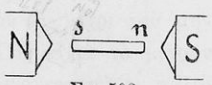
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

β') τιμὴ τοῦ κ *μικρὰ ἀρνητική*. Ἀσθενὴς μαγνήτισις *ἀντίρροπος* πρὸς τὸ πεδίον. Οὐσίαι *διαμαγνητικαί*.

γ') τιμὴ τοῦ κ *μεγάλη θετική*. Ἰσχυρὰ μαγνήτισις παράλληλος καὶ *ὁμόρροπος* πρὸς τὸ πεδίον. Οὐσίαι *σιδηρομαγνητικαί*.

Εἰς τὴν τρίτην ταύτην τάξιν περιλαμβάνονται ὁ σίδηρος, τὰ διάφορα εἴδη τοῦ χάλυβος, τὸ νικέλιον, τὸ κοβάλτιον καὶ ἄλλαι τινὲς οὐσίαι.

§ 872. ***Οὐσίαι παραμαγνητικαί.*** Ὁ συντελεστὴς μαγνητίσεως εἰς τὰς οὐσίας ταύτας ἔχει μικρὰν θετικὴν τιμήν, τῆς τάξεως τοῦ ἑκατοντάκις χιλιοστοῦ ἢ ἑκατομμυριοστοῦ. Ἡ ροπὴ ἔχει τὴν φορὰν τοῦ πεδίου, ἤτοι ἡ φορὰ ἐκ τοῦ νοτίου πόλου πρὸς τὸν βόρειον τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν συμπίπτει μὲ τὴν φορὰν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ διεγείροντος πεδίου. Ἂν φέρωμεν μεταξὺ τῶν κωνικῶν πόλων ἰσχυροῦ μαγνήτου ραβδίον ἐκ παραμαγνητικῆς οὐσίας, π. χ. λευκοχρύσου ἢ ἀργιλλίου, ἐπειδὴ τοῦτο μαγνητίζεται οὕτως ὥστε ὁ νότιος πόλος νὰ εἶναι ἀπέναντι τοῦ διεγείροντος βορείου πόλου, προσανατολίζεται κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν (σχ. 593). Ἡ μαγνητ. διαπερατότης μ=1+4πκ εἶναι εἰς τὰς παραμαγνητικὰς οὐσίας κατά τι μεγαλυτέρα τῆς μονάδος.



Σχ. 593.

§ 873. ***Οὐσίαι διαμαγνητικαί.*** Ὁ συντελεστὴς μαγνητίσεως ἔχει εἰς τὰς οὐσίας ταύτας μικρὰν ἀρνητικὴν τιμήν, τῆς τάξεως τοῦ ἑνὸς ἑκατομμυριοστοῦ. Ἡ ροπὴ ἔχει φορὰν ἀντίθετον πρὸς τὴν τοῦ διεγείροντος πεδίου.

Ἂν φέρωμεν μεταξὺ τῶν κωνικῶν πόλων ἰσχυροῦ μαγνήτου ραβδίον ἐκ διαμαγνητικῆς οὐσίας, π. χ. βισμουθίου, λαμβάνει τοῦτο διεύθυνσιν κάθετον ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς (σχ. 594), διότι ἂν πρὸς στιγμὴν ἐλάμβανε τὸν προσανατολισμὸν τοῦ σχ. 593, ἐπειδὴ ὁ βόρειος αὐτοῦ πόλος θὰ ἦτο ἀπέναντι τοῦ ἐπιδρῶντος βορείου πόλου καὶ ὁ νότιος ἀπέναντι τοῦ νοτίου, δὲν θὰ ἦτο δυνατὸν νὰ παραμείνῃ εἰς τὴν θέσιν ἐκείνην.

Σχ. 594.

Ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης εἶναι εἰς τὰς διαμαγνητικὰς οὐσίας κατά τι μικροτέρα τῆς μονάδος,

Σημειωτέον ὅτι οὐσία παραμαγνητικὴ ἐντὸς ὑγροῦ παραμαγνη-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τικοῦ ἐπίσης καὶ ἔχοντος μαγαλύτερον συντελεστὴν μαγνητίσεως παρουσιάζει ἰδιότητας διαμαγνητικάς. Ἐκ τῆς παρατηρήσεως ταύτης ἔπεται ὅτι, ἐφ' ὅσον πλεῖστα φαινόμενα μᾶς ἀναγκάζουν νὰ δεχθῶμεν ὅτι ὁ κενὸς χῶρος ἠμπορεῖ νὰ εἶναι φορεὺς μαγνητικῆς ἐνεργείας καὶ ἑπομένως πρέπει νὰ ἔχῃ ὡρισμένον συντελεστὴν μαγνητίσεως, παραμαγνητικαὶ οὐσίαι εἶναι ἐκεῖναι, τῶν ὁποίων ὁ συντελεστὴς μαγνητίσεως εἶναι μεγαλύτερος τοῦ τοῦ κενοῦ, διαμαγνητικαὶ δὲ ἐκεῖναι, τῶν ὁποίων ὁ συντελεστὴς μαγνητίσεως εἶναι μικρότερος. Εἰς τὸν συντελεστὴν μαγνητίσεως τοῦ κενοῦ ἀποδίδομεν κατὰ συνθήκην τὴν τιμὴν 0. Εἶναι λοιπόν:

Παραμαγνητικὰ	*Κενὸν*	*Διαμαγνητικὰ*
$\varkappa > 0$	$\varkappa = 0$	$\varkappa < 0$
$\mu > 1$	$\mu = 1$	$\mu < 1$

§ 874. ***Οὐσίαι σιδηρομαγνητικαί.*** Ἰδιαίτερον ἐνδιαφέρον ἀπὸ πρακτικῆς ἀπόψεως παρουσιάζουν οὐσίαι τινές, σίδηρος, χάλυψ, κοβάλτιον, νικέλιον, διάφορα κράματα, τῶν ὁποίων ὁ συντελεστὴς μαγνητίσεως ἔχει ἐξαιρετικῶς μεγάλας θετικὰς τιμάς.

Ἂν ἐκθέσωμεν σιδηρομαγνητικὴν οὐσίαν διὰ πρώτην φορὰν εἰς μαγνητικὸν πεδίον, τοῦ ὁποίου τὴν ἔντασιν βαθμηδὸν αὐξάνομεν, ἡ μαγνήτισις ἀκολουθεῖ τὸν ὑπὸ τῆς καμπύλης ΟΑΒΓ τοῦ σχ. 595 γραφικῶς παριστώμενον νόμον. Κατ' ἀρχὰς ἡ μαγνήτισις εἶναι περίπου ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου (ΟΑ) ἔπειτα αὐξάνεται πολὺ ἰσχυρότερον (ΑΒΓ) καὶ ὅταν τὸ πεδίον γίνῃ ἀρκετὰ ἰσχυρὸν ἡ μαγνήτισις αὐξάνεται ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον ἀσθενέστερον μέχρις ὅτου φθάσῃ εἰς ὁρικήν τινα τιμήν, τὴν τιμὴν τοῦ κορεσμοῦ (Δ), τὴν ὁποίαν δὲν ὑπερβαίνει ὁσονδήποτε μεγάλη καὶ ἂν εἶναι ἡ ἔντασις Η τοῦ μαγνητίζοντος πεδίου.

Ὁ συντελεστὴς μαγνητίσεως κ εἶναι ἀπὸ Ο μέχρι Α περίπου σταθερός, ἀπὸ Α μέχρι Β αὐξάνεται, ἀπὸ Β καὶ πέραν ἐλαττώνεται καὶ διὰ πολὺ μεγάλας τιμὰς τοῦ Η τείνει πρὸς τὸ μηδέν.

§ 875. ***Παραμένων μαγνητισμός. Συνεκτικὴ δύναμις.*** Ἂν ἀπὸ τοῦ σημείου Δ ἀρχίσωμεν νὰ ἐλαττώνωμεν τὴν ἔντασιν Η τοῦ πεδίου, ἡ μαγνήτισις ἐλαττοῦται ἐπίσης ἀλλ' ἡ παριστῶσα αὐτὴν καμπύλη μένει πάντοτε ἄνω τῆς ΟΑΒΓΔ, καὶ ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μηδενισθῇ ἡ μαγνήτισις δὲν μηδενίζεται ἀλλὰ λαμβάνει τὴν τιμὴν ΟΕ. Τὸ μῆκος ΟΕ εἶναι τὸ μέτρον τοῦ *παραμένοντος μαγνητισμοῦ*.

Διὰ νὰ ἐξαλειφθῇ ὁ παραμένων μαγνητισμὸς πρέπει νὰ ἀναστρέψωμεν τὸ πεδίον. Λαμβάνομεν τότε συνέχειαν κατιοῦσαν τῆς καμπύλης ΔΕ καὶ ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου γίνῃ ἴσῃ πρὸς ΟΖ (ἀντίθετος τῆς ἀρχικῆς) ἡ μαγνήτισις μηδενίζεται. Τὸ μῆκος ΟΖ εἶναι τὸ μέτρον τῆς δυνάμεως, ἡ ὁποία ἀνθίσταται εἰς τὴν ἐπάνοδον τοῦ σώματος εἰς τὴν οὐδετέραν κατάστασιν. Τὴν δύναμιν ταύτην ὠνομάσαμεν *συνεκτικὴν δύναμιν*.

Αὐξάνοντες τὴν ἔντασιν τοῦ ἀναστραφέντος πεδίου λαμβάνομεν τὸν κλάδον ΖΘ, ἐλαττώνοντες δὲ τὴν ἔντασιν τοῦ Η μέχρι τοῦ μηδενὸς λαμβάνομεν τὸν κλάδον ΘΚ. Τὸ μῆκος ΟΚ εἶναι τὸ μέτρον τοῦ νέου παραμένοντος μαγνητισμοῦ. Ἀναστρέφοντες τέλος πάλιν τὸ πεδίον ἐπιτυγχάνομεν πρῶτον τὴν ἐξάλειψιν τῆς μαγνητίσεως (Λ) καὶ τέλος φθάνομεν πάλιν τὸ σημεῖον τοῦ κορεσμοῦ Δ.

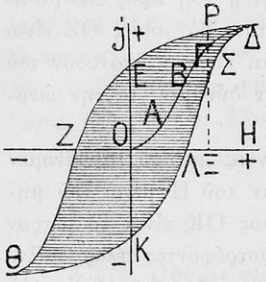
Ἂν οὕτω παρακολουθοῦμεν τὴν μαγνήτισιν ἐντὸς ἐναλλασσομένου πεδίου, λαμβάνομεν μετά τινας ἐναλλαγὰς μίαν ὁριστικὴν καμπύλην ὁμοίαν πρὸς τὴν ΔΕΖΘΚΛΔ, ἡ ὁποία παριστᾷ τὴν σχέσιν τῆς μαγνητίσεως πρὸς τὸ μαγνητίζον πεδίον καὶ τῆς ὁποίας τὸ σχῆμα ἐξαρτᾶται κυρίως ἀπὸ τὴν μαγνητιζομένην οὐσίαν ἀλλὰ καὶ ἀπὸ τὴν περίοδον, τὸ πλάτος καὶ τὸν τρόπον τῆς μεταβολῆς τοῦ μαγνητίζοντος πεδίου.

Ἡ καμπύλη ΟΑΒΓΔ παριστᾷ τὴν πορείαν τῆς *πρώτης* μαγνητίσεως, καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζεται καὶ *παρθενικὴ καμπύλη*. Τὸ ἄπαξ μαγνητισθὲν σῶμα, καὶ ἂν ἀκόμη ἀρθῇ ἡ μαγνήτισις δι' ἀναστροφῆς τοῦ πεδίου (σημεῖον Ζ ἢ Λ τῆς καμπύλης) δὲν ἔχει τὰς αὐτὰς μαγνητικὰς ἰδιότητας πρὸς τὸ σῶμα τὸ ὁποῖον οὐδέποτε ἐμαγνητίσθη. Ἠμποροῦμεν νὰ ἐπαναφέρωμεν τὸ σῶμα εἰς τὴν ἀρχικὴν παρθενικὴν κατάστασιν ἂν ἐκθέσωμεν αὐτὸ εἰς πεδίον ἐναλλασσόμενον *φθίνον*. Ἡ παριστῶσα τὴν μαγνήτισιν καμπύλη συμπτύσσεται, ἐφ' ὅσον τὸ πεδίον φθίνει, καὶ καταλήγει τέλος εἰς τὸ σημεῖον Ο.

§ 876. ***Μαγνητικὴ ὑστέρησις***. Ἡ μαγνήτισις δὲν ἐξαρτᾶται μονοτίμως ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητίζοντος πεδίου ἀλλὰ διὰ τὴν αὐτὴν ἔντασιν πεδίου μικροτέρα εἶναι ἡ μαγνήτισις ὅταν ἀπὸ μικροτέρας τιμὰς τοῦ πεδίου μεταβαίνωμεν εἰς μεγαλυτέρας καὶ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

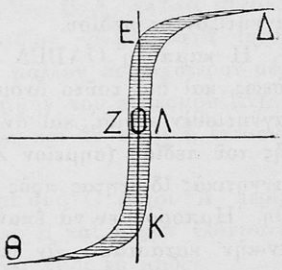
μεγαλυτέρα ὅταν τἀνάπαλιν ἐλαττώνωμεν τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου. Οὕτω π. χ. εἰς τὴν ἔντασιν πεδίου ΟΞ (σχ. 595) ἀντιστοιχεῖ ἡ μαγνήτισις ΞΣ ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου αὐξάνεται, ὅταν δὲ ἡ ἔντασις ἐλαττώνεται εἰς τὴν αὐτὴν ἔντασιν ΟΞ ἀντιστοιχεῖ ἡ μεγαλυτέρα μαγνήτισις ΞΡ. Ἐπίσης εἰς ἔντασιν πεδίου μηδὲν ἀντιστοιχεῖ ἡ μαγνήτισις ΟΚ (ἀρνητικὴ) ἢ ΟΕ (θετικὴ), καθ' ὅσον τὸ πεδίον μηδενίζεται γινόμενον ἐξ ἀρνητικοῦ θετικὸν (κλάδος ΘΚΛΔ) ἢ τἀνάπαλιν (κλάδος ΔΕΖΘ).



Σχ. 595.

Ἡ μεταβολὴ τῆς μαγνητίσεως *ὑστερεῖ* κατὰ ταῦτα τῆς μεταβολῆς τοῦ πεδίου, τὸ δὲ μέτρον τῆς *ὑστερήσεως* παρέχεται ἀπὸ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας ΔΕΖΘΚΛΔ εἰς τὸ διάγραμμα τὸ παριστῶν τὴν ἐξάρτησιν τῆς μαγνητίσεως ἐκ τοῦ περιοδικῶς μεταβαλλομένου διεγείροντος πεδίου.

Τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας ταύτης ἔχει θεμελιώδη σημασίαν διότι ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία μεταβάλλεται εἰς θερμότητα καθ' ἕκαστον *κύκλον* μαγνητίσεως, κατὰ μίαν δηλ. ὁλόκληρον περίοδον τῆς μεταβολῆς τοῦ πεδίου. Ἡ μεταβολὴ ὅμως ἐνεργείας εἰς θερμότητα ἰσοδυναμεῖ πρὸς ἀπώλειαν ἐνεργείας καὶ διὰ τοῦτο ἐπιζητεῖται, ὁσάκις ὁ σίδηρος πρόκειται νὰ χρησιμοποιηθῇ ἐντὸς ἐναλλασσομένων μαγνητικῶν πεδίων, νὰ εἶναι ἡ ἐπιφάνεια αὕτη ὅσον τὸ δυνατὸν μικροτέρα.



Σχ. 596.

Ἡ ἐλάττωσις τοῦ ἐμβαδοῦ τῆς ἐπιφανείας τῆς ὑστερήσεως ἐπιτυγχάνεται διὰ τῆς ἐλαττώσεως τῆς συνεκτικῆς δυνάμεως. Οὕτω εἰς τὸ σχ. 596 ἔχομεν τὴν καμπύλην ὑστερήσεως σιδήρου, εἰς τὸν ὁποῖον ὁ μὲν παραμένων μαγνητισμὸς ἔχει ἀρκετὰ μεγάλην τιμὴν (ΟΕ, ΟΚ), ἀλλ' ἡ συνεκτικὴ δύναμις εἶναι πολὺ μικρὰ (ΟΖ, ΟΛ). Ὁ σίδηρος οὗτος εἶναι πολὺ *μαλακὸς* ἀπὸ μαγνητικῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀπόψεως ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὸν *σκληρότερον* χάλυβα τῆς καμπύλης 595. Τὸ ἐμβαδὸν τῆς καμπύλης τοῦ σχ. 596 εἶναι πολὺ μικρὸν καὶ διὰ τοῦτο αἱ *ἀπώλειαι* ἐκ τῆς μεταβολῆς ἐνεργείας εἰς θερμότητα κατὰ τὴν *κυκλικὴν* (περιοδικῶς μεταβαλλομένην) μαγνήτισιν εἶναι πολὺ μικραί.

Εἰς τὰς σιδηρομαγνητικὰς οὐσίας ἡ τιμὴ τοῦ συντελεστοῦ μαγνητίσεως διὰ μέσας τιμὰς τοῦ διεγείροντος πεδίου εἶναι ἐν γένει πολὺ μεγάλαι. Τὸ μέγιστον αὐτῆς κυμαίνεται εἰς τὰ διάφορα εἴδη χάλυβος καὶ σιδήρου μεταξὺ 10 καὶ 300. Εἰς τὰς σιδηρομαγνητικὰς οὐσίας ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα τῆς μονάδος. Εἰς τὴν ἐξίσωσιν

$$\mu = 1 + 4\pi\kappa$$

ἐπειδὴ τὸ κ εἶναι ἐν γένει πολὺ μεγαλύτερον τῆς μονάδος (ἐφ' ὅσον ἀπέχομεν τοῦ μαγνητικοῦ κόρου) ἠμποροῦμεν τὰ παραλείψωμεν τὸ 1 ἀπέναντι τοῦ $4\pi\kappa$ καὶ οὕτω λαμβάνομεν

$$\mu = 4\pi\kappa.$$

Ἀξιοσημείωτον εἶναι ὅτι μερικὰ κράματα μετάλλων ἁπλῶς παμαγνητικῶν παρουσιάζουν σαφῶς ἐκπεφρασμένας σιδηρομαγνητικὰς ἰδιότητας. Τοιαῦτα π. χ. εἶναι τὰ ὑπὸ τοῦ Heusler ὑποδειχθέντα κράματα μαγγανίου καὶ χαλκοῦ ἢ ἀργιλλίου.

§ 877. ***Μαγνήτισις διὰ μηχανικῶν παραμορφώσεων.*** Μαγνήτισις εἶναι δυνατὸν νὰ προκληθῇ ἀπὸ μηχανικὰς παραμορφώσεις, π. χ. κάμψιν, διάτασιν, κροῦσιν, ῥῆξιν κ. λ.

§ 878. ***Ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τῆς μαγνητίσεως. Νόμος τοῦ Curie.*** Ἡ ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τῶν μαγνητικῶν ἰδιοτήτων τῆς ὕλης εἶναι οὐσιώδης καὶ πολύπλοκος. Οὕτω π. χ. τεμάχιον σιδήρου θερμὸν μέχρι λευκοπυρώσεως δὲν ἕλκεται αἰσθητῶς ὑπὸ μαγνήτου.

Ὁ Curie ἐρευνήσας συστηματικῶς τὴν ἐπίδρασιν ταύτην διετύπωσε τοὺς ἑξῆς φερωνύμους αὐτοῦ νόμους. Εἰς τὰς παραμαγνητικὰς οὐσίας τὸ γινόμενον τοῦ συντελεστοῦ μαγνητίσεως κ ἐπὶ τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν T διὰ τῆς πυκνότητος δ εἶναι σταθερόν, εἶναι δηλ.

$$\frac{\kappa T}{\delta} = C$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὅπου τὸ C εἶναι ἡ λεγομένη *σταθερὰ τοῦ Curie*, ἡ αὐτὴ δι' ὅλας τὰς οὐσίας.

Εἰς τὰς διαμαγνητικὰς οὐσίας ἡ μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας δὲν ἔχει οὐσιώδη ἐπίδρασιν ἐπὶ τοῦ συντελεστοῦ μαγνητίσεως.

Εἰς τὰς σιδηρομαγνητικὰς οὐσίας ἡ ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας ἐπιφέρει κατ' ἀρχὰς αὔξησιν καὶ ἔπειτα ἐλάττωσιν τοῦ συντελεστοῦ μαγνητίσεως, ὑπάρχει δὲ δι' ἑκάστην οὐσίαν χαρακτηριστικὴ θερμοκρασία T_0, ἡ λεγομένη *θερμοκρασία μεταβολῆς*, ἀπὸ τῆς ὁποίας καὶ ἄνω ἡ οὐσία χάνει τὸν σιδηρομαγνητικὸν χαρακτῆρα καὶ μεταβάλλεται εἰς παραμαγνητικήν. Ἀπὸ τῆς θερμοκρασίας ταύτης καὶ πέραν ὁ συντελεστὴς μαγνητίσεως μεταβάλλεται κατὰ νόμον ἀνάλογον πρὸς τὸν τῶν παραμαγνητικῶν οὐσιῶν, εἶναι δηλ.

$$\frac{\varkappa.(T - T_0)}{\delta} = C$$

ὅπου C ἡ σταθερὰ τοῦ Curie.

Οἱ νόμοι τοῦ Curie ἰσχύουν μόνον κατὰ προσέγγισιν καὶ διὰ περιωρισμένας περιοχὰς θερμοκρασίας, ἀλλὰ περισσοτέρα ἐπὶ τοῦ ζητήματος τούτου ἐπέκτασις θὰ παρεῖλκε.

§ 879. *Μαγνητόνια*. Εἰς τὴν § 854 ἔγινε λόγος περὶ τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν, οἱ ὁποῖοι λαμβάνοντες ἕνεκα ἐξωτερικῶν ἐπιδράσεων διατεταγμένον προσανατολισμὸν (§ 859) προκαλοῦν τὴν μαγνητικὴν ροπήν. Ὁ Weiss ἐπεξεργασθεὶς θεωρητικῶς τὴν ἐκδοχὴν ταύτην ἀνεῦρεν ὅτι αἱ πειραματικῶς εὑρισκόμεναι τιμαὶ τῆς ροπῆς κορεσμοῦ ἐξηγοῦνται ἂν δεχθῶμεν ὅτι εἰς τὰ ἄτομα διαφόρων στοιχείων περιέχεται διάφορος ἀριθμὸς στοιχειωδῶν μαγνητῶν τῆς *αὐτῆς ροπῆς*. Οὕτω π. χ. εἰς τὸ ἄτομον τοῦ σιδήρου περιέχονται 11 τοιοῦτοι στοιχειώδεις μαγνῆται, εἰς τὸ ἄτομον τοῦ Κοβαλτίου 9 εἰς τὸ ἄτομον τοῦ Νικελίου 3. Ἡ ἁπλότης τῶν ἀριθμῶν τούτων εἶναι τὸ κυριώτατον στήριγμα τῆς θεωρίας τοῦ Weiss.

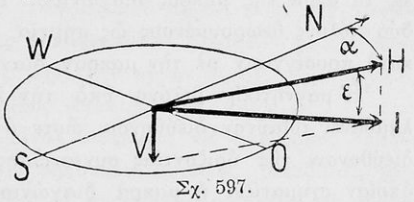
Τοὺς στοιχειώδεις τούτους μαγνήτας, οἱ ὁποῖοι ἔχουν ὅλοι τὴν αὐτὴν ροπὴν ὠνόμασεν ὁ Weiss *μαγνητόνια*.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 880. ***Στοιχεῖα τοῦ γηΐνου μαγνητικοῦ πεδίου.*** Εἰς τὴν § 850 ἐγνωρίσαμεν ὅτι ἂν ἐξαρτήσωμεν ὁριζοντίως διὰ νήματος ράβδον μαγνητικήν, λαμβάνει αὕτη περίπου τὴν διεύθυνσιν ἐκ βορρᾶ πρὸς νότον καὶ ἐκ τούτου ἀκριβῶς ὠνομάσθησαν οἱ δύο πόλοι βόρειος καὶ νότιος. Ὁ σταθερὸς οὗτος προσανατολισμὸς τῆς μαγνητικῆς ράβδου δεικνύει τὴν ὕπαρξιν πεδίου μαγνητικοῦ κατευθύνοντος αὐτήν.

Τὸ πεδίον τοῦτο ὀνομάζομεν *γήϊνον μαγνητικὸν πεδίον* καὶ θέμα τῶν ἑπομένων παραγράφων θὰ εἶναι ἡ ἐξέτασις αὐτοῦ. Τὸ γήϊνον πεδίον ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ἐντὸς οἱασδήποτε περιωρισμένης περιοχῆς ὡς ὁμογενὲς καὶ ἑπομένως πρὸς χαρακτηρισμὸν αὐτοῦ ἀρκεῖ ἡ γνῶσις τῆς διευθύνσεως τῶν δυναμικῶν γραμμῶν καὶ τῆς ἐντάσεως αὐτοῦ.

Ἔστω (σχ. 597) Ι τμῆμα εὐθείας παριστῶν κατὰ διεύθυνσιν καὶ μέγεθος τὴν ἔντασιν τοῦ γηΐνου πεδίου. Τὴν ἔντασιν ταύτην ἀναλύομεν εἰς δύο συνιστώσας, τὴν ὁριζοντίαν Η καὶ τὴν κατακόρυφον V.



Σχ. 597.

Ὀνομάζομεν *γωνίαν ἀποκλίσεως* ἢ ἁπλῶς *ἀπόκλισιν* τὴν γωνίαν α τῆς ὁριζοντίας συνιστώσης Η καὶ τοῦ γεωγραφικοῦ μεσημβρινοῦ SN. Ἡ ἀπόκλισις ὀνομάζεται *ἀνατολικὴ* ἢ *δυτικὴ* καθ' ὅσον τὸ τμῆμα Η εὑρίσκεται πρὸς τὸ ἀνατολικὸν ἢ τὸ δυτικὸν μέρος τοῦ μεσημβρινοῦ.

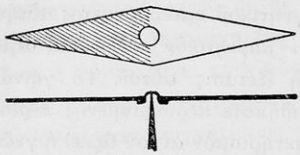
Ὀνομάζομεν *γωνίαν ἐγκλίσεως* ἢ ἁπλῶς *ἔγκλισιν* τὴν γωνίαν Ε τῆς διευθύνσεως Ι τοῦ γηΐνου πεδίου πρὸς τὴν ὁριζοντίαν συνιστῶσαν Η. Ἡ ἔγκλισις εἶναι θετικὴ ὅταν τὸ τμῆμα Ι εἶναι ὑποκάτω τοῦ Η, ἀρνητικὴ δὲ ὅταν εἶναι ὑπεράνω αὐτοῦ.

Ὅταν εἶναι γνωστὰ τὰ τρία στοιχεῖα, *ἀπόκλισις*, *ἔγκλισις* καὶ *ὁριζοντία συνιστῶσα*, τὸ γήϊνον πεδίον εἶναι τελείως γνωστὸν διότι ἐκ τοῦ Η καὶ ε εὑρίσκομεν ἀμέσως τὴν κατακόρυφον συνιστῶσαν καὶ τὴν ὅλην ἔντασιν τοῦ πεδίου κατὰ τὰς ἐξισώσεις

$$V = H \varepsilon \varphi \varepsilon \qquad I = \frac{H}{\sigma \upsilon \nu \varepsilon}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 881. ***Μαγνητικὴ ἀπόκλισις.*** Πρὸς πρόχειρον μέτρησιν τῆς μαγνητικῆς ἀποκλίσεως μεταχειριζόμεθα *μαγνητικὴν βελόνην*, μαγνήτην δηλ. ἐκ λεπτοῦ ἐλάσματος ἔχοντα σχῆμα ἐπιμήκους ρόμβου (σχ. 598) μὲ ὀπὴν εἰς τὸ μέσον· ἐντὸς τῆς ὀπῆς ταύτης προσαρμόζεται καταλλήλως σύστημα ἐξαρτήσεως, τεμάχιον δηλ. ἀχάτου ἢ ἄλλης σκληρᾶς οὐσίας ἔχον κοίλωμα, εἰς τὸ ὁποῖον εἰσέρχεται ἡ στηρίζουσα κατακόρυφος χαλυβδίνη ἀκίς. Οὕτω ἡ βελόνη, τῆς ὁποίας τὸ κέντρον βάρους εὑρίσκεται ἕνεκα τοῦ τρόπου τῆς στηρίξεως ἀρκετὰ χαμηλότερα τοῦ σημείου στηρίξεως, ἠμπορεῖ νὰ περιστραφῇ ἐλευθέρως περὶ κατακόρυφον ἄξονα ἐπὶ ὁριζοντίου ἐπιπέδου.



Σχ. 598.

Ἡ βελόνη εἶναι μαγνητισμένη οὕτως ὥστε οἱ πόλοι νὰ εἶναι εἰς τὰ ἄκρα τῆς μακρᾶς διαγωνίου. Ἡ εὐθεῖα ἡ ὁποία ἑνώνει τοὺς δύο πόλους θεωρουμένους ὡς σημεῖα, ὁ *μαγνητικὸς ἄξων*, συμπίπτει κατὰ προσέγγισιν μὲ τὴν μακρὰν διαγώνιον.

Ἡ μαγνητικὴ βελόνη ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γηΐνου πεδίου λαμβάνει τοιαύτην διεύθυνσιν ὥστε ὁ μαγνητικὸς ἄξων νὰ ἔχῃ τὴν διεύθυνσιν τῆς ὁριζοντίας συνιστώσης τοῦ πεδίου. Ἡ γωνία, τὴν ὁποίαν σχηματίζει ἡ μακρὰ διαγώνιος μὲ τὴν γνωστὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ, εἶναι ἡ γωνία ἀποκλίσεως, ἀνατολικὴ μὲν ἂν ὁ βόρειος πόλος τῆς βελόνης ἀποκλίνῃ πρὸς ἀνατολάς, δυτικὴ δὲ ἂν πρὸς δυσμάς.

Ἡ ἀκρίβεια τῆς μετρήσεως αὐξάνεται ἂν ἀναστρέψωμεν τὸ σύστημα ἐξαρτήσεως οὕτως ὥστε τὸ πρώην ἄνω μέρος τῆς βελόνης νὰ ἔλθῃ πρὸς τὰ κάτω καὶ λάβωμεν τὸν μέσον ὅρον τῶν δύο μετρουμένων γωνιῶν. Διὰ τῆς διπλῆς ταύτης μετρήσεως αἴρεται τὸ σφάλμα τὸ προερχόμενον ἀπὸ τὴν μὴ τελείαν σύμπτωσιν τοῦ μαγνητικοῦ ἄξονος τῆς βελόνης μὲ τὴν μακρὰν διαγώνιον.

Μαγνητικὴ βελόνη, τῆς ὁποίας τὸ κατακόρυφον στήριγμα εὑρίσκεται εἰς τὸ κέντρον γωνιομετρικοῦ κύκλου, ἐπὶ τοῦ ὁποίου εἶναι ἰδιαιτέρως σημειωμένα τὰ σημεῖα τοῦ ὁρίζοντος, ἀποτελεῖ τὸ κύριον μέρος τῆς καλουμένης *ναυτικῆς πυξίδος* ἢ *πυξίδος ἀποκλίσεως*, τῆς ὁποίας ἡ χρῆσις εἶναι γνωστή.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὀνομάζονται *μαγνητικοὶ μεσημβρινοὶ* καμπύλαι ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς γῆς, αἱ ὁποῖαι εἰς κάθε σημεῖον ἔχουν τὴν διεύθυνσιν τῆς ὁριζοντίας συνιστώσης τοῦ γηΐνου μαγνητικοῦ πεδίου. Οἱ μαγνητικοὶ μεσημβρινοὶ εἶναι καμπύλαι ἐν γένει μὴ κανονικῆς μορφῆς συναντῶνται δὲ ὅλοι εἰς δύο σημεῖα: ἓν εἰς τὸ βόρειον ἡμισφαίριον καὶ ἓν εἰς τὸ νότιον. Τὰ σημεῖα ταῦτα ὀνομάζονται *μαγνητικοὶ πόλοι* τῆς γῆς καὶ εὑρίσκονται ὁ μὲν βόρειος πόλος εἰς τὸ βόρειον μέρος τῆς Ἀμερικανικῆς ἠπείρου ὁ δὲ νότιος μεταξὺ τῆς Αὐστραλίας καὶ τοῦ νοτίου γεωγραφικοῦ πόλου.

Εἰς τοὺς μαγνητικοὺς πόλους ἡ ὁριζοντία συνιστῶσα τοῦ γηΐνου πεδίου μηδενίζεται καὶ μένει μόνον ἡ κατακόρυφος, τὸ γήϊνον πεδίον εἶναι δηλ. κατακόρυφον μὲ φορὰν πρὸς τὰ ἄνω μὲν εἰς τὸν νότιον μαγνητικὸν πόλον, πρὸς τὰ κάτω δὲ εἰς τὸν βόρειον.

Τὴν κατανομὴν τῆς ἀποκλίσεως ἐπὶ τῆς γῆς παριστῶμεν γραφικῶς εἴτε σχεδιάζοντες ἐπὶ τοῦ γεωγραφικοῦ χάρτου τοὺς μαγνητικοὺς μεσημβρινούς, εἴτε συνδέοντες διὰ καμπύλων γραμμῶν τοὺς τόπους, εἰς τοὺς ὁποίους ἡ ἀπόκλισις ἔχει τὴν αὐτὴν τιμήν. Αἱ καμπύλαι αὗται ὀνομάζονται *καμπύλαι ἴσης ἀποκλίσεως* ἢ *ἰσογώνιοι*.

Ἡ ἀπόκλισις ὄχι μόνον εἶναι διάφορος εἰς διαφόρους τόπους ἀλλὰ καὶ εἰς τὸν αὐτὸν τόπον ὑφίσταται ποικίλας μεταβολάς, χρονίας ἢ αἰωνίας (οὕτω καλοῦνται αἱ περιοδικαὶ μεταβολαὶ μὲ μακροτάτην περίοδον), ἐτησίας, ἡμερησίας. Ἀξιοσημείωτος εἶναι ἡ παρατηρηθεῖσα περιοδικότης μὲ περίοδον $11^1/_2$ περίπου ἐτῶν, ἴσην πρὸς τὴν περίοδον τῆς μεταβολῆς τῶν ἡλιακῶν κηλίδων. Ἐκτὸς τῶν μεταβολῶν τούτων παρατηροῦνται καὶ ἐντελῶς ἄτακτοι ἀπότομοι μεταβολαί, τὰ αἴτια τῶν ὁποίων ὀνομάζομεν *μαγνητικὰς καταιγίδας*.

§ 882. ***Μαγνητικὴ ἔγκλισις.*** Τὴν ἔγκλισιν μετροῦμεν διὰ τῆς *πυξίδος ἐγκλίσεως*. Ἀποτελεῖται αὕτη ἀπὸ γωνιομετρικὸν κύκλον κατακόρυφον, τοῦ ὁποίου τὸ 0 εὑρίσκεται ὑποκάτω τοῦ κέντρου ἐπὶ τῆς δι' αὐτοῦ διερχομένης· κατακορύφου καὶ ὁ ὁποῖος ἠμπορεῖ νὰ στραφῇ περὶ κατακόρυφον ἄξονα. Ἡ στροφὴ αὕτη μετρεῖται ἐπὶ δευτέρου ὁριζοντίου γωνιομετρικοῦ κύκλου. Περὶ ὁριζόντιον ἄξονα, διερχόμενον διὰ τοῦ κέντρου τοῦ κατακορύφου κύκλου ἠμπορεῖ νὰ στραφῇ ἐλευθέρως μαγνητικὴ βελόνη, τῆς ὁποίας τὸ κέντρον βάρους εὑρίσκεται ἀκριβῶς ἐπὶ τοῦ ἄξονος τούτου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν καταστήσωμεν τὸ ἐπίπεδον τοῦ κατακορύφου κύκλου κάθετον ἐπὶ τὸν μαγνητικὸν μεσημβρινόν, ἡ ἐπίδρασις τῆς ὁριζοντίας συνιστώσης τοῦ γηΐνου πεδίου ἐπὶ τῆς μαγνητικῆς βελόνης αἴρεται ὑπὸ τῆς ἀντιστάσεως τοῦ ἄξονος καὶ μόνη ἐλευθέρως ἐνεργοῦσα ἡ κατακόρυφος συνιστῶσα ἀναγκάζει τὴν βελόνην νὰ κατευθυνθῇ κατακορύφως μὲ τὸν βόρειον πόλον πρὸς τὰ κάτω, ἂν ἡ ἔγκλισις εἶναι θετική, πρὸς τὰ ἄνω δὲ ἂν ἡ ἔγκλισις εἶναι ἀρνητική. Ἡ κατακόρυφος λοιπὸν θέσις τῆς μαγνητικῆς βελόνης (ἡ αἰχμὴ τῆς βελόνης εἰς τὸ μηδὲν τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου) δεικνύει ὅτι ὁ κύκλος εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸν μαγνητικὸν μεσημβρινόν. Ἂν τώρα στρέψωμεν τὸν κύκλον κατὰ 90^0, τὸ ἐπίπεδόν του γίνεται παράλληλον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ γηΐνου πεδίου καὶ ἡ μαγνητικὴ βελόνη λαμβάνει τοιαύτην κατεύθυνσιν ὥστε ἡ μακρὰ διαγώνιος αὐτῆς νὰ ἔχῃ ἀκριβῶς τὴν διεύθυνσιν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν. Ἡ γωνία τῆς διαγωνίου ταύτης πρὸς τὴν ὁριζοντίαν διάμετρον τοῦ κύκλου ἰσοῦται πρὸς τὴν γωνίαν ἐγκλίσεως.

Ἡ ἔγκλισις εἶναι θετικὴ εἰς τὸ βόρειον ἡμισφαίριον (βόρειος πόλος τῆς βελόνης πρὸς τὰ κάτω) ἀρνητικὴ δὲ εἰς τὸ νότιον. Περὶ τὸν γεωγραφικὸν ἰσημερινὸν ὑπάρχουν τόποι, εἰς τοὺς ὁποίους τὸ γήϊνον πεδίον εἶναι ὁριζόντιον, ἡ ἔγκλισις δηλ. μηδενίζεται. Ἡ γραμμὴ συνδέουσα τοὺς τόπους τούτους ὀνομάζεται *μαγνητικὸς ἰσημερινὸς* καὶ εἶναι πλησίον τοῦ γεωγραφικοῦ ἰσημερινοῦ χωρὶς νὰ συμπίπτῃ μὲ αὐτόν. Ἐφ' ὅσον προχωροῦμεν ἐκ τοῦ μαγνητικοῦ ἰσημερινοῦ πρὸς τοὺς *μαγνητικοὺς* πόλους κατὰ μῆκος τῶν μαγνητικῶν μεσημβρινῶν, ἡ ἔγκλισις αὐξάνεται ἀπολύτως καὶ εἰς τοὺς μαγνητικοὺς πόλους γίνεται ἴση πρὸς $\pm 90^0$, ἤτοι ἡ βελόνη εἶναι κατακόρυφος μὲ τὸ βόρειον ἄκρον πρὸς τὰ κάτω εἰς τὸν βόρειον μαγνητικὸν πόλον, τὸ νότιον δὲ εἰς τόν νότιον.

Τὴν κατανομὴν τῆς ἐγκλίσεως ἐπὶ τῆς γῆς παριστῶμεν γραφικῶς ἑνώνοντες ἐπὶ τοῦ γεωγραφικοῦ χάρτου διὰ καμπύλων τοὺς τόπους, εἰς τοὺς ὁποίους ἡ ἔγκλισις ἔχει τὴν αὐτὴν τιμήν. Τὰς καμπύλας ταύτας ὀνομάζομεν *καμπύλας ἴσης ἐγκλίσεως* ἢ *ἰσοκλινεῖς*.

Καὶ ἡ ἔγκλισις μεταβάλλεται, ὅπως καὶ ἡ ἀπόκλισις, χρονίως, περιοδικῶς καὶ ἀτάκτως.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

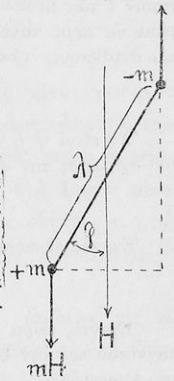
§ 883. *Ὁριζοντία συνιστῶσα.* Τὴν ἔντασιν Η τῆς ὁριζοντίας συνιστώσης τοῦ γηΐνου μαγνητικοῦ πεδίου εὑρίσκομεν κατὰ μέθοδον ὑποδειχθεῖσαν ὑπὸ τοῦ Gauss ὡς ἑξῆς:

Ἂν ἐξαρτήσωμεν ὁριζοντίως διὰ νήματος μὴ ἀναπτύσσοντος αἰσθητὸν κατευθῦνον ζεῦγος, π. χ. δι' ἀκλώστου λεπτοῦ μεταξίνου νήματος, μαγνήτην μὲ πόλους $\pm m$ εἰς ἀπόστασιν λ ἀπ' ἀλλήλων, θὰ λάβῃ οὗτος ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γηΐνου πεδίου τὴν διεύθυνσιν ἀπὸ βορρᾶ πρὸς νότον, καὶ ἂν τὸν ἀπομακρύνωμεν ἀπὸ τὴν κατεύθυνσιν ταύτην, θὰ ἐκτελέσῃ περιοδικὰς αἰωρήσεις. Πράγματι, ἂν εἶναι Η ἡ ἔντασις τῆς ὁριζοντίας συνιστώσης τοῦ πεδίου, ἐπὶ τῶν πόλων $\pm m$ τοῦ μαγνήτου ἐνεργοῦν δυνάμεις ἴσαι καὶ ἀντίθετοι, τῶν ὁποίων ἡ ἀπόλυτος τιμὴ εἶναι mH. Ἂν ἀποκλίνῃ ὁ μαγνήτης ἀπὸ τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας κατὰ τὴν μικρὰν γωνίαν φ (σχ. 599), ἀναπτύσσεται ζεῦγος ἐπαναφορᾶς (*), τοῦ ὁποίου ἡ ροπή, καθὼς εὐκόλως ἐκ τοῦ σχήματος φαίνεται, εἶναι ἴση πρὸς mHλημφ ἤ, ἐπειδὴ ἡ γωνία φ εἶναι πολὺ μικρά, ἴση πρὸς mHλφ. Τὸ κατευθῦνον ζεῦγος εἶναι λοιπὸν

$$m H \lambda = M H$$

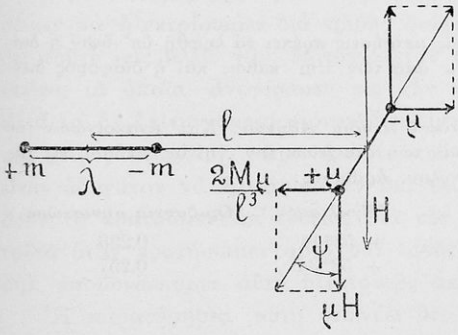
ὅπου $M = m\lambda$ ἡ ροπὴ τοῦ μαγνήτου. Οὕτω ὁ μαγνήτης θὰ ἐκτελέσῃ αἰωρήσεις περιοδικὰς καὶ ἂν εἶναι Κ ἡ ροπὴ ἀδρανείας αὐτοῦ, ὁ χρόνος μιᾶς πλήρους αἰωρήσεως θὰ εἶναι

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{K}{MH}}$$



Σχ. 599.

Ἐπειδὴ ἡ ροπὴ ἀδρανείας τοῦ μαγνήτου εἶναι δύσκολον νὰ ὑπολογισθῇ, εὑρίσκομεν τὴν τιμὴν τοῦ κατευθύνοντος ζεύγους κατὰ τὴν μέθοδον, ἡ ὁποία λεπτομερῶς περιεγράφη εἰς τὴν § 156 τοῦ Α' Τόμου. Οὕτω διὰ τῆς πρώτης ταύτης μετρήσεως εὑρίσκομεν τὴν τιμὴν τοῦ γινομένου MH, ἔστω MH=A.



Σχ. 600.

Λαμβάνομεν τώρα βοηθητικὴν μαγνητικὴν βελόνην ἀποκλίσεως καί, ἀφοῦ ἀφίσωμεν αὐτὴν νὰ λάβῃ τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ, τοποθετοῦμεν, ὅπως εἰς τὸ σχ. 600 φαίνεται, τὸν μαγνήτην μὲ τὴν ροπὴν Μ. Οἱ πόλοι αὐτοῦ $\pm m$ εὑρίσκονται ἐπ' εὐθείας μὲ τὸ μέσον τῆς μαγνητικῆς βελόνης, εἶναι δὲ ἡ εὐθεῖα αὕτη κάθετος ἐπὶ τὸν μαγνητικὸν μεσημβρινόν.

(*) Τὸ ὅτι ἐπὶ οἱουδήποτε μαγνήτου εὑρισκομένου ἐντὸς τοῦ γηΐνου πεδίου ἐνεργεῖ *μόνον ζεῦγος* καὶ ὄχι συνισταμένη δύναμις ἀποδεικνύει ὅτι εἰς πάντα μαγνήτην ὑπάρχουν ἴσα ποσὰ ἀντιθέτων μαγνητισμῶν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἕνεκα τῆς ἐπιδράσεως τοῦ μαγνήτου ἡ μαγνητικὴ βελόνη θὰ ἀποκλίνῃ ἐκ τῆς ἀρχικῆς θέσεως καὶ θὰ λάβῃ τὴν διεύθυνσιν τῶν συνισταμένων δυνάμεων τῶν προερχομένων ἀπὸ τὸ γῆϊνον πεδίον καὶ ἀπὸ τὸν μαγνήτην.

Ἂν εἶναι ±μ οἱ πόλοι τῆς βελόνης, ἐνεργοῦν ἐπ' αὐτῶν ἕνεκα τοῦ γηΐνου πεδίου δυνάμεις ἴσαι καὶ ἀντίθετοι, παράλληλοι πρὸς τὸ πεδίον, τῶν ὁποίων ἡ ἔντασις εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν μH.

Θεωροῦμεν τώρα τὸν μαγνήτην καὶ τὴν βελόνην μικρὰ ὡς πρὸς τὴν ἀπόστασιν l τῶν μέσων αὐτῶν. Ὁ μαγνήτης, εὑρισκόμενος εἰς τὴν πρώτην κυρίαν θέσιν ὡς πρὸς τοὺς πόλους ±μ, ἀσκεῖ ἐπ' αὐτῶν δυνάμεις παραλλήλους, ἴσας καὶ ἀντιθέτους, τῶν ὁποίων ἡ ἔντασις κατ' ἀπόλυτον τιμὴν εἶναι ἴση πρὸς

$$\frac{2M\mu}{l^3}.$$

Ἂν εἶναι ψ ἡ γωνία, κατὰ τὴν ὁποίαν ἀπέκλινεν ἡ βελόνη, εὑρίσκομεν ἐκ τοῦ σχήματος τὴν σχέσιν

$$\varepsilon\varphi\,\psi = \frac{2M\mu}{l^3} : \mu H = \frac{2}{l^3} \cdot \frac{M}{H}$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης εὑρίσκομεν τὴν τιμὴν τοῦ πηλίκου M : H ἔστω

$$\frac{M}{H} = B.$$

Ἔχοντες τώρα τὰς τιμὰς τῶν MH καὶ M : H εὑρίσκομεν τὴν ροπὴν τοῦ μαγνήτου καὶ τὴν ἔντασιν τῆς ὁριζοντίας συνιστώσης τοῦ γηΐνου πεδίου κατὰ τὰς ἐξισώσεις

$$M = \sqrt{AB} \qquad H = \sqrt{\frac{A}{B}}$$

Ἡ συσκευὴ διὰ τῆς ὁποίας ἐκτελοῦνται αἱ μετρήσεις αὗται ὀνομάζεται *μαγνητόμετρον*.

Ἐννοεῖται ὅτι εἰς τὰς ἀκριβεῖς μετρήσεις πρέπει νὰ ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ἡ διάφορος ἀπόστασις τῶν πόλων ±μ ἀπὸ τῶν ±m καθὼς καὶ ἡ διάφορος διεύθυνσις τῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων.

§ 884. *Στοιχεῖα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου Ἀθηνῶν.* Κατ' ἀνακοίνωσιν τοῦ Ἀστεροκοπείου Ἀθηνῶν αἱ τιμαὶ τῶν στοιχείων τοῦ γηΐνου πεδίου εἰς τὰς Ἀθήνας εἶναι αἱ ἑξῆς εἰς στρογγύλους ἀριθμούς:

	Ἀπόκλισις	*Ἔγκλισις*	*Ὁριζοντία συνιστῶσα*
24 Φεβρ. 1912.	−4° 27′ (Δυτ.)	+ 52° 14′	0,236
23 Μαΐου 1924.	−2° 36′ (Δυτ.)	+ 52° 34′	0,257

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

ΣΤΑΤΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

§ 885. ***Πρῶται ἔννοιαι.*** Ἀπὸ τῆς ἀρχαιότητος εἶναι γνωστὸν ὅτι τὸ ἤλεκτρον τριβόμενον διὰ μαλλίνου ὑφάσματος ἀποκτᾷ τὴν ἰδιότητα νὰ ἕλκῃ ἐλαφρὰ σώματα, π. χ. τρίχας, πτερά, τεμάχια χάρτου κ. λ. Τὴν ἰδιότητα ταύτην ἀποκτοῦν τριβόμενα διὰ ξηροῦ μαλλίνου ὑφάσματος ἢ διὰ δορᾶς αἰλούρου καὶ ἄλλαι οὐσίαι, π. χ. ἡ ὕαλος, τὸ θεῖον, ὁ ἱσπανικὸς κηρός, διάφοροι ρητῖναι, ὁ ἐβονίτης, ἡ πορσελάνη.

Ἐπειδὴ τὰ φαινόμενα ταῦτα παρετηρήθησαν πρῶτον εἰς τὸ ἤλεκτρον, ὀνομάζονται *ἠλεκτρικά*, τὸ αἴτιον τὸ προκαλοῦν αὐτὰ ὀνομάζεται *ἠλεκτρισμός*, καὶ τὰ σώματα, τὰ ὁποῖα διὰ τριβῆς ἀπέκτησαν τὴν ἰδιότητα νὰ ἕλκουν ἄλλα ὀνομάζονται *ἠλεκτρισμένα*.

§ 886. ***Καλοὶ καὶ κακοὶ ἀγωγοὶ ἢ μονωταί.*** Ἂν προσπαθήσωμεν νὰ ἠλεκτρίσωμεν διὰ τριβῆς διάφορα σώματα, παρατηροῦμεν ὅτι τοῦτο εἰς ἄλλα μὲν ἐπιτυγχάνεται ἀμέσως, καὶ τοιαῦτα εἶναι ἐκεῖνα, τὰ ὁποῖα ἀνεφέραμεν εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, εἰς ἄλλα δὲ ἐπιτυγχάνεται μόνον ὅταν μεταξὺ αὐτῶν καὶ τῆς κρατούσης χειρὸς μεσολαβῇ σῶμα ἀπὸ τὰ τοῦ πρώτου εἴδους. Οὕτω π. χ. εἶναι ἀδύνατον νὰ ἠλεκτρίσωμεν διὰ τριβῆς τεμάχιον μετάλλου ἐφ' ὅσον τὸ κρατοῦμεν ἀπ' εὐθείας διὰ τῆς χειρός, ἐπιτυγχάνομεν ὅμως τοῦτο ὅταν κρατήσωμεν αὐτὸ διὰ λαβῆς ἐξ ὑάλου ἢ πορσελάνης ἂν δηλ. *ἀπομονώσωμεν* αὐτὸ ἠλεκτρικῶς ἀπὸ τὸ σῶμα μας.

Ἡ παρατήρησις αὕτη δεικνύει ὅτι τὰ μέταλλα π. χ. δὲν εἶναι ἀνεπίδεκτα ἠλεκτρίσεως, ἀλλ' ὅτι ὁ *ἠλεκτρισμός*, οἱανδήποτε καὶ ἂν δεχθῶμεν τὴν φύσιν αὐτοῦ, ἐπὶ μὲν τῶν σωμάτων τῆς πρώτης τάξεως παραμένει, ἐπὶ δὲ τῶν τῆς δευτέρας δὲν ἠμπορεῖ νὰ παραμείνῃ ἂν δὲν ἐμποδισθῇ ἡ ἐκφυγὴ αὐτοῦ διὰ τῆς παρεμβολῆς σώματος ἐκ τῶν τῆς πρώτης τάξεως. Διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν τὰς οὐσίας ἀπὸ τὰς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὁποίας ἀποτελοῦνται τὰ σώματα τῆς πρώτης τάξεως *κακοὺς ἀγωγοὺς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἢ μονωτάς*, τὰς δὲ οὐσίας, ἀπὸ τὰς ὁποίας ἀποτελοῦνται τὰ σώματα τῆς δευτέρας τάξεως, *καλοὺς ἀγωγοὺς ἢ καὶ ἁπλῶς ἀγωγοὺς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ*. Σημειωτέον ὅτι αἱ ἔννοιαι τοῦ καλοῦ ἢ κακοῦ ἀγωγοῦ δὲν εἶναι ἀπόλυτοι, ἀλλὰ σχετικαί, ἐνταῦθα ὅμως θεωροῦμεν κυρίως τὰς ἄκρας περιπτώσεις. Οὕτω π. χ. ἀγωγοὶ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ εἶναι τὰ μέταλλα, μονωταὶ δὲ ἡ ὕαλος, τὸ θεῖον, ἡ ρητίνη, τὸ ἤλεκτρον, ἡ πορσελάνη, ὁ ἐβονίτης, ἡ παραφφίνη, ἡ μέταξα.

§ 887. *Ἠλεκτρικαὶ ἕλξεις καὶ ἀπώσεις. Θετικὸς καὶ ἀρνητικὸς ἠλεκτρισμός.* Ἂν ἐξαρτήσωμεν διὰ νήματος ὑαλίνην ράβδον, τὴν ὁποίαν ἠλεκτρίσαμεν τρίβοντες αὐτὴν διὰ ξηροῦ μαλλίνου ὑφάσματος ἢ δορᾶς γαλῆς, καὶ πλησιάσωμεν ὁμοίαν ἠλεκτρισθεῖσαν ὑαλίνην πάλιν ράβδον, παρατηροῦμεν *ἄπωσιν*. Ὁμοίως παρατηροῦμεν *ἄπωσιν* ὅταν εἰς ἐξηρτημένην ἠλεκτρισθεῖσαν ράβδον ἐξ ἐβονίτου πλησιάσωμεν ἠλεκτρισμένην ράβδον ἐξ ἐβονίτου. Ἂν ὅμως εἰς τὴν ὑαλίνην ἠλεκτρισμένην ράβδον πλησιάσωμεν τὴν ἠλεκτρισμένην ἐξ ἐβονίτου ράβδον, παρατηροῦμεν *ἕλξιν*.

Πειρώμενοι κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον μὲ διάφορα σώματα, εὑρίσκομεν ὅτι ἠμποροῦμεν νὰ χωρίσωμεν τοὺς μονωτὰς εἰς δύο τάξεις καὶ ὅτι δύο μονωταὶ τῆς αὐτῆς τάξεως ἠλεκτριζόμενοι *ἀπωθοῦνται* δύο δὲ μονωταὶ διαφόρων τάξεων ἠλεκτριζόμενοι *ἕλκονται*.

Τὰ φαινόμενα τῶν ἠλεκτρικῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων, ποιοτικῶς κατὰ πρῶτον ἐξεταζόμενα, εἶναι ἐντελῶς ἀνάλογα πρὸς τὰ τῶν μαγνητικῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων, καὶ διὰ νὰ δώσωμεν μίαν πρώτην ἐξήγησιν αὐτῶν δεχόμεθα, ὅπως καὶ πρὸς ἐξήγησιν τῶν μαγνητικῶν φαινομένων, τὴν ὕπαρξιν δύο *ἀβαρῶν ρευστῶν*, τῶν *ἠλεκτρικῶν ρευστῶν*, εἰς τὰ ὁποῖα ὀφείλονται τὰ ἠλεκτρικὰ φαινόμενα, καὶ τὰ ὁποῖα ἠμποροῦμεν νὰ ὀνομάσωμεν *ἠλεκτρικὸν ρευστὸν τῆς ὕαλου* καὶ *ἠλεκτρικὸν ρευστὸν τοῦ ἐβονίτου*, ἐπεκράτησεν ὅμως νὰ ὀνομάζωνται *θετικὸν ἠλεκτρικὸν ρευστὸν* (ὕαλος) καὶ *ἀρνητικὸν ἠλεκτρικὸν ρευστὸν* (ἐβονίτης) ἢ ἁπλούστερον *θετικὸς ἠλεκτρισμὸς* (+) καὶ *ἀρνητικὸς ἠλεκτρισμὸς* (—) (*).

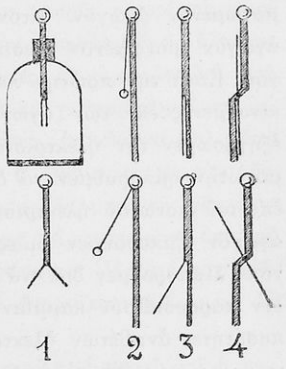
Ὁ ποιοτικὸς νόμος τῶν ἠλεκτρικῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων εἶναι ἐντελῶς ἀνάλογος πρὸς τὸν νόμον τῶν μαγνητικῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων. *Ὁμώνυμοι ἠλεκτρισμοὶ ἀπωθοῦνται, ἑτερώνυμοι δὲ ἕλκονται.*

(*) Τὸ εἶδος τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, ὁ ὁποῖος ἀναφαίνεται ἐπὶ τοῦ τριβομένου σώματος ἐξαρτᾶται καὶ ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ τρίβοντος σώματος (πρβλ. § 889, 890).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 888. *Ἠλεκτροσκόπια.* Ἡ ἄπωσις τῶν ὁμωνύμων ἠλεκτρισμῶν ἠμπορεῖ νὰ μᾶς χρησιμεύσῃ πρὸς κατασκευὴν ὀργάνων, διὰ τῶν ὁποίων ἀναγνωρίζομεν ἂν σῶμα τι εἶναι ἠλεκτρισμένον. Τὰ ὄργανα ταῦτα ὀνομάζονται *ἠλεκτροσκόπια.*

Τὸ ἁπλούστατον ἠλεκτροσκόπιον ἀποτελεῖται ἀπὸ μεταλλινον στέλεχος μονωμένον, στηριζόμενον δηλ. ἐπὶ στηρίγματος ἐκ κακοῦ ἀγωγοῦ, ἀπὸ τὸ ὁποῖον κρέμανται δύο φύλλα χάρτου ἢ λεπτοτάτου μεταλλίνου ἐλάσματος (σχ. 601, 1). Ὅταν τὸ στέλεχος εἶναι ἠλεκτρισμένον, τὰ δύο φύλλα ἀπωθούμενα διΐστανται καὶ ἡ γωνία, τὴν ὁποίαν σχηματίζουν πρὸς ἄλληλα, ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς ἐκτίμησιν τῆς *ποσότητος* τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, ὁ ὁποῖος ὑπάρχει εἰς τὸ στέλεχος. Τὸ ἄκρον τοῦ στελέχους, τὸ ὁποῖον φέρει τὰ φύλλα, εὑρίσκεται συνήθως ἐντὸς δοχείου εἴτε ὑαλίνου (φιάλης) εἴτε μεταλλίνου μὲ δύο ὑάλινα παράθυρα. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην τὸ στέλεχος ἀπομονοῦται ἀπὸ τὸ δοχεῖον διὰ τεμαχίου ἠλέκτρου. Τὸ ἄνω μέρος τοῦ στελέχους καταλήγει εἰς δίσκον ἢ σφαῖραν.



Σχ. 601.

Ἄλλην μορφὴν τοῦ ἠλεκτροσκοπίου παριστᾷ τὸ σχ. 601, 2. Κατακόρυφον μετάλλινον ἢ καὶ ξύλινον στέλεχος φέρει ἐξηρτημένον ἐκ τοῦ ἀνωτέρου αὐτοῦ μέρους διὰ νήματος ἀγωγοῦ (λινοῦ) ἢ διὰ λεπτοῦ σύρματος μικρὸν σφαιρίδιον ἀπὸ ἐντεριώνην ἀκτέας (κουφοξυλιᾶς). Ἂν τὸ στέλεχος φορτισθῇ μὲ ἠλεκτρισμόν, τὸ σφαιρίδιον ὁμωνύμως ἠλεκτριζόμενον ἀπωθεῖται. Καὶ ἐνταῦθα ἡ ἀπόκλισις τοῦ φέροντος τὸ σφαιρίδιον νήματος ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς ἐκτίμησιν τῆς ποσότητος τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.

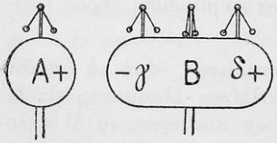
Εἰς τὸ σχ. 601, 3 ἔχομεν στέλεχος μετάλλινον, ἀπὸ τὸ ὁποῖον ἐξαρτᾶται ἓν μόνον φύλλον χάρτου ἢ μεταλλίνου ἐλάσματος, εἰς δὲ τὸ σχ. 601, 4 ἔχομεν δύο στελέχη, τὸ μὲν ἓν σταθερόν, τὸ δὲ ἄλλο συνδεόμενον πρὸς τὸ πρῶτον δι' ἀρθρώσεως.

Πρὸς μέτρησιν τῆς ἀποκλίσεως τοῦ κινητοῦ μέρους, φύλλου ἢ στελέχους, φέρουν πολλάκις τὰ ἠλεκτροσκόπια κλίμακα καὶ ὀνομάζονται τότε *ἠλεκτρόμετρα.*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 889. *Διάφοροι τρόποι ἠλεκτρίσεως.* Περιεγράψαμεν ἤδη τὴν διὰ τριβῆς ἠλέκτρισιν τῶν κακῶν ἀγωγῶν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ. Ἠμποροῦμεν ἐπίσης νὰ ἠλεκτρίσωμεν ἀγωγὸν μονωμένον, π. χ. σφαῖραν μεταλλίνην στηριζομένην ἐπὶ ὑαλίνου ποδός, κτυπῶντες διὰ δορᾶς γαλῆς. Ἂν ὁ ἀγωγὸς συνδέεται διὰ σύρματος μὲ τὸ στέλεχος ἠλεκτροσκοπίου, παρατηροῦμεν διάστασιν τῶν φύλλων ἐνδεικτικὴν τῆς ἠλεκτρίσεως. Ἠμποροῦμεν ἐπίσης νὰ φορτίσωμεν δι' ἠλεκτρισμοῦ μονωμένον ἀγωγὸν θέτοντες αὐτὸν εἰς ἐπαφὴν μὲ ἠλεκτρισμένον ἀγωγὸν (μονωμένον φυσικὰ) ἢ καὶ μὲ ἠλεκτρισμένον κακὸν ἀγωγόν. Κατὰ τὴν πρώτην περίπτωσιν ὁ ἠλεκτρισμός, ἐλευθέρως μετακινούμενος ἐπὶ τῶν ἀγωγῶν, κατανέμεται εἰς ἀμφοτέρους. Διὰ νὰ ἐξηγήσωμεν τὴν ἠλέκτρισιν ἀγωγοῦ δι' ἐπαφῆς πρὸς ἠλεκτρισμένον μονωτὴν ἠμποροῦμεν νὰ δεχθῶμεν ὅτι κατὰ τὴν ἐπαφὴν μέρος τοῦ ἐπὶ τοῦ μονωτοῦ ἠλεκτρισμοῦ κατορθώνει νὰ μεταπηδήσῃ εἰς τὸν ἀγωγόν, ἠμποροῦμεν ὅμως καὶ ἄλλως νὰ ἐξηγήσωμεν τὸ φαινόμενον. Ἠμποροῦμεν δηλ. νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἐπὶ τῶν σωμάτων, τὰ ὁποῖα δὲν παρουσιάζουν καμμίαν ἠλεκτρικὴν ἐκδήλωσιν, ὑπάρχουν ἴσαι ποσότητες ἀντιθέτων ἠλεκτρισμῶν (πρβλ. § 851) ἀποτελοῦσαι *οὐδέτερον ρευστόν*. Τὸ οὐδέτερον τοῦτο ρευστὸν ἀναλύεται ὑπὸ τῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων τοῦ ἐπὶ τοῦ μονωτοῦ ἠλεκτρισμοῦ καὶ ἕλκεται μὲν ὁ ἑτερώνυμος ἠλεκτρισμὸς ἀπωθεῖται δὲ ὁ ὁμώνυμος. Ὅταν τὰ δύο σώματα ἔλθουν εἰς ἐπαφήν, μέρος τοῦ ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ ἑτερωνύμου ἠλεκτρισμοῦ μεταβαίνει εἰς τὸν μονωτὴν καὶ συντίθεται μετὰ τοῦ ἐπ' αὐτοῦ ἠλεκτρισμοῦ εἰς οὐδέτερον ρευστόν, οὕτω δὲ παραμένει ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ ἀντίστοιχος περίσσεια ἠλεκτρισμοῦ, ὁμωνύμου πρὸς τὸν ἠλεκτρισμὸν τοῦ μονωτοῦ.

Τὴν ὀρθότητα τῆς ἐκδοχῆς περὶ ὑπάρξεως οὐδετέρου ρευστοῦ καὶ ἀναλύσεως αὐτοῦ διὰ τῆς *ἐπιδράσεως* ἠλεκτρισμένου σώματος δεικνύομεν ὡς ἑξῆς. Πλησιάζομεν ἠλεκτρισμένον σῶμα Α (μονωτὴν ἢ ἀγωγὸν) πρὸς μονωμένον ἐπιμήκη ἀγωγὸν Β (σχ. 602), ὁ ὁποῖος φέρει εἰς τὰ ἄκρα καὶ εἰς τὸ μέσον ἁπλᾶ ἠλεκτροσκόπια. Παρατηροῦμεν ὅτι, ὅταν τὸ σῶμα Α πλησιάσῃ πρὸς τὸν ἀγωγόν, τὰ φύλλα τῶν ἠλεκτροσκοπίων γ καὶ δ διίστανται, ἐνῷ



Σχ. 602.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὰ τοῦ μεσαίου μένουν ὅπως καὶ πρίν. Ἂν ἀπομακρύνωμεν τὸ σῶμα Α, τὰ φύλλα τῶν ἠλεκτροσκοπίων γ καὶ δ καταπίπτουν, ἀπόδειξις ὅτι ὁ ἀγωγὸς ἐπανῆλθεν εἰς τὴν οὐδετέραν κατάστασιν.

Ἠμποροῦμεν νὰ ἠλεκτρίσωμεν μονίμως τὸν ἀγωγόν, ἂν φέρωμεν αὐτὸν εἰς ἐπαφὴν πρὸς τὸ ἠλεκτρισμένον σῶμα Α. Μέρος τότε τοῦ ἐπὶ τοῦ Α ἠλεκτρισμοῦ ἐξουδετεροῦται ἀπὸ ἴσον μέρος τοῦ ἐπὶ τοῦ Β ἀντιθέτου ἠλεκτρισμοῦ καὶ ἐπὶ τοῦ Β παραμένει οὕτω ἠλεκτρισμὸς *ὁμώνυμος* πρὸς τὸν τοῦ Α. Ἂν, χωρὶς νὰ φέρωμεν τὰ σώματα Α καὶ Β εἰς ἐπαφήν, θέσωμεν τὸν ἀγωγὸν (Β) εἰς ἠλεκτρικὴν συγκοινωνίαν μὲ τὸ ἔδαφος, ἐγγίζοντες π. χ. αὐτὸν διὰ τοῦ δακτύλου *εἰς οἱονδήποτε σημεῖον*, ἔστω καὶ τὸ γ, παρατηροῦμεν ὅτι τὰ φύλλα τοῦ ἠλεκτροσκοπίου δ καταπίπτουν, ἐκδιώκεται δηλ. ὑπὸ τῆς ἀπώσεως τοῦ ἐπιδρῶντος ἠλεκτρισμοῦ ὁ ὁμώνυμος εἰς τὴν γῆν. Ἂν τώρα, ἀφοῦ προηγουμένως διακόψωμεν τὴν μετὰ τῆς γῆς συγκοινωνίαν τοῦ Β, ἀπομακρύνωμεν τὸ σῶμα Α, παραμένει ἐπὶ τοῦ Β ἠλεκτρισμὸς *ἑτερώνυμος* πρὸς τὸν ἐπιδράσαντα. Ἡ κατὰ τὸν τρόπον τοῦτον ἠλέκτρισις μονωμένου ἀγωγοῦ ὀνομάζεται *ἠλέκτρισις δι' ἐπιδράσεως*.

Πρὸς τὴν ἐκδοχὴν τοῦ οὐδετέρου ρευστοῦ συμφωνεῖ καὶ ἡ παρατήρησις ὅτι, ὅταν ἠλεκτρίζωμεν σῶμα τι διὰ τριβῆς, παράγονται πάντοτε ἐπὶ τῶν δύο τριβομένων σωμάτων ἀντίθετα καὶ ἴσα ποσὰ ἠλεκτρισμοῦ.

§ 890. ***Ἀναγνώρισις τῆς ὑπάρξεως ἠλεκτρισμοῦ καὶ τοῦ σημείου αὐτοῦ διὰ τοῦ ἠλεκτροσκοπίου***. Διὰ νὰ ἀναγνωρίσωμεν ἂν σῶμα τι εἶναι φορτισμένον μὲ ἠλεκτρισμὸν δὲν εἶναι ἀνάγκη νὰ φέρωμεν αὐτὸ εἰς ἐπαφὴν μὲ ἠλεκτροσκόπιον ἀλλ' ἀρκεῖ νὰ πλησιάσωμεν αὐτὸ ἁπλῶς πρὸς τὸ σφαιρίδιον τοῦ στελέχους τοῦ ἠλεκτροσκοπίου. Ἂν τὸ σῶμα εἶναι ἠλεκτρισμένον, ὁμώνυμος ἠλεκτρισμὸς συσσωρεύεται ἐξ ἐπιδράσεως εἰς τὰ φύλλα τοῦ ἠλεκροσκοπίου, τὰ ὁποῖα οὕτω ἀποκλίνουν.

Ἀλλὰ καὶ τὸ σημεῖον τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἠμποροῦμεν νὰ ἀναγνωρίσωμεν διὰ τοῦ ἠλεκτροσκοπίου. Φορτίζομεν πρῶτον τὸ ἠλεκτροσκόπιον δι' ἠλεκτρισμοῦ γνωστοῦ σημείου, π. χ. θετικοῦ. Πρὸς τοῦτο ἐπιδρῶμεν ἐπ' αὐτοῦ δι' ἠλεκτρισμένης ῥάβδου ἐξ ἐβονίτου, ἀποδιώκομεν, ἐγγίζοντες διὰ τοῦ δακτύλου τὸ σφαιρίδιον, τὸν ὁμώ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νυμον πρὸς τὸν ἐπιδρῶντα ἠλεκτρισμὸν (ἀρνητικὸν) καὶ ἀπομακρύνομεν ἔπειτα τὴν ἐξ ἐβονίτου ράβδον. Ἂν εἰς τὸ σφαιρίδιον τοῦ οὕτω *θετικῶς* φορτισμένου ἠλεκτροσκοπίου πλησιάσωμεν σῶμα θετικῶς ἠλεκτρισμένον, ἔρχεται εἰς τὰ φύλλα ἐκ τῆς νέας ταύτης ἐπιδράσεως καὶ ἄλλη ποσότης θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ καὶ ἑπομένως ταῦτα διίστανται ἀκόμη περισσότερον, ἂν δὲ πλησιάσωμεν σῶμα ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένον, ἔλκεται μέρος τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ τῶν φύλλων πρὸς τὸ σφαιρίδιον (ἢ, ὅπερ τὸ αὐτό, ἔρχεται εἰς τὰ φύλλα ποσότης ἀρνητικοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐξουδετεροῦσα μέρος τοῦ ὑπάρχοντος θετικοῦ) καὶ τὰ φύλλα συγκλίνουν.

Οὕτω ἂν τρίψωμεν ὑαλίνην ράβδον δι' ἄλλης, τῆς ὁποίας τὸ ἄκρον περιβάλλεται μὲ μάλλινον ὕφασμα, παρατηροῦμεν, πλησιάζοντες αὐτὰς ἐναλλὰξ πρὸς φορτισμένον ἠλεκτροσκόπιον, ὅτι ἡ μὲν γυμνὴ ὑαλίνη ράβδος ἔχει ἠλεκτρισθῇ θετικῶς, τὸ δὲ ὕφασμα ἀρνητικῶς.

Σημειωτέον ὅτι, ἂν ἡ ἐπιδρῶσα ποσότης εἶναι πολὺ μεγάλη καὶ ἑτερώνυμος πρὸς τὸν ἠλεκτρισμὸν τοῦ ἠλεκτροσκοπίου, εἶναι δυνατὸν τὰ φύλλα κατ' ἀρχὰς νὰ συγκλίνουν καὶ ὅταν τὸ ἐπιδρῶν σῶμα πλησιάσῃ πολὺ πρὸς τὸ σφαιρίδιον πάλιν νὰ ἀποκλίνουν. Ἐπίσης, ἂν πλησιάσωμεν πρὸς τὸ σφαιρίδιον φορτισμένου ἠλεκτροσκοπίου ἀγωγὸν μὴ ἠλεκτρισμένον, π.χ. τὴν χεῖρα μας παρατηροῦμεν σύγκλισιν τῶν φύλλων· διότι ὁ ἠλεκτρισμὸς τοῦ ἠλεκτροσκοπίου ἀναλύει τὸ οὐδέτερον ρευστὸν τοῦ σώματος καὶ ἕλκει τὸν ἑτερώνυμον, ἀπωθεῖ δὲ τὸν ὁμώνυμον ὁ ὁποῖος ἀπέρχεται εἰς τὴν γῆν. Ἀλλ' ὁ ἤδη ἐπὶ τοῦ σώματος ὑπάρχων ἑτερώνυμος ἠλεκτρισμὸς ἕλκει τὸν ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροσκοπίου, ὁ ὁποῖος οὕτω συσσωρεύεται κατὰ προτίμησιν εἰς τὸ σφαιρίδιον. Ἐπὶ τῶν φύλλων ὑπάρχει τώρα ὀλιγώτερος ἠλεκτρισμὸς καὶ διὰ τοῦτο ταῦτα συγκλίνουν.

Ἂν ὁ ἀγωγός, τὸν ὁποῖον πλησιάζομεν πρὸς τὸ σφαιρίδιον εἶναι μονωμένος, παρατηρεῖται πάλιν σύγκλισις, μικροτέρα ὅμως παρὰ ὅταν ὁ ἴδιος ἀγωγός, εἰς τὴν αὐτὴν θέσιν εὑρισκόμενος, συγκοινωνῇ μὲ τὸ ἔδαφος. Διότι τώρα ὁ ὁμώνυμος ἠλεκτρισμὸς παραμένει ἐπ' αὐτοῦ, εὑρίσκεται ὅμως εἰς μεγαλυτέραν ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ σφαιριδίου παρὰ ὁ ἑτερώνυμος, καὶ διὰ τοῦτο, καθὼς κατωτέρω θὰ ἴδωμεν, ὑπερισχύει πάλιν ἡ ἕλξις τοῦ ἑτερωνύμου ἠλεκτρισμοῦ, ἐλαττουμένη μόνον κατά τι ἐκ τῆς ἀπώσεως τοῦ ὁμωνύμου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 891. ***Κατανομὴ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐπὶ τῶν σωμάτων.*** Ἡ κατανομὴ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ εἰς τοὺς μονωτὰς ἠμπορεῖ νὰ εἶναι ποικίλη. Ἐπειδὴ ὁ ἠλεκτρισμὸς δὲν ἠμπορεῖ νὰ μετακινηθῇ, φορτίον ἠλεκτρικὸν ὁπωσδήποτε ὑπάρχον εἴτε ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας εἴτε ἐντὸς τῆς μάζης τοῦ μονωτοῦ θὰ ἐξακολουθήσῃ νὰ παραμένῃ ἐκεῖ.

Εἰς τοὺς ἀγωγοὺς τοὐναντίον ὁ ἠλεκτρισμὸς κινεῖται ἐλευθέρως. Διὰ τοῦτο εἶναι ἀδύνατον νὰ παραμείνῃ ἠλεκτρικὸν φορτίον *ἐντὸς τῆς μάζης* ἀγωγοῦ, διότι καὶ ἂν κατά τινα στιγμὴν ὑφίστατο τοιοῦτον φορτίον τὰ στοιχειώδη αὐτοῦ μέρη θὰ ἀπώθουν ἄλληλα πρὸς τὰ ἐξωτερικὰ μέρη, καὶ θὰ κατέληγον εἰς τὴν ἐπιφάνειαν.

Εἰς τοὺς ἀγωγοὺς λοιπὸν ἠλεκτρικὰ φορτία μόνον ἐπὶ τῆς *ἐξωτερικῆς* ἐπιφανείας ἠμποροῦν νὰ παραμείνουν ἐν ἰσορροπίᾳ.

Οὕτω ἂν ἠλεκτρίσωμεν κύλινδρον ἐκ μεταλλίνου πλέγματος, ὁ ὁποῖος φέρει ἐξηρτημένας ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς καὶ τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφανείας λωρίδας χάρτου (ἁπλᾶ ἠλεκτροσκόπια) παρατηροῦμεν ὅτι αἱ ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας λωρίδες διΐστανται, αἱ δὲ ἐπὶ τῆς ἐσωτερικῆς δὲν δεικνύουν καμμίαν μεταβολήν.

Τὴν κατανομὴν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ἀγωγῶν ἐξετάζομεν πειραματικῶς μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ λεγομένου *δοκιμαστικοῦ ἐπιπέδου*, δηλ. μικροῦ δίσκου μεταλλίνου προσηρμοσμένου εἰς μονωτικὴν λαβήν. Τὸν δίσκον τοῦτον φέρομεν εἰς ὅσον τὸ δυνατὸν στενωτέραν ἐπαφὴν πρὸς τὸ μέρος τῆς ἐπιφανείας, τοῦ ὁποίου τὸ φορτίον θέλομεν νὰ μετρήσωμεν, οὕτως ὥστε νὰ ἀποτελέσῃ μέρος τρόπον τινὰ τῆς ἐπιφανείας. Θὰ λάβῃ τότε ὁ δίσκος, ὑποτιθεμένου ὅτι ἐξ αὐτοῦ δὲν παρεμορφώθη αἰσθητῶς ἡ κατανομὴ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, φορτίον ἴσον πρὸς τὸ φορτίον ἴσου μέρους τῆς ἐπιφανείας εἰς τὸ μέρος τῆς ἐπαφῆς, μεταφέροντες δὲ τὸ φορτίον τοῦτο δι' ἐπαφῆς εἰς ἠλεκτροσκόπιον ἠμποροῦμεν ἐκ τῆς ἀποκλίσεως τῶν φύλλων του νὰ ἐκτιμήσωμεν τὸ ποσὸν αὐτοῦ.

Οὕτω ἀνευρίσκομεν ὅτι εἰς σφαιρικὸν ἀγωγὸν ἡ κατανομὴ τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου εἶναι ὁμοιόμορφος ἐπὶ ὅλης τῆς ἐπιφανείας.

Εἰς ἐπιμήκη ἀγωγὸν περισσότερος ἠλεκτρισμὸς ὑπάρχει κατὰ τὰ ἄκρα τῆς μικροτέρας διαμέτρου.

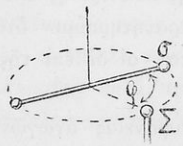
Ἂν ἐξετάσωμεν κοίλην ἠλεκτρισμένην σφαῖραν ἔχουσαν μικρὰν ὀπήν, διὰ τῆς ὁποίας νὰ δύναται νὰ εἰσαχθῇ εἰς τὸ ἐσωτερικόν της

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ δοκιμαστικὸν ἐπίπεδον, εὑρίσκομεν ὅτι ἡ ἐσωτερικὴ ἐπιφάνεια δὲν φέρει οὔτε ἴχνος ἠλεκτρισμοῦ, ὅλον δὲ τὸ φορτίον εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας.

Τονίζομεν ὅτι δὲν ἠμποροῦμεν νὰ ἀνεύρωμεν τὴν κατανομὴν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ συνδέοντες ἀπ' εὐθείας διὰ *μακροῦ* σύρματος τὸ ἠλεκτροσκόπιον μὲ τὰ διάφορα σημεῖα τοῦ ἀγωγοῦ. Διὰ τῆς συνδέσεως καθίσταται τὸ ἠλεκτροσκόπιον μέρος τοῦ ἀγωγοῦ καὶ λαμβάνει ὡρισμένον μέρος τοῦ ὅλου φορτίου ἀνεξαρτήτως τῆς θέσεως εἰς τὴν ὁποίαν τὸ σύρμα ἐγγίζει τὸν ἀγωγόν.

§ 892. ***Νόμος τοῦ Coulomb.*** Τὸν στοιχειώδη νόμον τῶν ἠλεκτρικῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων ἀνεῦρεν ὁ Coulomb διὰ ζυγοῦ στρέψεως ἀναλόγου πρὸς ἐκεῖνον, τὸν ὁποῖον μετεχειρίσθη διὰ τὴν ἔρευναν τῶν μαγνητικῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων (§ 852). Μονωτικὸν στέλεχος ἐξηρτημένον ὁριζοντίως δι' ἐλαστικοῦ σύρματος ἔφερε κατὰ τὸ ἓν ἄκρον μικρὰν ἀγωγὸν σφαῖραν σ (σχ. 603). Φορτίζων δι' ἠλεκτρισμοῦ ταύτην τὴν σφαῖραν ὁ Coulomb παρετήρει τὰς ἐπ' αὐτῆς ἐκ τῆς ἐπίσης φορτισμένης καὶ ἐπὶ μονωτικοῦ στηρίγματος στερεωμένης σφαίρας Σ ἐνεργούσας δυνάμεις, τῶν ὁποίων τὴν ἔντασιν εὗρισκε κατὰ τὸν εἰς τὴν § 852 περιγραφέντα τρόπον. Οὕτω εὗρεν ὁ Coulomb ὅτι ἂν τὰ ἐπὶ τῶν σφαιρῶν Σ, σ φορτία μείνουν ἀμετάβλητα, αἱ ἕλξεις ἢ ἀπώσεις εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογοι τῶν τετραγώνων τῶν ἀποστάσεων τῶν κέντρων τῶν σφαιρῶν, ἂν δέ, διατηρουμένου τοῦ φορτίου τῆς σφαίρας σ καὶ τῆς ἀποστάσεως τῶν κέντρων τῶν σφαιρῶν, μεταβληθῇ τὸ ποσὸν τοῦ ἐπὶ τῆς σφαίρας Σ ὑπάρχοντος ἠλεκτρισμοῦ, αἱ δυνάμεις μεταβάλλονται ἀναλόγως πρὸς τὸ ποσὸν τοῦτο. Τὴν μεταβολὴν τῆς ποσότητος τοῦ ἐπὶ τῆς σφαίρας Σ ἠλεκτρισμοῦ κατὰ τρόπον ἐπιδεκτικὸν μετρήσεως ἐπετύγχανεν ὁ Coulomb φέρων εἰς ἐπαφὴν πρὸς τὴν σφαῖραν Σ ἄλλην σφαῖραν ἐντελῶς ὁμοίαν, μονωμένην καὶ μὴ ἠλεκτρισμένην. Κατὰ τὴν ἐπαφὴν βεβαίως ὁ ἠλεκτρισμὸς κατανέμεται ἐξ ἴσου εἰς τὰς δύο σφαίρας καὶ ἑπομένως ἐπὶ τῆς Σ παραμένει ποσότης ἴση πρὸς τὸ ἥμισυ τῆς ἀρχικῆς.



Σχ. 603.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οὕτω ἐκ τῶν μετρήσεών του συνήγαγεν ὁ Coulomb τὸν ἑξῆς φερώνυμον νόμον:

Αἱ μεταξὺ ἠλεκτρικῶν φορτίων, συγκεντρωμένων εἰς δύο σημεῖα, ἕλξεις ἢ ἀπώσεις εἶναι ἀνάλογοι μὲν πρὸς τὸ γινόμενον τῶν ποσοτήτων αὐτῶν, ἀντιστρόφως δὲ ἀνάλογοι πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἀποστάσεως τῶν δύο σημείων.

Ἂν λοιπὸν ὀνομάσωμεν e_1, e_2 τὰς ποσότητας τοῦ ἠλεκτρισμοῦ καὶ r τὴν ἀπόστασιν αὐτῶν, ἡ ἕλξις ἢ ἄπωσις f (εἰς τὸ κενὸν ἢ κατὰ προσέγγισιν ἐντὸς τοῦ ἀέρος) εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἐξισώσεως

$$(1) \qquad f = \alpha \frac{e_1 . e_1}{r^2}$$

ὅπου τὸ α εἶναι συντελεστὴς ἀναλογίας ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὰς μονάδας.

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην περιέχεται καὶ ὁ ποιοτικὸς κανὼν τῶν ἕλξεων ἢ ἀπώσεων, ἂν συμφωνήσωμεν νὰ παριστῶμεν τὰ θετικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία διὰ θετικῶν ἀριθμῶν, τὰ ἀρνητικὰ δι' ἀρνητικῶν, τὰς ἕλξεις δι' ἀρνητικῶν ἀριθμῶν, τὰς ἀπώσεις διὰ θετικῶν.

Ἂν θέσωμεν $\alpha = 1$ καὶ διατηρήσωμεν ὡς μονάδα μήκους τὸ ἑκατοστόμετρον, μονάδα δὲ δυνάμεως τὴν dyne, ἡ ἐξίσωσις (1) γίνεται

$$(2) \qquad f = \frac{e_1 e_2}{r^2}$$

ὁρίζεται δὲ δι' αὐτῆς ἡ *ἠλεκτροστατικὴ* μονὰς τῆς ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ· διότι, ἂν θέσωμεν $e_1 = \pm e_2 = \pm 1$, $r = 1$, εὑρίσκομεν $f = \pm 1$, ἤτοι: ἠλεκτροστατικὴ μονὰς τῆς ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ εἶναι ἡ ποσότης ἐκείνη, ἡ ὁποία ἐνεργοῦσα ἐπὶ ἴσης ποσότητος ἑτερωνύμου ἢ ὁμωνύμου καὶ εὑρισκομένης εἰς ἀπόστασιν ἴσην πρὸς τὴν μονάδα τοῦ μήκους (1 cm) ἐξασκεῖ ἐπ' αὐτῆς ἕλξιν ἢ ἄπωσιν ἴσην πρὸς τὴν μονάδα τῆς δυνάμεως (1 dyne).

Ἡ ἐξίσωσις (2) εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ἐξίσωσιν τῶν μαγνητικῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων, καί, ἂν δὲν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν τὸ σημεῖον $\pm$, ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ἐξίσωσιν τῆς ἕλξεως τοῦ Νεύτωνος. Διὰ τοῦτο τὰ ποσὰ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, τὰ ἠλεκτρικὰ δηλ. φορτία, ὀνομάζονται πολλάκις καὶ *ἠλεκτρικαὶ μᾶζαι*.

§ 893. ***Ἠλεκτρικὸν ἐκκρεμές.*** Ἡ γνῶσις τοῦ νόμου τοῦ Coulomb μᾶς ἐπιτρέπει νὰ ἐννοήσωμεν τὴν λειτουργίαν ἑνὸς ἁπλουστάτου ὀργάνου, τοῦ *ἠλεκτρικοῦ ἐκκρεμοῦς*. Ἀποτελεῖται τοῦτο ἀπὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σφαιρίδιον ἐντεριώνης ἀκτέας κρεμάμενον διὰ μεταξίνου νήματος ἀπὸ μονωτικὸν στήριγμα, π. χ. ὑάλινον. Ἂν εἰς τὸ σφαιρίδιον πλησιάσωμεν ἠλεκτρισμένον σῶμα, ἀναφαίνονται ἐπ' αὐτοῦ ἴσα ποσὰ ἀντιθέτων ἠλεκτρισμῶν, πρὸς τὸ μέρος μὲν τοῦ ἐπιδρῶντος σώματος ὁ ἑτερώνυμος πρὸς τὸ ἀντίθετον δὲ ὁ ὁμώνυμος. Ὁ ἑτερώνυμος ἠλεκτρισμὸς ἕλκεται, ὁ ὁμώνυμος ἀπωθεῖται, ἀλλ' ἡ ἕλξις τῶν ἑτερωνύμων ἠλεκτρισμῶν ὑπερισχύει ἕνεκα τῆς μικροτέρας ἀποστάσεως καὶ οὕτω τὸ σφαιρίδιον ἕλκεται ἀπὸ τὸ σῶμα. Ἂν τὸ σφαιρίδιον ἔλθῃ εἰς ἐπαφὴν πρὸς τὸ ἠλεκτρισμένον σῶμα, εἴτε εἶναι τοῦτο μονωτὴς εἴτε μονωμένος ἀγωγός, ἠλεκτρίζεται ὁμωνύμως καὶ ἀπωθεῖται.

Διὰ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἐκκρεμοῦς ἠμποροῦμεν οὕτω νὰ ἀναγνωρίσωμεν ἂν σῶμα τι εἶναι ἠλεκτρισμένον, φορτίζοντες δὲ αὐτὸ μὲ γνωστὸν εἶδος ἠλεκτρισμοῦ ἠμποροῦμεν ἐκ τῆς παρατηρουμένης ἕλξεως ἢ ἀπώσεως νὰ ἀναγνωρίσωμεν καὶ τὸ σημεῖον τοῦ ἠλεκτρισμοῦ τοῦ σώματος.

Τὸ ἠλεκτρικὸν ἐκκρεμὲς χρησιμοποιεῖται σήμερον μόνον εἰς πειράματα ἐπιδείξεως. Ἀντ' αὐτοῦ μεταχειριζόμεθα τὰ πολὺ εὐπαθέστερα ἠλεκτροσκόπια.

§ 894. ***Ἠλεκτροστατικὸν πεδίον***. Ἐκ τῆς ταυτότητος τῶν νόμων τῶν ἠλεκτρικῶν καὶ μαγνητικῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων ἕπεται ὅτι ὁ πέριξ ἠλεκτρικῶν φορτίων χῶρος εἶναι *δυναμικὸν πεδίον* ἰδίας φύσεως. Τὸ πεδίον τοῦτο ὀνομάζομεν *ἠλεκτροστατικόν*, διότι ὀφείλεται εἰς ἠλεκτρικὰ φορτία εὑρισκόμενα ἐν στατικῇ καταστάσει, δηλ. ἐν ἀκινησίᾳ, καὶ ἔχει ὅλας τὰς ἰδιότητας, τὰς ὁποίας περιεγράψαμεν σχετικῶς πρὸς τὰ μαγνητικὰ πεδία.

Οὕτω τὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον ἠμπορεῖ νὰ παρασταθῇ γραφικῶς διὰ τῶν δυναμικῶν αὐτοῦ γραμμῶν, ὄχι μόνον ποιοτικῶς ἀλλὰ καὶ ποσοτικῶς, ἀρκεῖ νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἀπὸ τὴν μονάδα τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ *ἀναχωροῦν* 4π δυναμικαὶ γραμμαί, εἰς τὴν μονάδα τοῦ ἀρνητικοῦ ἠλεκτρισμοῦ *καταλήγουν* ἐπίσης 4π δυναμικαὶ γραμμαί, καὶ ὅτι εἰς ἕκαστον σημεῖον τοῦ χώρου ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται διὰ τῆς μονάδος τῆς ἐπιφανείας (1 cm^2), καθέτου ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου.

Θεμελιώδης διαφορὰ τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου ἀπὸ τοῦ μαγνη-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τικοῦ (ἢ μαγνητοστατικοῦ) εἶναι ἡ ἑξῆς: Τὸ ὁλικὸν μαγνητικὸν φορτίον οἱουδήποτε σώματος ἰσοῦται πρὸς μηδέν, εἰς ἕκαστον δηλ. σῶμα περιέχονται πάντοτε ἴσαι ποσότητες ἀντιθέτων μαγνητισμῶν. Οἱ πόλοι δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ χωρισθοῦν, αἱ δυναμικαὶ δηλ. γραμμαὶ (κυρίως αἱ γραμμαὶ μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς) εἶναι *πάντοτε κλεισταὶ* χωρὶς ἀρχὴν ἢ τέλος.

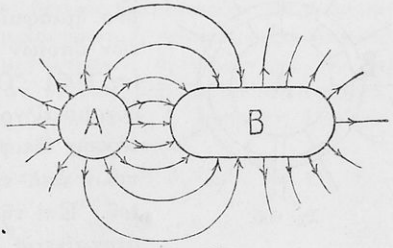
Τοὐναντίον τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία ἠμποροῦν νὰ ὑφίστανται ἀνεξαρτήτως ἀλλήλων οὕτως ὥστε, καθὼς εἴδομεν, ἠμπορεῖ ἓν σῶμα νὰ περιέχῃ μόνον θετικὸν ἢ μόνον ἀρνητικὸν ἠλεκτρισμόν. Αἱ ἠλεκτρικαὶ δυναμικαὶ γραμμαὶ κατὰ ταῦτα ἠμποροῦν νὰ ἔχουν ἀρχὴν ἢ τέλος.

Τὰς ἠλεκτρικὰς ἰδιότητας τῶν μονωτῶν καὶ τῶν ἀγωγῶν ἠμποροῦμεν νὰ ἐξηγήσωμεν δεχόμενοι ὅτι τὰ πέρατα τῶν δυναμικῶν γραμμῶν εἰς μὲν τοὺς μονωτὰς δὲν ἠμποροῦν νὰ μετακινηθοῦν, ἐπὶ δὲ τῆς ἐπιφανείας τῶν ἀγωγῶν κινοῦνται ἐλευθέρως, χωρὶς ὅμως νὰ ἠμποροῦν νὰ ἀποσπασθοῦν ἀπὸ αὐτήν.

Οὕτω ἂν ἔχωμεν σφαιρικὸν ἀγωγὸν ἠλεκτρισμένον μακρὰν οἱουδήποτε ἄλλου σώματος, αἱ ἀρχαὶ ἢ αἱ καταλήξεις τῶν πλευρικῶς ἀπωθουμένων δυναμικῶν γραμμῶν κατανέμονται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ὁμοιομόρφως ἕνεκα τῆς συμμετρίας αὐτῆς. Τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον κατανέμεται ἐπίσης ὁμοιομόρφως καὶ ἡ *πυκνότης* d τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, τὸ πηλίκον δηλ. τοῦ φορτίου e μικροῦ τινος μέρους τῆς ἐπιφανείας διὰ τοῦ ἐμβαδοῦ σ αὐτοῦ, εἶναι σταθερόν, εἶναι δηλ.

$$d = \frac{e}{\sigma} = \text{σταθ.}$$

Ἡ θεωρητικὴ εὕρεσις τῆς κατανομῆς τῶν φορτίων ἐπὶ ἐπιφανειῶν διαφόρων τῆς σφαιρικῆς εἶναι πρόβλημα πολλάκις δύσκολον ἢ καὶ ἄλυτον τῆς μαθηματικῆς φυσικῆς.



Σχ. 604.

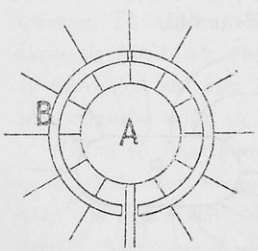
Ἂν εἰς τὸ πεδίον φορτισμένου ἀγωγοῦ A φέρωμεν μονωμένον ἀγωγὸν B (σχ. 604) μέρος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἐγγίζει αὐτόν. Ἑκάστη δυναμικὴ γραμμὴ ἐγγίζουσα τὸν ἀγωγὸν διασπᾶται καὶ ἡ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀρχὴ τοῦ ἑνὸς τμήματος καὶ ἡ κατάληξις τοῦ ἄλλου μετακινοῦνται ἀνεξαρτήτως ἀλλήλων ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας μέχρις ὅτου λάβουν ὡρισμένην θέσιν ἰσορροπίας. Ἐπειδὴ ὁ ἀριθμὸς ιῶν ἀρχῶν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν εἶναι ἴσος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν καταλήξεων, ἔπεται ὅτι τὰ ἀναφαινόμενα ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ ἀντίθετα φορτία εἶναι ἴσα. Ἂν τώρα πλησιάσωμεν τοὺς δύο ἀγωγοὺς μέχρι ἐπαφῆς, αἱ συνδέουσαι αὐτοὺς δυναμικαὶ γραμμαὶ συρρέουν εἰς τὸ σημεῖον τῆς ἐπαφῆς ὅπου ἐξαφανίζονται διότι ἡ ἀρχὴ καὶ τὸ τέλος αὐτῶν συμπίπτουν καὶ εἰς τοὺς δύο τώρα ἀγωγοὺς Α καὶ Β ἔχομεν πάλιν ἐν ὅλῳ τὸν αὐτὸν ἀριθμὸν ἀρχῶν ἢ καταλήξεων δυναμικῶν γραμμῶν, τὸν ὁποῖον εἴχομεν πρὶν εἰς μόνον τὸν Α. Ἔχομεν δηλ. τὸ ἀρχικὸν φορτίον ἐπὶ τῶν δύο τώρα ἀγωγῶν.

Ἂν θέσωμεν εἰς συγκοινωνίαν τὸν ἀγωγὸν Β μὲ τὴν γῆν, αἱ δυναμικαὶ γραμμαί, τῶν ὁποίων τὰ ἄλλα ἄκρα δὲν συγκρατοῦνται ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ Α, ὀλισθαίνουν ἐπὶ τοῦ συνδέοντος ἀγωγοῦ καὶ καταλήγουν εἰς τὴν γῆν. Οὕτω ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ Β παραμένουν μόνον τὰ ἑτερώνυμα πέρατα τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι συνδέουν αὐτὸν μὲ τὸν Α, μένει δηλ. ἐπὶ τοῦ Β φορτίον ἑτερώνυμον πρὸς τὸ τοῦ Α.

Ἰδιαιτέρως ἐνδιαφέρει ἡ περίπτωσις, κατὰ τὴν ὁποίαν ὁ ἀγωγὸς Β *περικλείει ἐντελῶς* τὸν Α. Τοῦτο π.χ. συμβαίνει, ὅταν ὁ ἀγωγὸς Α εἶναι σφαῖρα στηριζομένη ἐπὶ μονωτικοῦ στελέχους, ὁ δὲ Β ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ἡμισφαίρια μὲ μονωτικὰς λαβάς, ἐντὸς τῶν ὁποίων περικλείομεν τὴν σφαῖραν Α (σχ. 605). Ὅλαι αἱ ἐκ τοῦ Α ἀναχωροῦσαι δυναμικαὶ γραμμαὶ καταλήγουν εἰς τὴν ἐσωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ Β καὶ ἀναχωροῦν πάλιν ἀπὸ τὴν ἐξωτερικὴν ἐπιφάνειαν αὐτοῦ. Ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ Β ἀναφαίνεται ἠλεκτρικὸν φορτίον ὁμώνυμον καὶ ἴσον πρὸς τὸ τοῦ Α. Ἂν ἐνώσωμεν τὴν ἐξωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ Β διὰ σύρματος μὲ ἠλεκτροσκόπιον, παρατηροῦμεν ἀπόκλισιν τῶν φύλλων, ἡ ὁποία δὲν μεταβάλλεται ὅταν φέρωμεν εἰς ἐπαφὴν τὴν σφαῖραν Α μὲ τὴν ἐσωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀγωγοῦ Β, διότι



Σχ. 605.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διὰ τῆς ἐπαφῆς ἐξαφανίζονται αἱ δυναμικαὶ γραμμαί, αἱ ὁποῖαι ἑνώνουν τοὺς ἀγωγοὺς A καὶ B, ἀλλ' αἱ ἐκ τοῦ B ἐξερχόμεναι δυναμικαὶ γραμμαὶ δὲν μεταβάλλονται διόλου (Faraday).

Ἂν φέρωμεν κοῖλον ἀγωγὸν B εἰς τὸ δυναμικὸν πεδίον τοῦ ἀγωγοῦ A (σχ. 604) αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ καταλήγουν εἰς τὴν ἐξωτερικὴν ἐπιφάνειαν αὐτοῦ καὶ ἀπὸ αὐτὴν ἀρχίζουν. Ἐντὸς τοῦ κοιλώματος δὲν ὑπάρχουν δυναμικαὶ γραμμαί, ἡ ἔντασις δηλ. τοῦ πεδίου ἰσοῦται πρὸς μηδέν. Ἀγωγὸν περίβλημα λοιπόν, τὸ ὁποῖον ἠμπορεῖ νὰ ἀποτελεῖται καὶ ἀπὸ πυκνὸν μετάλλινον πλέγμα, προφυλλάττει ὡς θώραξ τὸ κοίλωμα αὐτοῦ ἀπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτροστατικῶν πεδίων (κλωβὸς τοῦ Faraday). Ὑπὸ τοῦ ἐξωτερικοῦ δηλ. πεδίου ἀναπτύσσονται δι' ἐπιδράσεως φορτία τοιαῦτα ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ, ὥστε αἱ ἐξ αὐτῶν προερχόμεναι δυνάμεις νὰ ἀναιροῦν *εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ ἀγωγοῦ* τὰς ἐκ τοῦ ἐξωτερικοῦ πεδίου προερχομένας.

§ 895. ***Δυναμικόν.*** Τὸ δυναμικὸν ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου ὁρίζεται ὅπως καὶ τὸ μαγνητικόν. Ὀνομάζομεν δηλ. δυναμικὸν V_A εἰς τὸ σημεῖον A (*) τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον *παράγεται* ὅταν ἡ μονὰς τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ μεταφερθῇ ἀπὸ τοῦ σημείου A εἰς τὸ ἄπειρον, ἐκεῖ δηλ. ὅπου ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι ἴση πρὸς μηδέν, ἢ τὸ ἔργον τὸ ὁποῖον πρέπει νὰ *καταναλώσωμεν* διὰ νὰ μεταφέρωμεν τὴν μονάδα τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἀπὸ τοῦ ἀπείρου εἰς τὸ A. Κατὰ ταῦτα, ἂν μεταφέρωμεν τὴν ποσότητα e ἀπὸ τὸ σημεῖον A εἰς τὸ B, θὰ παραχθῇ ὑπὸ τοῦ πεδίου ἔργον

$$W = e\left(V_A - V_B\right). \qquad (1)$$

Τὸ ἔργον εἶναι θετικὸν ὅταν θετικὸς ἠλεκτρισμὸς μεταφέρεται ἀπὸ μεγαλύτερον δυναμικὸν εἰς μικρότερον ἢ ἀρνητικὸς ἠλεκτρισμὸς ἀπὸ μικρότερον δυναμικὸν εἰς μεγαλύτερον, ἀρνητικὸν δὲ εἶναι τὸ ἔργον (*καταναλίσκεται* ἔργον), ὅταν θετικὸς ἠλεκτρισμὸς μεταφέρεται ἀπὸ χαμηλότερον δυναμικὸν εἰς ὑψηλότερον ἢ ἀρνητικὸς ἠλεκτρισμὸς ἀπὸ ὑψηλότερον δυναμικὸν εἰς χαμηλότερον.

Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ δύο σημείων A, B ὁρίζεται διὰ τῆς ἐξισώσεως

$$V_A - V_B = \frac{W}{e} \qquad (2)$$

(*) Ἡ ὕπαρξις τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ δυναμικοῦ ἀποδεικνύεται ἐκ τοῦ ὅτι τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται ἢ καταναλίσκεται κατὰ τὴν μεταφορὰν ἠλεκτρικοῦ φορτίου ἀπὸ ἓν σημεῖον τοῦ πεδίου εἰς ἄλλο εἶναι ἀνεξάρτητον τοῦ δρόμου καὶ ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὰς θέσεις τῶν δύο σημείων (πρβλ. § 862).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἰσοῦται δηλ. πρὸς τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται ὑπὸ τοῦ πεδίου ὅταν ἡ μονὰς τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ μεταφερθῇ ἀπὸ τὸ πρῶτον εἰς τὸ δεύτερον.

Αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι, κάθετοι ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς (§ 863) ἠμποροῦν νὰ χρησιμεύσουν πρὸς ποσοτικὴν γραφικὴν παράστασιν τοῦ πεδίου ὅπως καὶ αἱ μαγνητικαί.

Ἐκ τῆς εὐκινησίας τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῶν ἀγωγῶν ἔπεται ὅτι ἡ ἐπιφάνεια παντὸς ἀγωγοῦ εἶναι ἰσοδυναμικὴ ἐπιφάνεια. Διότι ἂν τὸ δυναμικὸν ἦτο διάφορον εἰς δύο σημεῖα αὐτῆς, θὰ μετεκινεῖτο ὁ ἠλεκτρισμός, οὕτως ὥστε νὰ παραχθῇ ἔργον, καὶ ἰσορροπία θὰ ἀποκαθίστατο μόνον ὅταν δὲν θὰ ὑπῆρχε δύναμις τείνουσα νὰ κινήσῃ τὸν ἠλεκτρισμὸν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας, ὅταν δηλ. διὰ μετακινήσεως τοῦ ἠλεκτρισμοῦ δὲν θὰ παρήγετο ἔργον. Ἀλλ' εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἀγωγοῦ εἶναι ἰσοδυναμική. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἔπεται ἀμέσως ὅτι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι πάντοτε κάθετοι ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν τῶν ἀγωγῶν.

Σημειωτέον ὅτι πολλοὶ ἀγωγοὶ συνδεόμενοι πρὸς ἀλλήλους, π.χ. διὰ σύρματος, ἀποτελοῦν ἕνα καὶ μόνον ἀγωγόν, ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὁποίου τὸ δυναμικὸν ἔχει τὴν αὐτὴν σταθερὰν τιμήν. Ὅταν λοιπὸν συνδέωμεν ἠλεκτροσκόπιον διὰ σύρματος μὲ ἀγωγόν, ἐξισώνομεν τὸ δυναμικὸν αὐτοῦ μὲ τὸ τοῦ ἀγωγοῦ. Τὸ ἠλεκτροσκόπιον εἶναι *ὄργανον μετρήσεως τοῦ δυναμικοῦ* (πρβλ. § 897) (*).

Τὸ δυναμικὸν σημείου Α τοῦ χώρου τὸ ὀφειλόμενον εἰς ἠλεκτρικὸν φορτίον e συγκεντρωμένον εἰς ἓν σημεῖον ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι,

$$V = \frac{e}{r}$$

ὅπου r ἡ ἀπόστασις τοῦ Α ἀπὸ τοῦ φορτίου e. Αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι εἶναι σφαιρικαὶ ὁμόκεντροι περὶ τὸ e καὶ αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ κάθετοι ἐπ' αὐτάς. Ἂν τὴν μίαν τῶν νοητῶν τούτων σφαιρῶν ἀντικαταστήσωμεν διὰ μεταλλίνης σφαίρας ἡ κατανομὴ τοῦ πεδίου δὲν μεταβάλλεται, μόνον, ἐπειδὴ ἐπὶ τῆς σφαίρας ἔχομεν

(*) Ἡ ἀπόκλισις τῶν φύλλων τοῦ ἠλεκτροσκοπίου ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς διαφορᾶς τοῦ δυναμικοῦ αὐτῶν ἀπὸ τὸ τοῦ περιβάλλοντος. Διὰ τοῦτο, ὅταν τὸ ἠλεκτροσκόπιον ἔχῃ μεταλλίνην θήκην, συνδέομεν αὐτὴν διὰ σύρματος πρὸς τὴν γῆν (δυναμικὸν ἴσον πρὸς μηδέν).

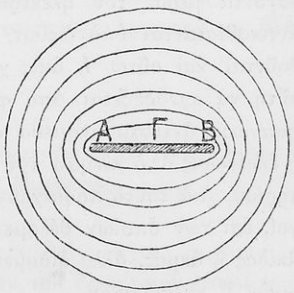
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τώρα πέρατα δυναμικῶν γραμμῶν, ὑπάρχει ἐπ' αὐτῆς φορτίον ἴσον πρὸς τὸ e.

Ἐπειδὴ δύο διαδοχικαὶ ἰσοδυναμικαὶ σφαιρικαὶ ἐπιφάνειαι ἀπέχουν παντοῦ ἴσον ἀπ' ἀλλήλων, ἔπεται ὅτι καὶ ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου δι' ὡρισμένην τιμὴν τοῦ r εἶναι σταθερὰ καὶ ἑπομένως ἡ πυκνότης τῶν περάτων τῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς σφαίρας εἶναι σταθερά. Ἐκ τούτου πάλιν ἔπεται, ἐπειδὴ εἰς 4π δυναμικὰς γραμμὰς ἀντιστοιχεῖ μία ἠλεκτροστατικὴ μονὰς ἠλεκτρισμοῦ, ὅτι ἡ ἐπιφανειακὴ πυκνότης τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς σφαίρας εἶναι ὁμοιόμορφος.

Τὸ παράδειγμα τοῦτο μᾶς δεικνύει τὸν τρόπον κατὰ τὸν ὁποῖον εὑρίσκεται θεωρητικῶς ἡ κατανομὴ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ἀγωγῶν. Εὑρίσκομεν δηλ. μαθηματικὴν ἔκφρασιν τῆς κατανομῆς τοῦ *δυναμικοῦ* τοιαύτην ὥστε μία τῶν ἰσοδυναμικῶν ἐπιφανειῶν νὰ εἶναι ἀκριβῶς ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἀγωγοῦ. Ἐκ τῆς ἀποστάσεως τῆς ἐπιφανείας ταύτης ἀπὸ μιᾶς ἄλλης πολὺ πλησίον κειμένης ἰσοδυναμικῆς ἐπιφανείας εὑρίσκομεν τὴν ἔντασιν τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου ἤτοι τὴν πυκνότητα τῶν δυναμικῶν γραμμῶν εἰς τὰ διάφορα μέρη τῆς ἐπιφανείας καὶ ἐκ ταύτης τὴν πυκνότητα τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.

Τὰ προβλήματα ταῦτα εἶναι συνήθως πολὺ δύσκολα καὶ ἡ λύσις αὐτῶν πολλάκις ἀδύνατος. Ἡ κατ' ἐκτίμησιν ὅμως κατασκευὴ τῶν ἰσοδυναμικῶν ἐπιφανειῶν ἠμπορεῖ πολλάκις νὰ μᾶς ὑποδείξῃ κατὰ προσέγγισιν τὴν κατανομὴν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.



Σχ. 606.

Οὕτω π. χ., ἂν ἔχωμεν ἐπιμήκη ἀγωγὸν AB (σχ. 606) ἡ ἐπιφάνειά του εἶναι ἰσοδυναμικὴ ἐπιφάνεια. Εἰς μεγάλην ἀπ' αὐτοῦ ἀπόστασιν, ἐπειδὴ ὁ ὅλος ἀγωγὸς ἠμπορεῖ τότε νὰ θεωρηθῇ ὡς φυσικὸν σημεῖον, αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι θὰ εἶναι σφαιρικαί. Τὸ σύστημα τῶν ἰσοδυναμικῶν ἐπιφανειῶν θὰ ἔχῃ λοιπὸν τὴν εἰς τὸ σχ. 606 ὑποδεικνυομένην μορφήν, ἐκ τῆς ὁποίας βλέπομεν ὅτι περὶ τὰ πέρατα τῆς μεγαλυτέρας διαμέτρου τοῦ ἀγωγοῦ αἱ ἐπιφάνειαι εἶναι πλησιέστεραι πρὸς ἀλλή-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

λας παρὰ περὶ τὸ μέσον, ὅτι ἐπομένως ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἰς τὴν ἄμεσον γειτονίαν τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγοῦ εἶναι μεγαλυτέρα περὶ τὰ ἄκρα τῆς μακρᾶς διαμέτρου. Ἡ πυκνότης λοιπὸν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ εἶναι μεγαλυτέρα εἰς τὰ ἄκρα AB καὶ μικροτέρα εἰς τὸ μέσον Δ.

Σχ. 607.

Αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι πλησιάζουν τόσον περισσότερον πρὸς ἀλλήλας περὶ τὰ ἄκρα AB τοῦ ἀγωγοῦ, ὅσον ὁ ἀγωγὸς εἶναι ἐπιμηκέστερος. Ἂν ὁ ἀγωγὸς καταλήγῃ εἰς ὀξεῖαν ἀκίδα, ἔχουν αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι τὴν μορφὴν τοῦ σχ. 607. Εἰς τὴν ἄμεσον γειτονίαν τῆς ἀκίδος ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι μεγίστη, καθὼς καὶ ἡ συσσώρευσις τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας.

§ 896. **Ἠλεκτρικαὶ ἐκκενώσεις.** Ἂν εἰς φορτισμένον ἀγωγὸν πλησιάσωμεν ἄλλον ἀγωγόν, ὁ ἐπ' αὐτοῦ εὑρισκόμενος ἠλεκτρισμὸς ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἰσχυροῦ πεδίου μεταβαίνει ραγδαίως εἰς τὸν δεύτερον ἀγωγὸν καὶ ἡ μετάβασις αὕτη συνοδεύεται ἀπὸ ξηρὸν κρότον καὶ λάμψιν. Τὴν ραγδαίαν ταύτην μετάβασιν ἠλεκτρισμοῦ ἀπὸ σώματος εἰς σῶμα, ὅταν αὕτη συνοδεύεται ἀπὸ κρότον καὶ λάμψιν, ὀνομάζομεν *ἠλεκτρικὸν σπινθῆρα*.

Ἠλεκτρισμένος ἀγωγὸς ἠμπορεῖ καὶ ἄλλως νὰ χάσῃ τὸν ἠλεκτρισμόν του, νὰ *ἐκκενωθῇ*. Ἂν ὁ ἀγωγὸς συγκοινωνῇ μὲ ἀκίδα, τὰ εἰς τὴν ἄμεσον γειτονίαν αὐτῆς εὑρισκόμενα μόρια τοῦ ἀέρος λαμβάνοντα μέρος τοῦ ἠλεκτρισμοῦ της ἀπωθοῦνται ὑπὸ τοῦ πεδίου, ἀντικαθίστανται ὑπὸ ἄλλων, τὰ ὁποῖα καὶ αὐτὰ ἠλεκτριζόμενα ἀπωθοῦνται καὶ οὕτω ἡ ἀκὶς χάνει τὸ φορτίον της, χωρὶς ἡ ἀπώλεια αὕτη νὰ συνοδεύεται ἀπὸ φῶς καὶ κρότον. Τὴν *σκοτεινὴν* ταύτην *ἐκκένωσιν* ἀντιλαμβανόμεθα ὡς *ἠλεκτρικὸν φύσημα*. Συνοδεύεται δηλ. ἡ ἐκκένωσις ἀπὸ κίνησιν τοῦ ἀέρος, ἱκανὴν πολλάκις νὰ σβέσῃ φλόγα κηρίου. Διὰ τοῦτο προσέχομεν πάντοτε νὰ μὴ παρουσιάζουν οἱ ἀγωγοί, ἐπὶ τῶν ὁποίων θέλομεν νὰ διατηρήσωμεν ἠλεκτρικὸν φορτίον, ἀκίδας ἢ ἀκμάς, ἀλλὰ δίδομεν εἰς τὰς ἐπιφανείας αὐτῶν σχῆμα σφαιρικὸν ἢ κυλινδρικόν.

Ἂν τὸ δυναμικὸν τῆς ἀκίδος ἔχῃ πολὺ μεγάλην τιμήν, θετικὴν ἢ ἀρνητικήν, ἡ ἐκκένωσις δὲν εἶναι πλέον σκοτεινὴ ἀλλ' ἀναχωροῦν ἀπὸ τὴν ἀκίδα σπινθῆρες πολύκλαδοι συνοδευόμενοι ἀπὸ ξηρὸν κρότον καὶ καταλήγοντες *ἐλευθέρως* εἰς τὸν πέριξ ἀέρα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὰ σχετικὰ πρὸς τὰς ἠλεκτρικὰς ἐκκενώσεις φαινόμενα θὰ περιγράψωμεν βραδύτερον εἰς ἰδιαίτερον κεφάλαιον.

§ 897. ***Χωρητικότης***. Τὸ δυναμικόν, σημείου Α τοῦ χώρου τὸ ὀφειλόμενον εἰς ἠλεκτρικὸν φορτίον Q συγκεντρωμένον εἰς ἓν σημεῖον Β εἶναι, καθὼς ἀνωτέρω ἐξετέθη,

$$V = \frac{Q}{r}$$

ὅπου r ἡ ἀπόστασις ΑΒ, ἡ αὐτὴ δὲ τιμὴ τοῦ δυναμικοῦ παραμένει καὶ ἂν ἡ ποσότης Q εἶναι ὁμοιομόρφως κατανεμημένη ἐπὶ σφαιρικῆς ἐπιφανείας μὲ ἀκτῖνα μικροτέραν ἢ τὸ πολὺ ἴσην πρὸς τὴν ΑΒ (*) καὶ ἑπομένως τὸ δυναμικὸν *ἐπ' αὐτῆς τῆς ἐπιφανείας τῆς σφαίρας*, τὸ *δυναμικὸν τοῦ σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ*, εἶναι

$$V = \frac{Q}{r} \qquad (1)$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης βλέπομεν ὅτι τὸ δυναμικὸν τοῦ φορτισμένου ἀγωγοῦ εἶναι ἴσον πρὸς τὸ πηλίκον τοῦ φορτίου Q διὰ συντελεστοῦ τινος, ὁ ὁποῖος εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς σφαίρας εἶναι ἡ ἀκτὶς r.

Ἡ θεωρητικὴ καὶ πειραματικὴ ἔρευνα δεικνύει ὅτι τὸ δυναμικὸν οἱουδήποτε ἀγωγοῦ ἰσοῦται πρὸς τὸ πηλίκον τοῦ φορτίου αὐτοῦ Q διὰ *σταθεροῦ* συντελεστοῦ C, ἐξαρτωμένου μόνον ἀπὸ τὸ γεωμετρικὸν σχῆμα τοῦ ἀγωγοῦ καὶ ἀπὸ τὸ σχῆμα καὶ τὰς σχετικὰς θέσεις τῶν εἰς πεπερασμένην ἀπόστασιν τυχὸν εὑρισκομένων ἄλλων ἀγωγῶν. Εἶναι δηλ.

$$V = \frac{Q}{C} \qquad (2)$$

Τὴν σταθερὰν C ὀνομάζομεν *χωρητικότητα* τοῦ ἀγωγοῦ καὶ ἠμποροῦμεν νὰ ὁρίσωμεν αὐτὴν διὰ τῆς ἐξισώσεως

$$C = \frac{Q}{V} \qquad (3)$$

Ἤτοι: ἡ χωρητικότης εἶναι τὸ πηλίκον τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου διὰ τοῦ δυναμικοῦ τοῦ ἀγωγοῦ.

(*) Ἂν ἡ ἀκτὶς τῆς σφαίρας εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ΑΒ, τὸ σημεῖον Α θὰ εὑρίσκεται *ἐντὸς* τῆς σφαίρας. Ἀλλ' εἰς τὸ ἐσωτερικὸν ἀγωγοῦ ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι ἴση πρὸς μηδέν, ἄρα τὸ δυναμικὸν σταθερόν. Εἶναι δὲ τὸ δυναμικὸν ἴσον πρὸς τὸ δυναμικὸν τῶν σημείων τῆς φορτισμένης σφαίρας.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν εἰς τὴν ἐξίσ. (3) θέσωμεν $Q=1$, $V=1$ εὑρίσκομεν $C=1$. Ἤτοι: μονὰς χωρητικότητος εἶναι ἡ χωρητικότης ἀγωγοῦ, τοῦ ὁποίου τὸ δυναμικὸν ἰσοῦται πρὸς τὴν μονάδα, ὅταν τὸ φορτίον εἶναι ἴσον πρὸς μίαν ἠλεκτροστατικὴν μονάδα. Ἐκ τῆς συγκρίσεως τῶν ἐξισώσεων 1 καὶ 2 βλέπομεν ὅτι ἡ χωρητικότης τῆς σφαίρας (*) εἶναι ἴση πρὸς τὴν ἀκτῖνα αὐτῆς καὶ ἑπομένως ὡς μονὰς χωρητικότητος ἠμπορεῖ νὰ ληφθῇ ἡ χωρητικότης σφαίρας, τῆς ὁποίας ἡ ἀκτὶς εἶναι ἴση πρὸς 1 cm.

§ 898. ***Ἀεροστατικὴ καὶ ὑδροστατικὴ εἰκὼν τῆς φορτίσεως.*** Ἂν θεωρήσωμεν τὸν ἠλεκτρισμὸν ὡς ἀβαρὲς ρευστόν, ἠμποροῦμεν νὰ ἔχωμεν ὑδροστατικὴν εἰκόνα τῆς φορτίσεως, δεχόμενοι ὅτι οἱ ἀγωγοὶ εἶναι ἀνάλογοι πρὸς κυλινδρικὰ δοχεῖα, εἰς τὰ ὁποῖα χύνομεν ὑγρόν. Οὕτω ἂν ἔχωμεν κυλινδρικὸν δοχεῖον, τοῦ ὁποίου ἡ τομὴ εἶναι C (τετραγωνικὰ ἑκατοστὰ) καὶ θέσωμεν εἰς αὐτὸ ὕδωρ $\left(\text{πυκνότης } 1\,\frac{\text{gr}}{\text{cm}^2}\right)$ οὕτως ὥστε ἡ ἐλευθέρα ἐπιφάνεια αὐτοῦ νὰ εὑρίσκεται εἰς ὕψος V, ἡ μᾶζα τοῦ ὕδατος θὰ εἶναι

$$Q = C.\,V \qquad (1)$$

Ἀλλὰ τὸ ὕψος τῆς ἐλευθέρας ἐπιφανείας τοῦ ὕδατος παρέχει τὸ μέτρον τῆς *πιέσεως* εἰς τὸν πυθμένα, καὶ μάλιστα, ἂν μετροῦμεν τὴν πίεσιν εἰς γραμμάρια βάρους κατὰ τετραγωνικὸν ἑκατοστόν, ἡ πίεσις ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὸ ὕψος τῆς ἐλευθέρας ἐπιφανείας. Κατὰ ταῦτα ἡ ἐξίσωσις (1) ἐκφράζει ὅτι ἡ μᾶζα τοῦ ὕδατος ἰσοῦται πρὸς τὴν σταθερὰν C ἐπὶ τὴν πίεσιν (μετρουμένην εἰς τὸν πυθμένα).

Ἀλλὰ καὶ ἀεροστατικὴν εἰκόνα τῆς φορτίσεως ἠμποροῦμεν νὰ ἔχωμεν ὡς ἑξῆς:

Ἔστω τέλειον ἀέριον, τὸ ὁποῖον ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν καὶ ὑπὸ πίεσιν 1 (εἰς αὐθαιρέτους μονάδας) ἔχει τὴν πυκνότητα δ, δηλ. ἔχει μᾶζαν δ εἰς τὴν μονάδα τοῦ ὄγκου. Εἰς ὄγκον $\frac{1}{\delta}$ ἔχομεν μᾶζαν 1 καὶ ἂν λάβωμεν δοχεῖον τοῦ ὁποίου ὁ ὄγκος νὰ εἶναι $\frac{C}{\delta}$ καὶ

(*) Ὅταν λέγωμεν ἁπλῶς χωρητικότητα σφαίρας ἐννοοῦμεν ὅτι ἡ σφαῖρα εὑρίσκεται μακρὰν παντὸς ἄλλου ἀγωγοῦ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

γεμίσωμεν αὐτὸ μὲ τὸ ἀέριον ὑπὸ πίεσιν 1, ἡ ἐντὸς αὐτοῦ μᾶζα τοῦ ἀερίου θὰ εἶναι ἴση πρὸς C. Ὑπὸ πίεσιν V (καὶ ὑπὸ τὴν αὐτὴν σταθερὰν θερμοκρασίαν) συμφώνως πρὸς τὸν νόμον τῶν Boyle-Mariotte, ἡ μᾶζα τοῦ ἀερίου θὰ εἶναι

$$Q = C.\,V$$

ἤτοι: ἡ μᾶζα τοῦ ἀερίου ἰσοῦται πρὸς τὴν σταθερὰν C ἐπὶ τὴν πίεσιν.

Ἀνευρίσκομεν δηλ. τὴν ἐξίσωσιν, ἡ ὁποία συνδέει τὴν ποσότητα τοῦ ἠλεκτρισμοῦ μὲ τὸ δυναμικὸν τοῦ ἀγωγοῦ, καὶ ἕνεκα τῆς ὁμοιότητος ταύτης ὠνομάσθη ἡ σταθερὰ C *χωρητικότης* τοῦ ἀγωγοῦ, τὸ δὲ δυναμικὸν V πολλάκις ὀνομάζεται *πίεσις ἢ τάσις* τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.

Αἱ εἰκόνες αὗται ἠμποροῦν νὰ συμπληρωθοῦν, οὕτως ὥστε νὰ ἀνταποκρίνωνται εἰς τὴν φόρτισιν μὲ θετικὸν καὶ μὲ ἀρνητικὸν ἠλεκτρισμὸν ἂν ἀντὶ τῆς ἀπολύτου πιέσεως λάβωμεν τὴν διαφορὰν τῆς πιέσεως P ἀπὸ πίεσιν P_0 κατὰ συνθήκην ὁριζομένην, ἂν δηλ. θέσωμεν

$$V = P - P_0$$

Ἂν θεωρήσωμεν ὡς κανονικὴν κατάστασιν τοῦ δοχείου τὴν κατάστασιν κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ πίεσις εἶναι P_0, ἡ ποσότης

$$Q = C.\,V = C\,(P - P_0)$$

ἰσοῦται πρὸς τὴν μᾶζαν τοῦ ὑγροῦ ἢ τοῦ ἀερίου, ἡ ὁποία ὑπάρχει ἐντὸς τοῦ δοχείου ἐπὶ πλέον ($V>0$) ἢ ἐπὶ ἔλαττον ($V<0$) τῆς κανονικῆς.

Οὕτω θὰ θεωρήσωμεν τὸ θετικῶς ἠλεκτρισμένον σῶμα ὡς ἔχον τὸν ἠλεκτρισμὸν ὑπὸ δυναμικὸν μεγαλύτερον τοῦ κανονικοῦ, τοῦ δυναμικοῦ δηλ. τῆς γῆς, τὸ ὁποῖον *κατὰ συνθήκην* θέτομεν ἴσον πρὸς μηδέν, τὸ ἀρνητικῶς δὲ ἠλεκτρισμένον σῶμα ὡς ἔχον τὸν ἠλεκτρισμὸν ὑπὸ δυναμικὸν μικρότερον τοῦ τῆς γῆς. Ἂν συνδέσωμεν δύο ἀγωγοὺς πρὸς ἀλλήλους, κατανέμεται μεταξὺ αὐτῶν ὁ ἠλεκτρισμὸς οὕτως ὥστε εἰς ἀμφοτέρους τὸ δυναμικὸν νὰ εἶναι τὸ ἴδιον, ὅπως ἂν συνδέσωμεν πρὸς ἀλλήλους δύο σωλῆνας, τὸ ἐντὸς αὐτῶν τυχὸν ὑπάρχον ὑγρὸν θὰ κατανεμηθῇ οὕτως ὥστε εἰς ἀμφοτέρους νὰ εὑρίσκεται εἰς τὸ αὐτὸ ὕψος, καὶ ἂν συνδέσωμεν δύο κλειστὰ δοχεῖα, τὸ ἐντὸς αὐτῶν τυχὸν ὑπάρχον ἀέριον θὰ κατανεμηθῇ οὕτως ὥστε ἡ πίεσις νὰ εἶναι ἡ αὐτή.

Ὅπως διὰ τῶν μανομέτρων μετροῦμεν τὴν πίεσιν τῶν ὑγρῶν ἢ ἀερίων, οὕτω διὰ τῶν ἠλεκτροσκοπίων μετροῦμεν τὸ δυναμικόν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὰ μανόμετρα εἶναι ὄργανα, τὰ ὁποῖα δεικνύουν πίεσιν τοῦ *ἐντὸς αὐτῶν* ὑπάρχοντος ὑγροῦ ἢ ἀερίου. Ἂν συνδέσωμεν μανόμετρον μὲ δοχεῖον πλῆρες ρευστοῦ, κατανέμεται τὸ ρευστὸν μεταξὺ τοῦ δοχείου καὶ τοῦ μανομέτρου οὕτως ὥστε αἱ πιέσεις νὰ ἐξισωθοῦν καὶ ἡ πίεσις τοῦ ἐντὸς τοῦ μανομέτρου ρευστοῦ μᾶς δίδει τὴν πίεσιν τοῦ ἐντὸς τοῦ δοχείου. Τὰ ἠλεκτροσκόπια εἶναι, ὄργανα, τὰ ὁποῖα δεικνύουν τὴν πίεσιν (τὸ δυναμικὸν) τοῦ ἐντὸς αὐτῶν ὑπάρχοντος ἠλεκτρικοῦ φορτίου. Ὅταν συνδέσωμεν ἠλεκτροσκόπιον πρὸς ἀγωγόν, θὰ κατανεμηθοῦν τὰ φορτία οὕτως ὥστε νὰ ἐξισωθῇ τὸ δυναμικὸν καὶ τὸ γνωστὸν δυναμικὸν τοῦ ἠλεκτροσκοπίου μᾶς δίδει τὸ δυναμικὸν τοῦ ἀγωγοῦ.

Τὰ ἠλεκτροσκόπια, ὅπως καὶ τὰ μανόμετρα, πρέπει νὰ ἔχουν μικρὰν χωρητικότητα ὡς πρὸς τοὺς ἀγωγοὺς ἢ τὰ δοχεῖα, πρὸς τὰ ὁποῖα συνδέονται, διὰ νὰ μὴ μεταβάλλεται διὰ τῆς συνδέσεως αἰσθητῶς ἡ προτέρα κατάστασις. Ἂν π. χ. ἀγωγὸς ἔχῃ χωρητικότητα C_1 καὶ ὑπάρχῃ ἐπ' αὐτοῦ ποσότης ἠλεκτρισμοῦ Q_1 τὸ δυναμικόν του θὰ εἶναι

$$V = \frac{Q_1}{C_1}$$

Ἂν τώρα συνδέσωμεν τὸν ἀγωγὸν πρὸς ἠλεκτροσκόπιον, τοῦ ὁποίου ἡ χωρητικότης εἶναι C_2, ἡ ποσότης τοῦ ἠλεκτρισμοῦ θὰ κατανεμηθῇ μεταξὺ αὐτῶν, οὕτως ὥστε τὸ δυναμικὸν νὰ γίνῃ ἴσον εἰς ἀμφότερα, ἔστω V_1.

Θὰ ὑπάρχῃ τότε ἐπὶ μὲν τοῦ ἀγωγοῦ ἡ ποσότης ἠλεκτρισμοῦ

$$Q_1 = V_1 C_1$$

ἐπὶ δὲ τοῦ ἠλεκτροσκοπίου ἡ ποσότης

$$Q_2 = V_1 C_2$$

Ἐκ τῶν ἐξισώσεων

$$Q_1 : C_1 = Q_2 : C_2 \qquad Q_1 + Q_2 = Q$$

εὑρίσκομεν

$$Q_1 = Q \frac{C_1}{C_1 + C_2} \qquad Q_2 = Q \cdot \frac{C_2}{C_1 + C_2}$$

$$V_1 = \frac{Q_1}{C_1} = \frac{Q}{C_1 + C_2} = V \frac{C_1}{C_1 + C_2}$$

Οὕτω ἂν ἡ χωρητικότης τοῦ ἠλεκτροσκοπίου εἶναι τὸ $1/_{100}$ τῆς τοῦ ἀγωγοῦ, θὰ εἶναι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

$$V_1 = \frac{100}{101} V$$

ἂν ὅμως εἶναι ἴση πρὸς τὴν τοῦ ἀγωγοῦ, θὰ εἶναι

$$V_1 = \frac{1}{2} V$$

Ἡ σύνδεσις δηλ. μὲ τὸ ἠλεκτροσκόπιον μεταβάλλει ἐντελῶς τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν.

Ἡ χωρητικότης τῆς γῆς εἶναι ἀσυγκρίτως μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν χωρητικότητα οἱουδήποτε ἀγωγοῦ. Διὰ τοῦτο, ἂν θέσωμεν οἱονδήποτε ἀγωγὸν εἰς συγκοινωνίαν μὲ τὴν γῆν, τὸ δυναμικὸν τοῦ συστήματος ἐξισοῦται μὲ τὸ δυναμικὸν τῆς γῆς.

§ 899. ***Θερμικὴ εἰκὼν τῆς φορτίσεως.*** Ἂν εἶναι C ἡ θερμοχωρητικότης σώματός τινος, τὸ ποσὸν θερμότητος Q, τὸ ὁποῖον τὸ σῶμα τοῦτο πρέπει νὰ λάβῃ (ἢ νὰ χάσῃ) οὕτως ὥστε ἡ θερμοκρασία του ἀπὸ t_0 νὰ γίνῃ t, περιέχεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν

$$Q = C (t - t_0).$$

Ἂν θέσωμεν $t - t_0 = V$, ἡ ἐξίσωσις γίνεται

$$Q = C V,$$

ἐντελῶς ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ἐξίσωσιν τῆς ἠλεκτρικῆς φορτίσεως.

§ 900. ***Παρατήρησις.*** Κατὰ τὰ ἀνωτέρω ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν τὴν ποσότητα τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ὡς ἀντίστοιχον πρὸς τὴν μᾶζαν ὑγροῦ ἢ ἀερίου ἢ πρὸς τὴν θερμότητα. Τὸ δυναμικὸν ἀντιστοιχεῖ πρὸς τὴν πίεσιν ἢ τὴν θερμοκρασίαν (πρβλ. Τ. Α΄. § 372). Τὰ ἠλεκτροσκόπια εἶναι ὄργανα ἀντίστοιχα πρὸς τὰ μανόμετρα ἢ τὰ θερμόμετρα.

Σημειωτέον ὅτι ἡ γειτονία ἄλλων ἀγωγῶν ὄχι μόνον μεταβάλλει τὴν χωρητικότητα, ἀλλὰ καὶ περιπλέκει τὰ φαινόμενα κατὰ τοιοῦτον τρόπον ὥστε ἡ ἐπέκτασις τῆς ὑδροστατικῆς ἢ θερμικῆς εἰκόνος γίνεται πολὺ δύσκολος. Οὕτω π. χ. ἂν εἰς μονωμένον ἀγωγὸν μὴ ἠλεκτρισμένον πλησιάσωμεν ἠλεκτρισμένον σῶμα, τὸ δυναμικόν του γίνεται διάφορον τοῦ μηδενός, μολονότι τὸ ὅλον φορτίον εἶναι μηδέν. Διὰ τοῦτο ἂν θέσωμεν τὸν ἀγωγὸν εἰς συγκοινωνίαν μὲ τὴν γῆν ἐκφεύγει ἠλεκτρισμός, οὕτως ὥστε ὑπάρχει τώρα ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ ἠλεκτρικὸν φορτίον μολονότι τὸ δυναμικὸν εἶναι ἴσον πρὸς τὸ τῆς γῆς.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἁπλῆ ὑδροστατικὴ ἢ θερμικὴ εἰκὼν ἀνταποκρίνεται ἀκριβῶς πρὸς τὰ φαινόμενα τῆς φορτίσεως ὅταν ἔχωμεν δύο μόνον ἀγωγούς, οὕτως ὥστε ὅλαι αἱ ἐκ τοῦ ἑνὸς προερχόμεναι δυναμικαὶ γραμμαὶ νὰ καταλήγουν εἰς τὸν ἄλλον. Τότε τὰ ποσὰ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ τὰ ἐπὶ τῶν δύο ἀγωγῶν εὑρισκόμενα εἶναι ἴσα καὶ ἀντίθετα, ἴσα ἀπολύτως πρὸς τὴν χωρητικότητα ἐπὶ τὴν διαφορὰν τοῦ δυναμικοῦ.

Ὅταν ἔχωμεν ἕνα μόνον μονωμένον ἀγωγόν, ὁ δεύτερος ἀποτελεῖται ἀπὸ τοὺς τοίχους τοῦ δωματίου καὶ τὴν γῆν ἐν γένει. Λέγοντες δὲ *ἕνα ἀγωγὸν* δὲν ἀποκλείομεν πολλοὺς ἀγωγοὺς *συνδεομένους* πρὸς ἀλήλους ἠλεκτρικῶς, π. χ. διὰ συρμάτων.

§ 901. *Διαστάσεις μαγνητικῶν καὶ ἠλεκτρικῶν ποσῶν.*

Μαγνητικὴ μᾶζα. Ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Coulomb

$$f = \frac{m_1 \, m_2}{r^2}$$

εὑρίσκομεν

$$[m]^2 = [f] \cdot [r^2]$$

$$[m] = L^{\frac{3}{2}} \; M^{\frac{1}{2}} \; T^{-1}$$

Ἔντασις μαγνητικοῦ πεδίου. Ἐκ τῆς ἐξισώσεως

$$m \, H = f$$

εὑρίσκομεν

$$[H] = \frac{[f]}{[m]} = L^{-\frac{1}{2}} \; M^{\frac{1}{2}} \; T^{-1}$$

Μαγνητικὸν δυναμικόν. Τὸ γινόμενον τοῦ δυναμικοῦ ἐπὶ τὴν μαγνητικὴν μᾶζαν ἔχει τὰς διαστάσεις ἔργου. Εἶνε λοιπὸν

$$[V] = \frac{[\text{ἔργον}]}{[m]} = \frac{L^2 \; MT^{-2}}{L^{\frac{3}{2}} \; M^{\frac{1}{2}} \; T^{-1}} = L^{\frac{1}{2}} \; M^{\frac{1}{2}} \; T^{-1}$$

Ἠλεκτρικὸν φορτίον. Ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Coulomb εὑρίσκομεν, ὅπως καὶ διὰ τὴν μαγνητικὴν μᾶζαν,

$$[e] = L^{\frac{3}{2}} \; M^{\frac{1}{2}} \; T^{-1}$$

Ἔντασις ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου. Ἐκ τῆς ἐξισώσεως

$$e \; E = f$$

εὑρίσκομεν

$$[E] = L^{-\frac{1}{2}} \; M^{\frac{1}{2}} \; T^{-1}.$$

Ἠλεκτρικὸν δυναμικόν. Τὸ δυναμικὸν ἔχει τὰς διαστάσεις ἔργου διὰ ἠλεκτρικοῦ φορτίου

$$[V] = L^{\frac{1}{2}} \; M^{\frac{1}{2}} \; T^{-1}$$

Χωρητικότης. Ἐκ τῆς ἐξισώσεως

$$C = \frac{e}{V}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εὑρίσκομεν $$[C] = \frac{L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}}{L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}} = [L]$$

Ἡ χωρητικότης ἔχει τὰς διαστάσεις μήκους. Διὰ τοῦτο καὶ εἰς τὴν ἠλεκτροστατικὴν μονάδα τῆς χωρητικότητος δίδομεν τὸ ὄνομα τῆς μονάδος τοῦ μήκους, καὶ ὀνομάζομεν αὐτὴν ἐπίσης ἑκατοστόμετρον.

Οὕτω ἂν ἡ ἀκτὶς σφαίρας εἶνε 10 ἑκατοστόμετρα, λέγομεν ὅτι ἡ χωρητικότης της εἶνε ἴση πρὸς 10 cm. καὶ γράφομεν $C = 10$ cm.

§ 902. *Ἠλεκτρικαὶ μονάδες.* Τὴν ἠλεκτροστατικὴν μονάδα τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου ὡρίσαμεν εἰς τὴν § 892.

Ἐκ ταύτης ὁρίζεται ἡ μονὰς τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ κατὰ τὴν ἐξ. (2) τῆς § 895 ὡς ἑξῆς: Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ δύο ἀγωγῶν εἶναι ἴση πρὸς τὴν μονάδα, ὅταν διὰ νὰ μεταφέρωμεν ἐκ τοῦ ἑνὸς τοῦ ἔχοντος κατώτερον δυναμικὸν εἰς τὸν ἄλλον τὴν ἠλεκτροστατικὴν μονάδα τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου χρειάζεται νὰ δαπανήσωμεν ἔργον ἴσον πρὸς 1 erg.

Ἐκ τῶν δύο τούτων μονάδων ὁρίζεται ἡ ἠλεκτροστατικὴ μονὰς τῆς χωρητικότητος ὡς ἡ χωρητικότης ἑνὸς ἀγωγοῦ, ὁ ὁποῖος, μόνος ἀπέναντι τῆς γῆς εὑρισκόμενος, ὅταν φορτισθῇ μὲ φορτίου ἴσον πρὸς τὴν ἠλεκτροστατικὴν μονάδα, ἔχει δυναμικὸν κατὰ μίαν μονάδα ἀνώτερον τοῦ τῆς γῆς. Τοιοῦτος ἀγωγὸς εἶναι π. χ. σφαῖρα μεταλλικὴ μὲ ἀκτῖνα ἴσην πρὸς 1 cm.

Αἱ μονάδες αὗται δὲν εἶναι κατάλληλοι διὰ τὰς πρακτικὰς χρήσεις καὶ διὰ τοῦτο ἀντ' αὐτῶν μεταχειριζόμεθα τὰς ἑξῆς *πρακτικὰς μονάδας.*

Ποσότης ἠλεκτρισμοῦ. Ἡ πρακτικὴ μονὰς ὀνομάζεται Coulomb (Coul.) καὶ εἶναι ἴση πρὸς $3 . 10^9$ ἠλεκτροστατικὰς μονάδας.

Δυναμικόν. Ἡ πρακτικὴ μονὰς ὀνομάζεται Volt (V) καὶ εἶναι ἴση πρὸς τὸ $1/_{300}$ τῆς ἠλεκτροστατικῆς μονάδος.

Χωρητικότης. Ἡ πρακτικὴ μονὰς ὀνομάζεται Farad (F) καὶ εἶναι ἴση πρὸς 9.10^{11} ἠλεκτροστατικὰς μονάδας (cm). Ἀντὶ τοῦ Farad μεταχειριζόμεθα συνήθως τὸ Mikrofarad ἴσον πρὸς τὸ ἑκατομμυριοστὸν τοῦ Farad.

Ἂν μεταφέρωμεν 1 Coul. ἀπό τινος ἀγωγοῦ εἰς ἄλλον, τοῦ ὁποίου τὸ δυναμικὸν διαφέρει κατὰ 1 Volt, θὰ κερδίσωμεν ἢ θὰ καταναλώσωμεν ἔργον ἴσον πρὸς

$$3.10^9 \times \frac{1}{300} = 10^7 \text{ erg} = 1 \text{ Joule}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 903. ***Πυκνωταί.*** Ἂν συνδέσωμεν φορτισμένον ἀγωγόν, καταλλήλως μονωμένον, διὰ σύρματος μὲ ἠλεκτροσκόπιον, παρατηροῦμεν ἀπόκλισιν τοῦ κινητοῦ αὐτοῦ συστήματος, τῆς ὁποίας τὸ μέγεθος μᾶς δεικνύει τὴν τιμὴν τοῦ δυναμικοῦ τοῦ ἀγωγοῦ. Ἂν εἰς τὸ ἀγωγὸν πλησιάσωμεν ἄλλον ἀγωγόν, συνδεόμενον πρὸς τὴν γῆν, παρατηροῦμεν σύγκλισιν εἰς τὸ ἠλεκτροσκόπιον, δεικνύουσαν ὅτι τὸ δυναμικὸν αὐτοῦ ἠλαττώθη κατ' ἀπόλυτον τιμὴν (πρβλ. § 890). Ἐπειδὴ τὸ φορτίον Q τοῦ ἀγωγοῦ δὲν μετεβλήθη, συνάγομεν ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν

$$Q = CV$$

ὅτι ἕνεκα τῆς γειτονίας τοῦ δευτέρου ἀγωγοῦ ηὐξήθη ἡ *χωρητικότης* τοῦ πρώτου. Διὰ νὰ λάβῃ τὸ δυναμικὸν τὴν προτέραν τιμὴν πρέπει νὰ αὐξηθῇ τὸ φορτίον.

Τοὺς ἀγωγούς, τῶν ὁποίων ἡ χωρητικότης αὐξάνεται ἐκ τῆς γειτονίας ἄλλων ἀγωγῶν ὀνομάζομεν ἐν *γένει πυκνωτάς*. Οἱ πυκνωταὶ ἀποτελοῦνται ἀπὸ δύο ἀγωγοὺς μὴ συγκοινωνοῦντας ἠλεκτρικῶς πρὸς ἀλλήλους, ἐκ τῶν ὁποίων πολλάκις μόνον ὁ εἷς εἶναι μονωμένος, ὁ δὲ ἄλλος συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν. Οἱ δύο ἀγωγοὶ ὀνομάζονται *ὁπλισμοὶ* τοῦ πυκνωτοῦ, ἔχουν δὲ συνήθως τοιοῦτον σχῆμα, ὥστε ὅλαι σχεδὸν αἱ ἐκ τοῦ ἑνὸς ἐξ αὐτῶν ἀναχωροῦσαι δυναμικαὶ γραμμαὶ νὰ καταλήγουν εἰς τὸν ἄλλον, ἐλάχισται δὲ γραμμαὶ νὰ καταλήγουν εἰς τὰ λοιπὰ πέριξ σώματα. Οὕτω ἐπὶ τῶν δύο ὁπλισμῶν εὑρίσκονται ἴσα καὶ ἀντίθετα ποσὰ ἠλεκτρισμοῦ.

Ἂν τὸν ἕνα ὁπλισμόν, τὸν μονωμένον, φορτίσωμεν μὲ ἠλεκτρικὸν φορτίον Q καὶ ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν δύο ὁπλισμῶν γίνῃ ἴση πρὸς V, ἡ χωρητικότης C τοῦ ὁπλισμοῦ, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν *χωρητικότητα τοῦ πυκνωτοῦ* εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν σχέσιν

$$(1) \qquad C = \frac{Q}{V}$$

Ἡ χωρητικότης C δὲν εἶναι *ἐν γένει* ἡ αὐτὴ διὰ τοὺς δύο ὁπλισμούς, ἀλλ' ἐπειδὴ ἐκ κατασκευῆς ἐνδεικνύεται ὁ ὁπλισμός, ὁ ὁποῖος θὰ συνδεθῇ μὲ τὴν γῆν, λέγοντες χωρητικότητα τοῦ πυκνωτοῦ ἐννοοῦμεν τὴν χωρητικότητα τοῦ μονωμένου ὁπλισμοῦ. Ἡ χωρητικότης εἶναι ἡ αὐτὴ διὰ τοὺς δύο ὁπλισμούς, ὅταν ὅλαι αἱ ἐκ τοῦ ἑνὸς ἐξ αὐτῶν ἀναχωροῦσαι δυναμικαὶ γραμμαὶ καταλήγουν εἰς τὸν ἄλλον (π. χ. δύο μεταλλικαὶ συγκεντρικαὶ σφαῖραι) ἢ ὅταν ἡ μορφὴ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τοῦ πυκνωτοῦ εἶναι ἐντελῶς συμμετρικὴ ὡς πρὸς τοὺς δύο ὁπλισμούς (π. χ. δύο ἐπίπεδοι ἴσοι δίσκοι).

§ 904. ***Μορφαὶ πυκνωτῶν.*** Τὴν ἁπλουστάτην διὰ τὸν θεωρητικὸν ὑπολογισμὸν τῆς χωρητικότητος μορφὴν ἔχει ὁ *σφαιρικὸς πυκνωτής*, τοῦ ὁποίου οἱ ὁπλισμοὶ εἶναι συγκεντρικαὶ σφαῖραι. Ἂν ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις δ τῶν δύο σφαιρῶν εἶναι μικρὰ ὡς πρὸς τὴν ἀκτῖνα αὐτῶν, ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ χωρητικότης εἶναι

$$C = \frac{S}{4\pi\delta} \qquad (2)$$

ὅπου S ἡ ἐπιφάνεια ταῦ ἑνὸς ὁπλισμοῦ.

Ἀπόδειξις. Ἔστω V ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν δύο ὁπλισμῶν· τοῦτο σημαίνει ὅτι ἂν μεταφέρωμεν τὸ φορτίον e ἀπὸ τοῦ ἑνὸς ὁπλισμοῦ εἰς τὸν ἄλλον θὰ καταναλώσωμεν ἢ θὰ κερδίσωμεν ἔργον

$$W = e\,V. \qquad (3)$$

Ἀλλ' ἕνεκα τῆς μικρᾶς ἀποστάσεως τῶν δύο ὁπλισμῶν, εἰς μικρὰν περιοχὴν αἱ δυναμικαὶ γραμμαί, συμπίπτουσαι μὲ τὰς ἀκτῖνας τῶν σφαιρῶν, ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν παράλληλοι, τὸ πεδίον δηλ. εἶναι ὁμογενές. Ἂν ἡ ἔντασις αὐτοῦ εἶναι E, ἡ ἐπὶ τοῦ φορτίου e ἐνεργοῦσα δύναμις εἶναι eE καὶ τὸ ἔργον τὸ παραγόμενον ὅταν τὸ φορτίον μεταφερθῇ ἀπὸ τὸν ἕνα ὁπλισμὸν εἰς τὸν ἄλλον μετακινηθῇ δηλ. παραλλήλως πρὸς τὴν δύναμιν εἰς ἀπόστασιν δ, θὰ εἶναι

$$W = e\,E\,\delta. \qquad (4)$$

Ἐκ τῶν ἐξισώσεων (3, 4) εὑρίσκομεν

$$E = \frac{V}{\delta}\cdot \qquad (5)$$

Ἀλλ' ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου E ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται διὰ τῆς μονάδος τῆς ἰσοδυναμικῆς ἐπιφανείας αἱ ὁποῖαι ἑπομένως ἀναχωροῦν ἀπὸ τὴν μονάδα τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὁπλισμοῦ, καὶ ἑπομένως τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τῆς μονάδος τῆς ἐπιφανείας εἶναι E : 4π καὶ τὸ φορτίον τῆς ὅλης ἐπιφανείας S τοῦ σφαιρικοῦ ὁπλισμοῦ εἶναι

$$Q = \frac{ES}{4\pi} = \frac{VS}{4\pi\delta}$$

Συγκρίνοντες τὴν ἐξίσωσιν ταύτην πρὸς τὴν ἐξ. (1) εὑρίσκομεν

$$C = \frac{S}{4\pi\delta}\cdot$$

Ἐκ τοῦ τύπου (2) ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν κατ' ἐπέκτασιν τὴν χωρητικότητα πυκνωτοῦ ἀποτελουμένου ἀπὸ δύο ἐπιπέδους *πλάκας*. Ἡ χωρητικότης τῆς μονάδος τῆς ἐπιφανείας εἰς τὸν σφαιρικὸν πυκνωτὴν εἶναι

$$C' = \frac{1}{4\pi\delta} \qquad (6)$$

Ἂν θεωρήσωμεν τὸν ἐξ ἐπιπέδων πλακῶν πυκνωτὴν ὡς τμῆμα

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

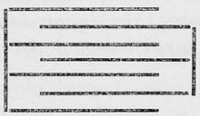
σφαιρικοῦ πυκνωτοῦ, ἐφ' ὅσον αἱ πλάκες εἶναι ἀρκετὰ μεγάλαι (μέτρον συγκρίσεως ἡ ἀπόστασις αὐτῶν) ὥστε νὰ ἠμποροῦμεν νὰ παρίδωμεν τὴν διαφορὰν τῆς κατανομῆς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ εἰς τὰ πέρατα αὐτῶν, ἡ χωρητικότης τῆς μονάδος τῆς ἐπιφανείας ἐκφράζεται καὶ ἐδῶ ἀπὸ τὴν ἐξ (6) καὶ ἑπομένως, ἂν εἶναι S ἡ ἐπιφάνεια τῆς μιᾶς τῶν δύο ἴσων πλακῶν, ἡ ὅλη χωρητικότης θὰ εἶναι

$$C = \frac{S}{4\pi\delta} \qquad (7)$$

Ἡ χωρητικότης εἶναι ἀνάλογος μὲν πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τῶν πλακῶν ἀντιστρόφως δὲ ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόστασιν αὐτῶν. Μεταβάλλοντες τὴν ἀπόστασιν ταύτην ἠμποροῦμεν νὰ μεταβάλλωμεν τὴν χωρητικότητα τοῦ πυκνωτοῦ. Ἂν συνδέσωμεν τὴν μονωμένην πλάκα φορτισμένου πυκνωτοῦ πρὸς ἠλεκτροσκόπιον, παρατηροῦμεν ἐλάττωσιν μὲν τῆς ἀποκλίσεως ὅταν πλησιάζωμεν πρὸς ἀλλήλας τὰς πλάκας, αὔξησιν δὲ ὅταν τὰς ἀπομακρύνωμεν.

Σημειωτέον ὅτι ἡ ἐξίσωσις (7) ἰσχύει μόνον ὅταν αἱ δύο πλάκες εἶναι ἀκριβῶς ἀπέναντι ἀλλήλων. Ἂν αἱ πλάκες μετατοπισθοῦν πλευρικῶς, ἡ χωρητικότης ἰσοῦται πρακτικῶς πρὸς τὴν χωρητικότητα τῶν ἀπέναντι ἀλλήλων μερῶν. Οὕτω διὰ τῆς πλευρικῆς μετατοπίσεως τῆς μιᾶς τῶν πλακῶν ἠμποροῦμεν νὰ μεταβάλλωμεν τὴν χωρητικότητα.

Ἠμποροῦμεν νὰ κατασκευάσωμεν πυκνωτὰς μὲ μεγάλην χωρητικότητα ὑπὸ μικρὸν ὄγκον ἂν μεταχειρισθῶμεν δύο συστήματα παραλλήλων πλακῶν ἠλεκτρικῶς συνδεομένων πρὸς ἀλλήλας, τοιαῦτα ὥστε αἱ πλάκες τοῦ ἑνὸς νὰ εἰσέρχωνται εἰς τὰ μεταξὺ τῶν πλακῶν τοῦ ἄλλου διάκενα (σχ. 608). Τὴν χωρητικότητα τοιούτου πυκνωτοῦ μεταβάλλομεν εἰσάγοντες περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον τὸ ἓν σύστημα ἐντὸς τοῦ ἄλλου.



Σχ. 608.

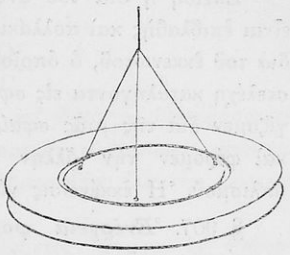
§ 905. *Πυκνωτὴς τοῦ Thomson. Μέτρησις τοῦ δυναμικοῦ.* Πρὸς μέτρησιν τοῦ δυναμικοῦ μετεχειρίσθη ὁ Sir William Thomson (Lord Kelvin) πυκνωτὴν ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο παραλλήλους κυκλικοὺς δίσκους, ἐκ τῶν ὁποίων ὁ ἀνώτερος περιβάλλεται ἀπὸ προστατευτικὸν δακτύλιον ἐξ ἐλάσματος τοῦ αὐτοῦ πάχους, χωριζόμενον ἀπὸ αὐτὸν διὰ στενωτάτου διακένου. Ὁ κατώτερος δίσκος ἔχει τὴν αὐτὴν διάμετρον μὲ τὸν δακτύλιον (σχ. 609) συνδέεται

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δὲ διὰ μονωτικῶν στηριγμάτων μὲ αὐτόν. Ὁ ἀνώτερος δίσκος, συγκοινωνῶν ἠλεκτρικῶς διὰ λεπτοῦ σύρματος μὲ τὸν προστατευτικὸν δακτύλιον, ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φάλαγγα ζυγοῦ. Ἕνεκα τῆς παρουσίας τοῦ προστατευτικοῦ δακτυλίου τὸ πεδίον μεταξὺ τοῦ ἀνωτέρου δίσκου καὶ τοῦ ἀπέναντι αὐτοῦ μέρους τοῦ κατωτέρου εἶναι ὁμογενὲς καὶ ἡ χωρητικότης τοῦ ἀνωτέρου δίσκου εἶναι

$$C = \frac{S}{4\pi\delta}$$

ὅπου S ἡ ἐπιφάνεια αὐτοῦ καὶ δ ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τοῦ κατωτέρου.



Σχ. 609.

Ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου μεταξὺ τῶν δύο δίσκων εἶναι

$$H = \frac{V}{\delta}$$

ὅπου V ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν δίσκων.

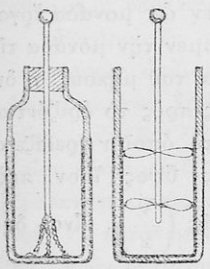
Ἔστω Q τὸ φορτίον τοῦ κινητοῦ δίσκου. Ἂν ἡ ποσότης ἠλεκτρισμοῦ Q εὑρίσκετο *ἐντὸς* τοῦ πεδίου τούτου, θὰ ἠσκεῖτο ἐπ' αὐτῆς δύναμις ἴση πρὸς QH. Τώρα ὅμως ἡ ποσότης Q εὑρίσκεται *ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὁπλισμοῦ*, δηλ. ἐπὶ τῆς κάτω ἐπιφανείας τοῦ δίσκου, ἡ ὁποία ἀποτελεῖ ἀκριβῶς τὸ ὅριον τοῦ πεδίου. Ἕνεκα τούτου ἀποδεικνύεται (πρβλ. § 917) ὅτι ἡ δύναμις, διευθυνομένη πρὸς τὰ κάτω, εἶναι

$$F = \frac{1}{2} Q.H = \frac{1}{2} \frac{QV}{\delta}$$

Ἀλλ' ἡ ποσότης Q ἰσοῦται πρὸς C.V καὶ ἑπομένως εἶναι

$$F = \frac{C V^2}{2\delta} = \frac{S}{8\pi} \frac{V^2}{\delta^2}$$

Ἡ δύναμις F μετρεῖται διὰ τοῦ ζυγοῦ καὶ ἐκ ταύτης καὶ τῶν γνωστῶν S καὶ δ εὑρίσκεται ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ V. Ἐκ τοῦ V καὶ τοῦ C εὑρίσκεται ἡ ἐπὶ τοῦ δίσκου ποσότης ἠλεκτρισμοῦ Q. Διὰ τοῦτο ἡ συσκευὴ αὕτη ὀνομάζεται *ἀπόλυτον ἠλεκτρόμετρον*.



Σχ. 610.

§ 906. ***Λουγδουνικὴ λάγηνος.*** Ὁ παλαιότατος τύπος πυκνωτοῦ εἶναι ἡ *λουγδουνικὴ λάγηνος*, φιάλη δηλ. ἡ ὁποία ἐπενδύεται ἔσωθεν καὶ ἔξωθεν μὲ φύλλα κασσιτέρου, τοὺς ὁπλισμούς, οἱ ὁποῖοι πολλάκις ὀνομάζονται καὶ ἐσωτερικὸς καὶ ἐξωτερικὸς ὁπλισμός. Ὁ ἐσωτερικὸς ὁπλισμὸς συγκοινωνεῖ δι' ἁλύσεως ἢ ἐλαστικοῦ μεταλλίνου ἐλάσματος μὲ μετάλλινον στέλεχος καταλῆγον εἰς σφαιρίδιον (σχ. 610).

Αἱ λουγδουνικαὶ λάγηνοι ἕνεκα τῆς σχετικῶς μεγάλης χωρητικότητος ἠμποροῦν νὰ δεχθοῦν τοιαῦτα ποσὰ ἠλεκτρισμοῦ, ὅταν διαθέτομεν πηγὴν παρέχουσαν ἠλεκτρισμὸν ὑπὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μεγάλην τάσιν, ὥστε ἡ ἐκκένωσις νὰ συνοδεύεται ἀπὸ φωτεινότατον σπινθῆρα καὶ ἰσχυρὸν κρότον.

Ἐπειδὴ ἡ διὰ τοῦ ἀνθρωπίνου σώματος ἐκκένωσις ἠμπορεῖ νὰ εἶναι ἐπιβλαβὴς καὶ πολλάκις θανατηφόρος, ἐκκενώνομεν τὰς λαγήνους διὰ τοῦ ἐκκενωτοῦ, ὁ ὁποῖος ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ἀρθρωτὰ μετάλλινα στελέχη καταλήγοντα εἰς σφαίρας καὶ φέροντα μονωτικὰς λαβάς. Ἐγγίζομεν διὰ τῆς μιᾶς σφαίρας τὸν ἐξωτερικὸν ὁπλισμὸν τῆς λαγήνου καὶ φέρομεν τὴν ἄλλην πλησίον τοῦ σφαιριδίου τοῦ ἐσωτερικοῦ ὁπλισμοῦ. Ἡ ἐκκένωσις γίνεται διὰ σπινθῆρος.

§ 907. ***Ἐνέργεια φορτισμένου πυκνωτοῦ.*** Ἐπειδὴ διὰ νὰ φορτίσωμεν σῶμα τι πρέπει νὰ ὑπερνικῶμεν τὰς ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον ἰσχυροτέρας ἀπώσεις τοῦ ἐπ' αὐτοῦ συσσωρευομένου ἠλεκτρισμοῦ, χρειάζεται νὰ ἐξοδεύσωμεν *ἔργον*. Τὸ ἔργον τοῦτο ἀποθηκεύεται εἰς τὸ φορτισμένον σῶμα ὑπὸ μορφὴν ἰδιότυπον, τὴν ὁποίαν ἠμποροῦμεν νὰ ὀνομάσωμεν *ἠλεκτροστατικήν*.

Ἡ ὑδροστατικὴ εἰκὼν τῆς φορτίσεως (§ 898) ἠμπορεῖ νὰ μᾶς χρησιμεύσῃ πρὸς ὑπολογισμὸν τῆς ἠλεκτροστατικῆς ἐνεργείας.

Ἔστω πυκνωτὴς χωρητικότητος C, τοῦ ὁποίου ὁ μὲν εἷς ὁπλισμὸς συνδέεται μὲ τὴν γῆν (δυναμικὸν 0) ὁ δὲ ἄλλος φορτίζεται ὥστε τὸ δυναμικόν του νὰ εἶναι V. Τὸ φορτίον εἶναι τώρα

$$Q = CV \tag{8}$$

Ὁ πυκνωτὴς ὁμοιάζει πρὸς κυλινδρικὸν δοχεῖον, τοῦ ὁποίου ἡ βάσις ἔχει ἐμβαδὸν C καὶ τὸ ὁποῖον περιέχει μέχρι ὕψους V ὑγρὸν πυκνότητος ἴσης πρὸς τὴν μονάδα. Ἂν λάβωμεν ὡς μονάδα ἔργου τὸ ἔργον τὸ ὁποῖον χρειάζεται διὰ νὰ ἀνυψώσωμεν τὴν μονάδα μάζης τοῦ ὑγροῦ εἰς ὕψος ἴσον πρὸς τὴν μονάδα τοῦ μήκους, ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια τοῦ ἐντὸς τοῦ δοχείου ὑγροῦ ὡς πρὸς τὸ ὁριζόντιον ἐπίπεδον τῆς βάσεως εἶναι ἴση πρὸς τὸ ἔργον τὸ ὁποῖον χρειάζεται διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ ὅλη μᾶζα τοῦ ὑγροῦ (CV) εἰς ὕψος ἴσον πρὸς τὸ ὑπὲρ τὴν βάσιν ὕψος τοῦ κέντρου βάρους αὐτῆς $\left(\frac{V}{2}\right)$, εἶναι δηλ.

$$W = \frac{1}{2} CV^2 \tag{9}$$

Ἡ ἔκφρασις αὕτη μᾶς δίδει τὴν ἠλεκτροστατικὴν ἐνέργειαν πυκνωτοῦ χωρητικότητος C τοῦ ὁποίου οἱ δύο ὁπλισμοὶ ἔχουν διαφορὰν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δυναμικοῦ V. Ἐκ τοῦ συνδυασμοῦ τῶν ἐξισ. 8 καὶ 9 λαμβάνομεν τὰς ἑξῆς ἀκόμη ἐκφράσεις τῆς ἐνεργείας:

$$W = \frac{1}{2} Q V \tag{10}$$

$$W = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} \tag{11}$$

Διὰ τῆς ἐκκενώσεως τοῦ πυκνωτοῦ, ἐφ' ὅσον ἡ ἠλεκτροστατικὴ ἐνέργεια δὲν μεταβάλλεται εἰς ἄλλας μορφάς, τὰς ὁποίας κατωτέρω θὰ περιγράψωμεν, ἀπολαμβάνομεν τὸ δαπανηθὲν διὰ τὴν φόρτισιν ἔργον ὑπὸ μορφὴν θερμότητος.

Ποιοτικῶς δεικνύομεν τοῦτο ἐκκενώνοντες λάγηνον δι' ἀγωγοῦ, τοῦ ὁποίου ἓν μέρος, ἀποτελούμενον ἀπὸ λεπτὸν σύρμα, εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀερικοῦ θερμομέτρου.

§ 908. ***Σύνδεσις πυκνωτῶν.*** Τοὺς πυκνωτὰς ἠμποροῦμεν νὰ συνδέσωμεν πρὸς ἀλλήλους κατὰ διαφόρους τρόπους. Διὰ τὴν εὐκολίαν τῆς ἐκφράσεως θὰ ὀνομάζωμεν τοὺς ὁπλισμοὺς ἐσωτερικοὺς καὶ ἐξωτερικούς, θὰ ὑποθέσωμεν δὲ ὅτι ὅλοι οἱ πυκνωταὶ εἶναι τῆς αὐτῆς χωρητικότητος.

Σύνδεσις παράλληλος ἢ κατὰ ποσότητα. Συνδέομεν ὅλους τοὺς ἐσωτερικοὺς ὁπλισμοὺς πρὸς ἀλλήλους καὶ ἀφ' ἑτέρου ὅλους τοὺς ἐξωτερικούς. Ἂν εἶναι m πυκνωταί, ἕκαστος χωρητικότητος C, ἐπειδὴ ὑπὸ τὴν κοινὴν διαφορὰν δυναμικοῦ V ἕκαστος θὰ λάβῃ φορτίον $Q = CV$, τὸ ὅλον φορτίον θὰ εἶναι $Q' = mQ$ καὶ ἑπομένως ἡ χωρητικότης τοῦ συστήματος θὰ εἶναι: $C' = mC$.

Σύνδεσις ἐν σειρᾷ ἢ κατὰ τάσιν (καταρράκτης). Συνδέομεν τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν τοῦ πρώτου πυκνωτοῦ μὲ τὸν ἐξωτερικὸν τοῦ δευτέρου, τὸν ἐσωτερικὸν τούτου μὲ τὸν ἐξωτερικὸν τοῦ τρίτου καὶ οὕτω καθεξῆς. Ὅλοι οἱ ὁπλισμοὶ εἶναι μονωμένοι ἐκτὸς τοῦ τελευταίου ἐξωτερικοῦ, ὁ ὁποῖος ἠμπορεῖ νὰ συγκοινωνῇ μὲ τὴν γῆν. Ἂν ἔχωμεν n ὁμοίους πυκνωτὰς χωρητικότητος C, ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ V κατανέμεται μεταξὺ αὐτῶν, οὕτως ὥστε μεταξὺ τῶν δύο ὁπλισμῶν ἑκάστου ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἶναι V/n καὶ τὸ φορτίον τοῦ πρώτου ἐσωτερικοῦ ὁπλισμοῦ εἶναι

$$Q' = \frac{VC}{n}$$

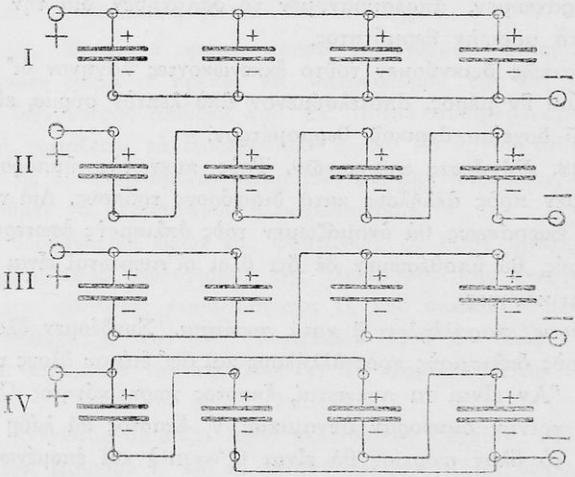
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ χωρητικότης εἶναι λοιπὸν τώρα

$$C' = \frac{C}{n}$$

ἠμποροῦμεν ὅμως μεταξὺ τῶν δύο ἄκρων ὁπλισμῶν νὰ ἔχωμεν τάσιν (διαφορὰν δυναμικοῦ) n φορὰς μεγαλυτέραν ἐκείνης εἰς τὴν ὁποίαν ἀντέχει ἡ μόνωσις ἑνὸς μόνου πυκνωτοῦ.

Σύνδεσις μικτή. Ἂν ἔχωμεν m . n ὁμοίους πυκνωτάς, συνδέομεν αὐτοὺς ἀνὰ m παραλλήλως καὶ τὰ n συστήματα ἐν σειρᾷ (σχ. 611, III)



Σχ. 611.

ἢ ἀνὰ n ἐν σειρᾷ καὶ τὰ m συστήματα παραλλήλως (σχ. 611 IV). Ἂν εἶναι C ἡ χωρητικότης ἑκάστου πυκνωτοῦ, ἡ χωρητικότης τοῦ συστήματος εἶναι

$$C' = C \cdot \frac{m}{n}$$

ἀντέχει δὲ τὸ σύστημα εἰς διαφορὰς δυναμικοῦ n φορὰς μεγαλυτέρας ἐκείνων εἰς τὰς ὁποίας ἀντέχει ἕκαστος πυκνωτής.

ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΑ

§ 909. ***Σταθερὰ διηλεκτρικότητος.*** Ἐθεωρήσαμεν μέχρι τοῦδε τοὺς μονωτὰς ὡς οὐσίας, αἱ ὁποῖαι ἐμποδίζουν τὴν δίοδον τοῦ ἠλεκτρισμοῦ. Ἐν τούτοις σειρὰ φαινομένων μᾶς πείθει ὅτι ἡ σημα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σία τῶν μονωτῶν εἶναι πολὺ σπουδαιοτέρα καὶ ὅτι αὐτοὶ κυρίως εἶναι οἱ φορεῖς τῶν ἠλεκτροστατικῶν πεδίων· διὰ τοῦτο οἱ *μονωταὶ* ὀνομάζονται *διηλεκτρικὰ* (ὑπονοεῖται *μέσα* ἢ *σώματα*).

Ὑποθέσωμεν ὅτι ἔχομεν πυκνωτὴν ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο ἐπιπέδους ὁπλισμούς, τῶν ὁποίων τὸ ἐμβαδὸν εἶναι S καὶ ἡ ἀπόστασις δ, μεταξὺ δὲ τῶν ὁπλισμῶν ὑπάρχει ἀήρ. Ἂν ἡ ἀπόστασις εἶναι μικρὰ ὡς πρὸς τὰς διαστάσεις πλακῶν, ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ εἶναι

$$C = \frac{S}{4\pi\delta} \tag{1}$$

καὶ ἂν φορτίσωμεν τὴν μίαν πλάκα μὲ φορτίον Q ἐνῶ ἡ ἄλλη πλὰξ συνδέεται μὲ τὴν γῆν, τὸ δυναμικὸν θὰ εἶναι

$$V = \frac{Q}{C} \tag{2}$$

Ἂν συνδέσωμεν τὴν πλάκα μὲ ἠλεκτροσκόπιον, παρατηροῦμεν ἀπόκλισιν, ἡ ὁποία παραμένει ἀμετάβλητος ἐφ' ὅσον δὲν ἔχομεν ἀπωλείας φορτίου ἐκ κακῆς μονώσεως.

Ἂν τώρα παρενθέσωμεν μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ πλάκα μονωτικὴν π. χ. ἀπὸ ἐβονίτην, ὕαλον, θεῖον, παραφφίνην κ.λ. παρατηροῦμεν *ἐλάττωσιν* τῆς ἀποκλίσεως τοῦ ἠλεκτροσκοπίου δεικνύουσαν ὅτι ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν δύο ὁπλισμῶν *ἠλαττώθη* μολονότι τὸ φορτίον ἔμεινε ἀμετάβλητον. Ἡ ἐλάττωσις τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ εἶναι διάφορος, ἀναλόγως τῆς οὐσίας τῆς παρεμβαλλομένης πλακός, μεγίστη δὲ διὰ τὴν αὐτὴν οὐσίαν ὅταν ἡ πλὰξ καταλαμβάνῃ ὅλον τὸ μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν διάκενον. Τοῦτο κατορθώνομεν π. χ. χύνοντες μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν τετηγμένον θεῖον ἢ τετηγμένην παραφφίνην ἢ καὶ ὑγρὸν ὀρυκτέλαιον.

Ἂν εἶναι V′ ἡ νέα τιμὴ τοῦ δυναμικοῦ, ἡ παρατηρουμένη ὅταν ὅλον τὸ μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν διάκενον καταλαμβάνεται ἀπὸ μονωτικήν τινα οὐσίαν, ὀνομάζομεν τὸν λόγον

$$\frac{V}{V'} = K \tag{3}$$

σταθερὰν διηλεκτρικότητος τῆς οὐσίας.

Ἐπειδὴ τὸ φορτίον Q δὲν μετεβλήθη, ἕπεται ὅτι μετεβλήθη ἡ *χωρητικότης* τοῦ πυκνωτοῦ καὶ ἡ νέα αὐτῆς τιμὴ C′ εὑρίσκεται ἐκ τῆς σχέσεως

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

$$C' = \frac{Q}{V'} = \frac{Q}{V} \cdot K \qquad (4)$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης καὶ τῆς (2) λαμβάνομεν

$$C' = K \cdot C \qquad (5)$$

Ἂν δηλ. ἀντικαταστήσωμεν εἰς πυκνωτήν τινα τὸν ἀέρα διὰ διηλεκτρικοῦ, ἡ χωρητικότης αὐξάνεται, ὁ δὲ λόγος τῆς νέας χωρητικότητος πρὸς τὴν ἀρχικὴν ἰσοῦται πρὸς τὴν σταθερὰν διηλεκτρικότητος τῆς οὐσίας.

Ἀνεχωρήσαμεν εἰς τὰς σκέψεις μας ἀπὸ πυκνωτήν, ὁ ὁποῖος μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν του ἔχει ἀέρα. Ἀλλὰ καὶ ὁ ἀὴρ εἶναι διηλεκτρικὸν καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἐκ τῶν ἐξ. (3) ἢ (5) ὑπολογιζομένη σταθερὰ K εἶναι κυρίως ὁ λόγος τῆς σταθερᾶς τῆς οὐσίας πρὸς τὴν σταθερὰν τοῦ ἀέρος.

Ἡ παρατήρησις ἔδειξεν ὅτι τὴν *ἐλαχίστην* χωρητικότητα ἔχει δοθεὶς πυκνωτὴς ὅταν ὁ μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν χῶρος εἶναι *κενός*.

Τὸ κενὸν θεωροῦμεν ἐπίσης ὡς διηλεκτρικὸν καὶ πρὸς αὐτὸ συγκρίνομεν τὰ λοιπὰ διηλεκτρικά. Θέτομεν δηλ. κατὰ συνθήκην τὴν σταθερὰν διηλεκτρικότητος τοῦ κενοῦ ἴσην πρὸς 1 καὶ ὁρίζομεν τὴν σταθερὰν K τῶν διαφόρων οὐσιῶν διὰ τῶν ἐξ. 3 ἢ 5, εἰς τὰς ὁποίας C εἶναι ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ ὅταν ὁ μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν χῶρος εἶναι κενός. Ἀλλ' ἐπειδὴ ἡ χωρητικότης ἐλάχιστα μεταβάλλεται ὅταν ἀντὶ κενοῦ ἔχωμεν ἀέρα, ἡ σταθερὰ διηλεκτρικότητος τοῦ ἀέρος δηλ. εἶναι ἐλάχιστα μεγαλυτέρα τῆς μονάδος, ἠμποροῦμεν χωρὶς αἰσθητὸν σφάλμα νὰ ὁρίζωμεν τὴν σταθερὰν K ἐν σχέσει πρὸς τὴν σταθερὰν τοῦ ἀέρος.

§ 910. ***Ἀληθῆ καὶ ἐλεύθερα φορτία.*** Τὴν ἐλάττωσιν τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ τῶν ὁπλιομῶν τοῦ πυκνωτοῦ ἐξηγήσαμεν διὰ τῆς αὐξήσεως τῆς χωρητικότητος. Ἠμποροῦμεν ὅμως καὶ ἄλλως νὰ τὴν ἐξηγήσωμεν.

Ἂν δηλ. δεχθῶμεν ὅτι ἡ χωρητικότης ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὸ γεωμετρικὸν σχῆμα τοῦ πυκνωτοῦ καὶ ἑπομένως δὲν μεταβάλλεται ἂν μεταβληθῇ τὸ μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν μέσον, ἡ ἐλάττωσις τῆς διαφορᾶς τοῦ δυναμικοῦ μᾶς δεικνύει ὅτι τὰ φορτία τῶν ὁπλισμῶν *φαινομενικῶς ἠλαττώθησαν*.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ νέα διαφορὰ δυναμικοῦ V′ εἶναι δηλ. τοιαύτη, ὡς ἂν ἐπὶ τοῦ ὁπλισμοῦ ὑπῆρχε φορτίον

$$(6) \qquad Q' = \frac{V'}{C} = \frac{1}{K}\frac{V}{C} = \frac{Q}{K}$$

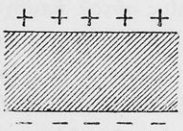
Ἀντὶ τοῦ *ἀληθοῦς* φορτίου Q ἔχομεν τώρα *ἐλεύθερον* φορτίον Q′ προκαλοῦν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ V′. Ἡ παρουσία τοῦ διηλεκτρικοῦ ἰσοδυναμεῖ μὲ ἐλάττωσιν τοῦ φορτίου ἀπὸ Q εἰς Q′, μὲ ἐλάττωσιν δηλ. κατὰ τὸ ποσὸν

$$(7) \qquad Q - Q' = Q\left(1 - \frac{1}{K}\right)$$

§ 911. ***Πόλωσις τοῦ διηλεκτρικοῦ.*** Κατὰ τὰ ἀνωτέρω, ἂν ἐπὶ τοῦ θετικοῦ ὁπλισμοῦ τοῦ πυκνωτοῦ ὑπάρχῃ τὸ *ἀληθὲς* φορτίον Q, ἐκ τῆς παρουσίας τοῦ διηλεκτρικοῦ ἐλαττώνεται φαινομενικῶς, ὥστε νὰ ἀπομένῃ τὸ *ἐλεύθερον* φορτίον

$$Q' = \frac{Q}{K}$$

Διὰ νὰ ἐξηγήσωμεν τοῦτο δεχόμεθα ὅτι ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου τὸ διηλεκτρικὸν διεγείρεται οὕτως ὥστε νὰ ἀναφαίνωνται ἐπὶ τῶν πρὸς τοὺς ὁπλισμοὺς ἐστραμμένων ἐπιφανειῶν αὐτοῦ ἑτερώνυμα φορτία (σχ. 612). Τὰ ἐλεύθερα φορτία εἶναι αἱ διαφοραὶ τῶν ἀληθῶν φορτίων καὶ τῶν φορτίων τοῦ διηλεκτρικοῦ.



Σχ. 612.

Τὴν ἠλεκτρικὴν διέγερσιν τῶν διηλεκτρικῶν δεχόμεθα ὡς ἐντελῶς ἀνάλογον πρὸς τὴν μαγνήτισιν (§ 857 κ. ἑ).

Ὁρίζομεν πρῶτον ἀναλόγως πρὸς τὴν μαγνητικὴν ροπὴν τὴν *ἠλεκτρικὴν ροπὴν* M δύο ἴσων καὶ ἀντιθέτων ἠλεκτρικῶν φορτίων $\pm e$, συγκεντρωμένων εἰς δύο σημεῖα, ὡς τὸ γινόμενον τοῦ φορτίου e ἐπὶ τὴν ἀπόστασιν l τῶν δύο σημείων· εἶναι δηλ.

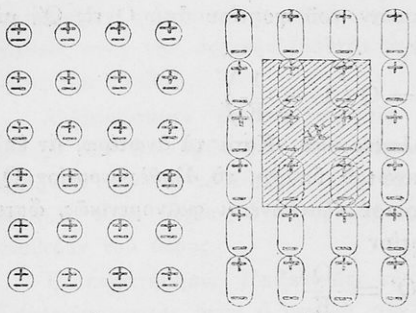
$$M = el$$

Ἡ ροπὴ ἔχει ὄχι μόνον μέγεθος ἀλλὰ καὶ διεύθυνσιν· τὴν διεύθυνσιν τῆς εὐθείας $-e$ $+e$ μὲ φορὰν ἐκ τοῦ ἀρνητικοῦ φορτίου πρὸς τὸ θετικόν.

Φανταζόμεθα τώρα ὅτι ἐντὸς τοῦ διηλεκτρικοῦ ὑπάρχουν στοιχειώδη οὐδέτερα φορτία ἀποτελούμενα ἀπὸ φορτία θετικὰ καὶ ἀρνη-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τικὰ ἀδιασπάστως συνδεόμενα πρὸς ἄλληλα καὶ συγκρατούμενα εἰς τὴν θέσιν των ἀπὸ δυνάμεις, τῶν ὁποίων τὴν φύσιν δὲν ἐξετάζομεν (σχ. 613, I). Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου μετατίθενται τὰ φορτία, τὰ μὲν θετικὰ κατὰ τὴν φορὰν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν (*), τὰ δὲ ἀρνητικὰ κατὰ τὴν ἀντίθετον. Ἐκ τῆς μετακινήσεως ταύτης τῶν φορτίων δὲν ἐμφανίζονται φορτία εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ διηλεκτρικοῦ (σχ. 613, II), ἀλλὰ μόνον ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς αὐτοῦ ἐπιφανείας. Ἐν τούτοις ὑπάρχει ἠλεκτρικὴ ροπὴ καθ' ὅλην τὴν ἔκτασιν τοῦ διηλεκτρικοῦ, ὅπως ὑπάρχει μαγνητικὴ ροπὴ εἰς ὅλην τὴν ἔκτασιν μαγνητισμένου σώματος· ἂν ὑποθέσωμεν ὅτι ἀποκόπτομεν οἱονδήποτε τμῆμα τοῦ διηλεκτρικοῦ, ἔστω τὸ α (σχ. 613, I), ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας αὐτοῦ ὑπάρχουν φορτία ἴσα καὶ ἀντίθετα, ὅπως εἰς οἱονδήποτε τμῆμα μαγνητισμένου σώματος ὑπάρχουν ἴσοι καὶ ἀντίθετοι πόλοι.



Σχ. 613.

Ἕνεκα τῶν ἐπιφανειακῶν τούτων φορτίων ἕλκεται π. χ. σφαῖρα ἐξ ἐβονίτου ἀπὸ ἠλεκτρισμένον ἀγωγόν, ἀκριβῶς ὅπως σφαῖρα ἐκ μαλακοῦ σιδήρου ἕλκεται ἀπὸ μαγνήτην.

Τὰ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῶν διηλεκτρικῶν ἐμφανιζόμενα φορτία ὀνομάζομεν *φαινομενικὰ* διότι πάντοτε εἶναι ἀναποσπάστως συνδεδεμένα πρὸς ἴσα καὶ ἀντίθετα φορτία, ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὰ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῶν ἀγωγῶν ὑπάρχοντα ἢ τὰ ἐπὶ μονωτῶν διὰ τριβῆς ἀναπτυσσόμενα, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν *ἀληθῆ φορτία*. Τὸ *ἐλεύθερον* φορτίον λοιπὸν εἶναι κατὰ ταῦτα τὸ *ἀλγεβρικὸν* ἄθροισμα τοῦ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγοῦ εὑρισκομένου *ἀληθοῦς* φορτίου καὶ τοῦ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ διηλεκτρικοῦ εὑρισκομένου *φαινομενικοῦ* φορτίου.

Τὸ πηλίκον τῆς ἠλεκτρικῆς ροπῆς Μ στοιχειώδους τινὸς μέρους

(*) Θεωροῦμεν μόνον *ἰσότροπα* διηλεκτρικά.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τοῦ διηλεκτρικοῦ διὰ τοῦ ὄγκου αὐτοῦ Ω ὀνομάζομεν *πόλωσιν* αὐτοῦ καὶ παριστῶμεν διὰ τοῦ γράμματος P. Εἶναι λοιπόν

$$P = \frac{M}{\Omega} \qquad (\text{πρβλ. § 857}).$$

Εἰς τὰ ἰσότροπα μέσα ἡ πόλωσις ἔχει τὴν διεύθυνσιν τοῦ προκαλοῦντος αὐτὴν πεδίου καὶ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν E αὐτοῦ (*). Εἶναι λοιπόν:

$$P = \varepsilon E \qquad (8)$$

Ἡ ἐξίσωσις αὕτη εἶναι ἐντελῶς ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐξίσ. 1 τῆς § 870 καὶ τὸν συντελεστὴν ε ὀνομάζομεν *συντελεστὴν πολώσεως τοῦ διηλεκτρικοῦ*.

Θεωροῦμεν πλάκα διηλεκτρικὴν σταθερᾶς πάχους δ, πολὺ μεγάλην ὡς πρὸς τὸ πάχος τοῦτο καὶ κάθετον ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου E. Ἡ πλάξ βεβαίως διεγείρεται ὁμοιομόρφως ὑπὸ τοῦ πεδίου (εἰς τὰ κεντρικὰ αὐτῆς μέρη τοὐλάχιστον) καὶ ἡ πόλωσις παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξ. 8.

Ἔστω τώρα μικρὸς κύλινδρος μὲ βάσιν 6 καταλήγων ἑκατέρωθεν εἰς τὰς ἐπιφανείας τῆς πλακὸς καὶ παράλληλος πρὸς τὴν κοινὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου καὶ τῆς πολώσεως. Ὁ ὄγκος τοῦ κυλίνδρου εἶναι $\Omega = 6\delta$ καὶ ἡ ὁλικὴ ροπὴ εἶναι

$$M = \Omega P = 6\delta P.$$

Ἂν ὀνομάσωμεν $\pm q$ τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν ἐπὶ τῶν δύο βάσεων τοῦ κυλίνδρου ὡς ἐκ τῆς πολώσεως, ἡ ροπὴ εἶναι

$$M = \delta q$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης καὶ τῆς προηγουμένης εὑρίσκομεν

$$q = 6P$$

καὶ ἡ πυκνότης τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας, τὸ πηλίκον δηλ. τοῦ φορτίου διὰ τοῦ ἐμβαδοῦ, εἶναι

$$\sigma = \frac{q}{6} = P. \qquad (9)$$

Ἡ ἐξίσωσις αὕτη μᾶς λέγει ὅτι ἡ πόλωσις ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὴν πυκνότητα τοῦ φαινομενικοῦ φορτίου ἐπὶ ἐπιφανείας καθέτου ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν αὐτῆς.

§ 912. ***Σχέσις τοῦ συντελεστοῦ πολώσεως πρὸς τὴν σταθερὰν διηλεκτρικότητος.*** Αἱ σταθεραὶ ε καὶ K συνδέονται πρὸς ἀλλήλας διὰ τῆς σχέσεως

$$K = 1 + 4\pi\varepsilon \qquad (10)$$

(*) Ἡ ὀρθότης τῆς ἐκδοχῆς ταύτης ἀποδεικνύεται ἐκ τῆς πειραματικῆς βεβαιώσεως ἀπωτέρων θεωρητικῶν συμπερασμάτων. Σημειωτέον ὅτι ἡ ἔντασις E τοῦ πεδίου, ὅπως καὶ ἡ ἔντασις H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὰς ἐξισώσεις τῆς § 870, εἶναι ἡ ἐκ τῆς παρουσίας τοῦ διηλεκτρικοῦ ἢ τοῦ παραμαγνητικοῦ ἢ διαμαγνητικοῦ *μεταβληθεῖσα* ἔντασις τοῦ πεδίου (πρβλ. π. χ. τὴν ἑπομένην παράγραφον).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἐξίσωσις αὕτη εἶναι ἐντελῶς ὁμοία μὲ τὴν ἐξίσωσιν τὴν συνδέουσαν τὴν μαγνητικὴν διαπερατότητα μὲ τὸν συντελεστὴν μαγνητίσεως (§ 870 ἐξ. 3) καὶ διὰ τοῦτο ἡ σταθερὰ διηλεκτρικότητος ὀνομάζεται ἐνίοτε *ἠλεκτρικὴ διαπερατότης*.

Ἀπόδειξις. Θεωροῦμεν πυκνωτὴν μὲ πλάκας ἐμβαδοῦ S εἰς ἀπόστασιν δ ἀπ' ἀλλήλων, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχει διηλεκτρικὸν μὲ τὰς σταθερὰς K καὶ ε. Ἂν ἐπὶ τῶν ὁπλισμῶν ὑπάρχουν τὰ ἀληθῆ φορτία $\pm Q$, ἡ πυκνότης τοῦ *ἀληθοῦς* φορτίου ἐπὶ τῆς θετικῆς ἐπιφανείας εἶναι

$$\sigma = \frac{Q}{S}$$

καὶ ἡ πυκνότης τοῦ *ἐλευθέρου* φορτίου

$$\sigma' = \frac{\sigma}{K}$$

Τὸ πεδίον ὀφείλεται τώρα εἰς τὰ *ἐλεύθερα* φορτία καὶ ἑπομένως ἡ ἔντασις αὐτοῦ εἶναι (§ 904)

$$H = 4\pi\sigma'$$

καὶ ἡ πόλωσις τοῦ διηλεκτρικοῦ, ὁμοιόμορφος ἕνεκα τοῦ σχήματος τῆς διατάξεως, εἶναι

$$P = \varepsilon H = 4\pi\sigma'\varepsilon$$

Ἐπὶ τῆς πρὸς τὸν *θετικὸν* ὁπλισμὸν ἐστραμμένης ἐπιφανείας τοῦ διηλεκτρικοῦ ἀναφαίνεται λοιπὸν φαινομενικὸν *ἀρνητικὸν* φορτίον, τοῦ ὁποίου ἡ πυκνότης εἶναι (§ 911)

$$\sigma'' = -P = -4\pi\sigma'\varepsilon$$

Ἡ πυκνότης τοῦ *ἐλευθέρου* ἠλεκτρισμοῦ ἰσοῦται πρὸς τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν πυκνοτήτων τοῦ *ἀληθοῦς* καὶ τοῦ *φαινομενικοῦ* φορτίου, εἶναι λοιπὸν

$$\sigma' = \sigma + \sigma'' = \sigma - 4\pi\varepsilon\sigma'$$

$$\sigma = \sigma\ (1 + 4\pi\varepsilon)$$

καὶ ἐπειδὴ εἶναι $\sigma = K\sigma'$, εὑρίσκομεν

$$K = 1 + 4\pi\varepsilon.$$

§ 913. *Ἠλεκτρικὸν πεδίον. Ἠλεκτροστατικὴ ἐπαγωγή.* Θεωροῦμεν διηλεκτρικόν, εἰς τὸ ὁποῖον προκαλεῖται ἡ πόλωσις P ὑπὸ πεδίου ἐντάσεως E (*) καὶ ζητοῦμεν τὰς δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι ἀσκοῦνται ἐντὸς τοῦ διηλεκτρικοῦ ἐπὶ τῆς μονάδος τοῦ ἠλεκτρισμοῦ. Διὰ νὰ ὁρίσωμεν τὰς δυνάμεις ταύτας πρέπει νὰ σχηματίσωμεν περὶ τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον κοίλωμα ἐλεύθερον διηλεκτρικοῦ (πρβλ. § 870) καὶ βλέπομεν τότε ὅτι αἱ δυνάμεις ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν μορφὴν τοῦ κοιλώματος.

Ἂν δηλ. τὸ κοίλωμα ἔχῃ τὴν μορφὴν στενωτάτου αὐλοῦ, παραλ-

(*) Πρβλ. τὴν ὑποσημείωσιν τῆς προηγουμένης σελίδος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

λήλου πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου, ἐπὶ τῆς μονάδος τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐνεργεῖ δύναμις

$$F = E$$

ἂν δὲ τὸ κοίλωμα εἶναι στενὴ σχισμὴ μὲ παράλληλα ἐπίπεδα τοιχώματα, κάθετα ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου, ἡ δύναμις εἶναι

$$F' = E\ (1+4\ \pi\ \varepsilon) = K\ E$$

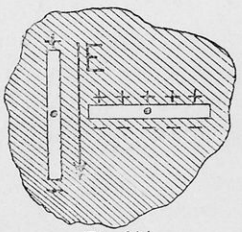
Τὴν δύναμιν F ὀνομάζομεν *ἠλεκτρικὴν δύναμιν*, τὸ πεδίον αὐτῆς, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις εἶναι E, ὀνομάζομεν *ἠλεκτρικὸν ἢ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον*, τὰς δὲ δυναμικὰς αὐτοῦ γραμμὰς ὀνομάζομεν *ἠλεκτροστατικὰς δυναμικὰς γραμμὰς* ἢ καὶ ἁπλῶς *δυναμικὰς γραμμάς*.

Τὴν δύναμιν F′ ὀνομάζομεν *ἐπαγωγικὴν δύναμιν*, τὸ δὲ πεδίον αὐτῆς, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις εἶναι

$$D = K\ E \qquad (11)$$

ὀνομάζομεν *πεδίον ἠλεκτρικῆς ἐπαγωγῆς* (*) (πρβλ. § 860). Τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου τούτου ὀνομάζομεν *γραμμὰς ἐπαγωγῆς*. Συμφώνως πρὸς τὴν ὀνοματοθεσίαν ταύτην ἡ σταθερὰ διηλεκτρικότητος ὀνομάζεται πολλάκις *εἰδικὴ ἐπαγωγικὴ ἱκανότης*.

§ 914. *Ἀπόδειξις τῶν προτάσεων τῆς προηγουμένης παραγράφου.* Ἔστω πρῶτον τὸ κοίλωμα τοῦ διηλεκτρικοῦ στενὸς αὐλὸς παράλληλος πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ διεγείροντος πεδίου E (σχ. 614). Ἐπὶ τῶν κυλινδρικῶν τοιχωμάτων τοῦ αὐλοῦ δὲν ὑπάρχουν φορτία, ἐπὶ δὲ τῶν δύο αὐτοῦ βάσεων ὑπάρχουν φαινομενικὰ φορτία ἴσα καὶ ἀντίθετα, τόσον μικρότερα, ὅσον στενώτερος εἶναι ὁ αὐλός. Ἐπειδὴ θεωροῦμεν τὸ μῆκος τοῦ αὐλοῦ ἀσυγκρίτως μεγαλύτερον ἀπὸ τὴν διάμετρόν του, ἡ ἐπίδρασις τῶν φορτίων τούτων εἶναι μηδαμινὴ καὶ ἐπὶ τῆς μονάδος τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐνεργεῖ ἡ δύναμις E.



Σχ. 614.

Ἔστω τώρα τὸ κοίλωμα σχισμὴ μὲ παράλληλα τοιχώματα, κάθετα ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου E. Ἐπὶ τῶν δύο τοιχωμάτων τοῦ κοιλώματος ἀναφαίνονται ἔνεκα τῆς πολώσεως τοῦ διηλεκτρικοῦ φαινομενικὰ φορτία (σχ. 614) τῶν ὁποίων ἡ πυκνότης ἰσοῦται κατ' ὀπόλυτον τιμὴν ἀριθμητικῶς πρὸς τὴν πόλωσιν P.

(*) Ὁ ὅρος *ἐπαγωγὴ* χρησιμοποιεῖται εἰς τὴν ἠλεκτροδυναμικὴν μὲ ἐντελῶς ἄλλην σημασίαν. Ἀντὶ τοῦ πεδίου ἐπαγωγῆς πολλάκις γίνεται χρῆσις τοῦ πεδίου *ἠλεκτρικῆς μετατοπίσεως*, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις εἶναι

$$C = D : 4\pi$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῶν φορτίων τούτων ὑπάρχει εἰς τὸ κοίλωμα πρόσθετον πεδίον, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις εἶναι $4\pi P$, παράλληλος καὶ ὁμόρροπος πρὸς τὴν E, καὶ ἑπομένως ἐπὶ τῆς μονάδος τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐνεργεῖ ἡ δύναμις

$$D = E + 4\pi P = E\ (1 + 4\pi\varepsilon) = KE.$$

§ 915. *Σχέσις τῶν φορτίων πρὸς τὰ πεδία.* Ἐπανερχόμεθα εἰς τὸν πυκνωτήν, τὸν ὁποῖον ἐθεωρήσαμεν εἰς τὴν § 907. Ἐπὶ τοῦ θετικοῦ αὐτοῦ ὁπλισμοῦ ἡ πυκνότης τοῦ *ἀληθοῦς φορτίου* εἶναι σ τοῦ δὲ *ἐλευθέρου φορτίου* σ′, ὅπου $\sigma = K\sigma'$.

Ἡ ἔντασις τοῦ διεγείροντος πεδίου εἶναι

$$E = 4\pi\sigma'$$

ἡ δὲ ἔντασις τῆς ἐπαγωγῆς

$$D = KE = 4\pi K\sigma' = 4\pi\sigma$$

Ἐκ τῶν ἐξισώσεων τούτων βλέπομεν ὅτι ἐκ τῆς μονάδος τοῦ ἀληθοῦς φορτίου ἀναχωροῦν 4π γραμμαὶ ἐπαγωγῆς, ἐκ δὲ τῆς μονάδος τοῦ ἐλευθέρου φορτίου, ἀναχωροῦν 4π δυναμικαὶ γραμμαί.

Ἔστω π. χ. σφαῖρα μεταλλίνη περιβαλλομένη ἀπὸ σφαιρικὸν συγκεντρικὸν διηλεκτρικὸν στρῶμα (σταθ. διηλεκτρ. K) πέραν τοῦ ὁποίου ὑπάρχει κενόν. Ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς μεταλλίνης σφαίρας ὑπάρχει *ἀληθὲς φορτίον* Q.

Ἐκ τῆς σφαίρας ἀναχωροῦν ἐν ὅλῳ $4\pi Q$ γραμμαὶ ἐπαγωγῆς καί, ἐπειδὴ ἄλλα ἀληθῆ φορτία δὲν ὑπάρχουν, αἱ γραμμαὶ ἐπαγωγῆς καὶ πέραν τοῦ διηλεκτρικοῦ στρώματος θὰ εἶναι $4\pi Q$.

Εἰς τὴν ἄμεσον γειτονίαν τῆς σφαίρας ἡ πυκνότης τῶν γραμμῶν ἐπαγωγῆς εἶναι $4\pi Q : S$, ὅπου S ἡ ἐπιφάνεια τῆς σφαίρας, ἑπομένως ἡ πυκνότης τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, ἡ ἔντασις δηλ. τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου εἶναι $\frac{4\pi Q}{KS}$, ἡ πυκνότης τοῦ ἐλευθέρου φορτίου εἶναι $\frac{Q}{KS}$ καὶ τὸ ὅλον ἐλεύθερον φορτίον $\frac{Q}{K}$.

Ἡ διαφορὰ ἀληθοῦς καὶ ἐλευθέρου φορτίου

$$Q - \frac{Q}{K} = Q\left(1 - \frac{1}{K}\right)$$

εἶναι τὸ φαινόμενον φορτίον, ἑτερώνυμον πρὸς τὸ Q.

Ἐκ τῆς σφαίρας ἀναχωροῦν λοιπὸν ἐν ὅλῳ $\frac{4\pi Q}{K}$ δυναμικαὶ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

γραμμαὶ, οὕτως ὥστε ἐντὸς τοῦ διηλεκτρικοῦ ἔχομεν $4\pi Q$ γραμμὰς ἐπαγωγῆς καὶ $\frac{4\pi Q}{K}$ δυναμικὰς γραμμάς.

Ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ὅμως ἐπιφανείας τοῦ διηλεκτρικοῦ στρώματος ὑπάρχει *φαινομενικὸν φορτίον* $Q\left(1-\frac{1}{K}\right)$, ὁμώνυμον πρὸς πρὸς τὸ Q.

Τὸ φορτίον τοῦτο, ἐπειδὴ δὲν ὑπάρχει ἐπὶ τῆς αὐτῆς ἐπιφανείας ἀληθὲς φορτίον, εἶναι ἐλεύθερον καὶ ἑπομένως ἀναχωροῦν ἀπὸ αὐτὸ $4\pi Q\left(1-\frac{1}{K}\right)$ δυναμικαὶ γραμμαί, αἱ ὁποῖαι προστίθενται εἰς τὰς ἐκ τῆς μεταλλίνης σφαίρας προερχομένας. Οὕτω ἔχομεν εἰς τὸ πέριξ κενὸν ἐν ὅλῳ

$$\frac{4\pi Q}{K}+4\pi Q\left(1-\frac{1}{K}\right)=4\pi Q$$

δυναμικὰς γραμμάς, ἰσαρίθμους πρὸς τὰς γραμμὰς ἐπαγωγῆς. Καὶ πράγματι εἰς τὸ κενὸν ($K=1$) τὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον εἶναι τὸ αὐτὸ μὲ τὸ πεδίον ἐπαγωγῆς.

§ 916. ***Γενίκευσις τοῦ νόμου τοῦ Coulomb.*** Ἡ πόλωσις τῶν διηλεκτρικῶν καὶ τὰ ἐξ αὐτῆς ἀναφαινόμενα φαινομενικὰ φορτία ἐπιδροῦν ἐπὶ τῶν ἠλεκτροστατικῶν ἕλξεων καὶ ἀπώσεων, οὕτως ὥστε αἱ μεταξὺ ἠλεκτρικῶν φορτίων ἐνεργοῦσαι δυνάμεις ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ μέσου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὑρίσκονται τὰ φορτία ταῦτα.

Ὑποθέσωμεν ὅτι ἔχομεν τὰ ἀληθῆ φορτία e_1 καὶ e_2, κατανεμημένα ἐπὶ μικρῶν μεταλλίνων σφαιρῶν 1, 2, αἱ ὁποῖαι εὑρίσκονται εἰς ἀπόστασιν r ἀπ' ἀλλήλων ἐντὸς διηλεκτρικοῦ μὲ σταθερὰν διηλεκτρικότητος K.

Περὶ τὰ φορτία ταῦτα ἀναπτύσσονται ἕνεκα τῆ πολώσεως τοῦ διηλεκτρικοῦ φαινομενικὰ φορτία

$$e_1''=-e_1\left(1-\frac{1}{K}\right) \qquad e_2''=-e_2\left(1-\frac{1}{K}\right)$$

τὰ δὲ ἀλγεβρικὰ ἀθροίσματα τῶν ἀληθῶν καὶ φαινομενικῶν φορτίων ἰσοῦνται πρὸς τὰ ἐλεύθερα φορτία

$$e_1'=e_1+e_1''=\frac{e_1}{K} \qquad e_2'=e_2+e_2''=\frac{e_2}{K}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὑποθέσωμεν τώρα ὅτι ἡ σφαῖρα 1 εἶναι ἀκίνητος καὶ ὅτι ἠμποροῦσι νὰ κινηθῇ ἡ σφαῖρα 2. Ζητοῦμεν τὴν ἐπ' αὐτῆς ἐνεργοῦσαν δύναμιν.

Κατὰ τὸν νόμον τοῦ Coulomb ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ φορτίου e_2 δύναμις ὀφειλομένη εἰς τὰ φορτία, e_1 καὶ e_1'' δύναμις δηλ. τοιαύτη, ὡς ἂν προήρχετο ἀπὸ τὸ ἐλεύθερον φορτίον e_1'. Ἡ δύναμις αὕτη εἶναι

$$f = \frac{e_1' e_2}{r_2} \tag{11}$$

Ἐπὶ τοῦ φαινομενικοῦ φορτίου e_2'' ἐνεργεῖ ἐπίσης δύναμις, ἀλλ' αὕτη δὲν εἶναι αἰσθητὴ ὡς δύναμις ἐνεργοῦσα ἐπὶ τῆς σφαίρας 2. Ἡ δύναμις αὕτη ἐνεργεῖ ἐπ' αὐτοῦ τοῦ διηλεκτρικοῦ καὶ κατὰ τὴν μετακίνησιν τῆς σφαίρας 2 ἐντὸς τοῦ διηλεκτρικοῦ δὲν παράγεται ὑπὸ τῆς δυνάμεως ταύτης ἔργον.

Κατὰ ταῦτα ἡ δύναμις f εἶναι ἡ μεταξὺ τῶν δύο φορτίων ἐνεργοῦσα δύναμις καὶ ἡ ἐξίσωσις (11) ἐκφράζει τὸν γενικὸν νόμον τοῦ Coulomb.

Τὴν ἐξίσωσιν (12) ἠμποροῦμεν νὰ γράψωμεν καὶ ὡς ἑξῆς

$$f = \frac{1}{K}\frac{e_1 e_2}{r^2} = \frac{e'_1 e_2}{r^2} = \frac{e_1 e_2'}{r^2} = K\frac{e'_1 e_2'}{r^2} \tag{12}$$

Ἡ δύναμις, ἕλξις ἢ ἄπωσις, εἶναι ἴση πρὸς τὸ γινόμενον τῶν *ἀληθῶν φορτίων* διὰ τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως καὶ διὰ τῆς σταθερᾶς διηλεκτρικότητος τοῦ μέσου ἢ πρὸς τὸ γινόμενον τῶν *ἐλευθέρων φορτίων* διὰ τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως καὶ ἐπὶ τὴν σταθερὰν διηλεκτρικότητος τοῦ μέσου.

Παρατηροῦμεν ὅτι ἀπὸ τὸ ἀληθὲς φορτίον e ἀναχωροῦν $4\pi e$ γραμμαὶ ἐπαγωγῆς καὶ ἡ πυκνότης αὐτῶν ἐπὶ σφαιρικῆς ἐπιφανείας μὲ ἀκτῖνα r, ἴση πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου ἐπαγωγῆς, εἶναι $\frac{e}{r^2}$

Ὁμοίως ἐκ τοῦ αὐτοῦ ἀληθοῦς φορτίου e ἀναχωροῦν $4\pi e'$ δυναμικαὶ γραμμαὶ καὶ ἑπομένως ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου εἰς ἀπόστασιν r εἶναι $\frac{e'}{r^2}$.

Οὕτω ἔχομεν ἐκ τῶν ἐξ. (13) τὰς ἑξῆς προτάσεις.

Ἡ ἐπὶ ἠλεκτρικοῦ φορτίου, πανταχόθεν *περιβαλλομένου* ὑπὸ διηλεκτρικοῦ (χωρὶς διάμεσα κενὰ) ἐνεργοῦσα δύναμις εἶναι ἴση πρὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ γινόμενον τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου ἐπὶ τὸ ἀληθὲς φορτίον ἢ πρὸς τὸ γινόμενον τῆς ἐντάσεως τῆς ἐπαγωγῆς ἐπὶ τὸ ἐλεύθερον φορτίον.

§ 917. *Ἐφαρμογὴ εἰς τὸ ἀπόλυτον ἠλεκτρόμετρον τοῦ Thomson.* Ἂν μεταξὺ τῶν δίσκων τοῦ πυκνωτοῦ τοῦ Thomson (§ 905) ὑπάρχῃ διηλεκτρικὸν μὲ σταθερὰν διηλεκτρικότητος K, ἡ χωρητικότης εἶναι

$$C = K \frac{S}{4\pi\delta}$$

Ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου μεταξὺ τῶν δύο δίσκων εἶναι

$$H = \frac{V}{\delta}$$

καὶ ἂν ἐπὶ τοῦ κινητοῦ δίσκου ὑπάρχῃ τὸ ἀληθὲς φορτίον Q, ἡ δύναμις θὰ εἶναι

$$F = \frac{1}{2} Q H = \frac{1}{2} \frac{QV}{\delta}$$

Ἀλλ' εἶναι $Q = CV$ καὶ ἑπομένως

$$F = \frac{1}{2} \frac{CV^2}{\delta} = \frac{K}{8\pi} \frac{S V^2}{\delta^2} \qquad (13)$$

Τὴν σχέσιν ταύτην ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν καὶ ὡς ἑξῆς:

Ἂν ἐπὶ τοῦ ἑνὸς ὁπλισμοῦ ὑπάρχῃ τὸ φορτίον Q, ἡ ἐνέργεια τοῦ πυκνωτοῦ εἶναι (§ 907 ἐξ. 11)

$$W = \frac{1}{2} CV^2$$

καὶ ἂν πλησιάσωμεν μετακινοῦντες παραλλήλως τὸν ἕνα ὁπλισμὸν πρὸς τὸν ἄλλον μέχρις ὅτου ἔλθουν εἰς ἐπαφήν, τὰ μὲν φορτία θὰ ἐξουδετερωθοῦν καὶ ἑπομένως θὰ ἐξαφανισθῇ ἡ ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια, ἀντ' αὐτῆς δὲ θὰ ἔχωμεν τὸ ἔργον τὸ παραχθὲν κατὰ τὴν κίνησιν τοῦ ὁπλισμοῦ.

Ἂν ὁ μονωμένος ὁπλισμὸς τοῦ πυκνωτοῦ δὲν συγκοινωνῇ μὲ ἄλλα φορτισμένα σώματα, καὶ ἑπομένως τὰ ἐπὶ τῶν ὁπλισμῶν φορτία μένουν σταθερά, ὁ ἀριθμὸς τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι συνδέουν τοὺς ὁπλισμούς, δὲν μεταβάλλεται κατὰ τὴν μετακίνησιν καὶ ἑπομένως καὶ τὸ μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν πεδίον μένει ἀμετάβλητον. Ἀλλ' αἱ μεταξὺ τῶν δύο ὁπλισμῶν ἕλξεις ἐξαρτῶνται βεβαίως ἀπὸ μόνον τὸ πεδίον καὶ τὰ φορτία καί, ἐπειδὴ ταῦτα μένουν ἀμετάβλητα, ἕπεται ὅτι καὶ ἡ μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν ἕλξις F μένει ἀμετάβλητος κατὰ τὴν μετακίνησιν τοῦ ἑνὸς ὁπλισμοῦ. (*) Ἐκ τούτου πάλιν ἕπεται ὅτι τὸ κατὰ τὴν μετακίνησιν τοῦ ἑνὸς ὁπλισμοῦ παραγόμενον ὁλικὸν ἔργον ἰσοῦται πρὸς τὴν *σταθερὰν* δύναμιν F ἐπὶ τὸν δρόμον δ.

Εἶναι λοιπὸν

$$W = \frac{1}{2} CV^2 = \delta F$$

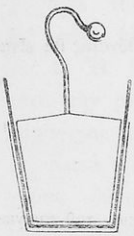
$$F = \frac{1}{2} \frac{CV^2}{\delta} = \frac{K}{8\pi} \frac{S V^2}{\delta^2}$$

(*) Ἂν ὁ μονωμένος ὁπλισμὸς συγκοινωνῇ μὲ ἠλεκτρισμένους ἀγωγούς, ἐπειδὴ ἐκ τῆς μετακινήσεως αὐτοῦ μεταβάλλεται ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ, μεταβάλλονται ἀντιστοίχως καὶ τὰ φορτία καὶ ἑπομένως καὶ ἡ μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν ἕλξις.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ταυτότης τῆς ἐξισώσεως ταύτης μὲ τὴν ἐξ. (13) τὴν ὁποίαν εὕρομεν δεχθέντες ὅτι ἡ ἐπὶ τοῦ φορτίου Q, εὑρισκομένου ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὁπλισμοῦ, ἐνεργοῦσα δύναμις ἰσοῦται πρὸς $\frac{1}{2}$ Q H, ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἀπόδειξις τῆς ὀρθότητος τῆς προτάσεως ταύτης.

§ 918. *Δυόμενος πυκνωτής.* Ὁ συνήθης τύπος τοῦ λυομένου πυκνωτοῦ ἀποτελεῖται ἀπὸ τρία κωνικὰ δοχεῖα ἐντὸς ἀλλήλων (σχ. 615) Τὸ πρῶτον, μετάλλινον, εἶναι ὁ ἐξωτερικὸς ὁπλισμός, τὸ δεύτερον, ὑάλινον καὶ ὑψηλότερον τῶν δύο ἄλλων, εἶναι τὸ διηλεκτρικόν. Τὸ τρίτον, μετάλλινον, εἶναι ὁ ἐσωτερικὸς ὁπλισμὸς καὶ συνδέεται μὲ ἐπικαμπὲς στέλεχος καταλῆγον εἰς σφαῖραν. Φορτίζομεν τὸν πυκνωτὴν, συνδέοντες π. χ. τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν μὲ ἠλεκτροστατικὴν μηχανὴν (§ 919) καὶ ἐκκενώνομεν αὐτὸν διὰ τοῦ ἐκκενωτοῦ. Ἔπειτα διὰ μονωτικῆς ῥάβδου ἀπομακρύνομεν τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμόν, τὸν ὁποῖον ἀποθέτομεν ἐπὶ τῆς τραπέζης, καὶ ἐξάγομεν ἐπίσης τὸ ὑάλινον δοχεῖον ἀπὸ τὸν ἐξωτερικὸν ὁπλισμὸν λαμβάνοντες αὐτὸ διὰ τῆς χειρός. Οἱ δύο ὁπλισμοί, συγκοινωνοῦντες τώρα ἀμφότεροι μὲ τὸ ἔδαφος, δὲν φέρουν βεβαίως φορτίον ἠλεκτρικόν.


Σχ. 615.

Θέτομεν τώρα πάλιν τὸ ὑάλινον δοχεῖον ἐντὸς τοῦ ἐξωτερικοῦ ὁπλισμοῦ, καὶ διὰ τῆς μονωτικῆς ῥάβδου θέτομεν ἐντὸς αὐτοῦ τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμόν. Ἂν θέσωμεν διὰ τοῦ ἐκκενωτοῦ εἰς συγκοινωνίαν τοὺς δύο ὁπλισμοὺς τῆς οὕτω ἀνασυντεθείσης λαγήνου, παρατηροῦμεν σπινθῆρα.

Ἐνεφανίσθησαν δηλ. ἐπὶ τῶν ὁπλισμῶν τῆς λαγήνου φορτία, τὰ ὁποῖα δὲν ἠμποροῦν νὰ προέρχωνται παρὰ ἀπὸ τὸ διηλεκτρικόν.

Τὸ πείραμα τοῦτο μᾶς δεικνύει ὅτι ἡ πόλωσις τοῦ διηλεκτρικοῦ ἠμπορεῖ νὰ παραμείνῃ καὶ ἀφοῦ παύσῃ ὑφιστάμενον τὸ προκαλέσαν αὐτὴν πεδίον (ἀναλογία πρὸς τὴν παραμένουσαν μαγνήτισιν § 875) ἀλλ' ἐνισχύει καὶ τὴν ἐκδοχὴν ὅτι τὰ διηλεκτρικὰ εἶναι κυρίως οἱ φορεῖς τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας (*).

(*) Ἕνεκα τῆς παραμενούσης πολώσεως τοῦ διηλεκτρικοῦ ἀναφαίνονται μετά τινα χρόνον ἐπὶ τῶν ὁπλισμῶν κενωθείσης λαγήνου νέα φορτία. Διὰ τοῦτο εἶναι φρόνιμον πρὶν ἐγγίσωμεν διὰ τῆς χειρὸς τὸν *μονωμένον* ὁπλισμὸν λαγήνου νὰ ἐκκενώνομεν αὐτὴν διὰ τοῦ ἐκκενωτοῦ, ἔστω καὶ ἂν πρὸ ὀλίγων λεπτῶν τὴν ἔχομεν ἐκκενώσῃ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 918. ***Ἐνέργεια τοῦ πεδίου.*** Ἔστω πυκνωτὴς ἀποτελούμενος ἀπὸ ἐπιπέδους καὶ παραλλήλους ὁπλισμοὺς ἐμβαδοῦ S εἰς ἀπόστασιν δ ἀπ' ἀλλήλων, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχει διηλεκτρικὸν μὲ σταθερὰν διηλεκτρικότητος K. Ἡ ἀπόστασις δ εἶναι μικρὰ ὡς πρὸς τὰς διαστάσεις τῶν ὁπλισμῶν.

Ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ τούτου εἶναι

$$C = \frac{K S}{4\pi\delta}$$

καὶ ἂν ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν δύο ὁπλισμῶν εἶναι V, ἡ ἐνέργεια εἶναι

$$W = \frac{1}{2} C V^2$$

ἢ, ἐπειδὴ ἐπειδὴ εἶναι $V = \delta H$, ὅπου H ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου,

$$W = \frac{1}{2} C\delta^2 H^2 = \frac{1}{8\pi} K H^2 \delta S$$

Τῆς ἐνεργείας ταύτης φορέα θεωροῦμεν τὸ μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν διηλεκτρικόν. Ὁ ὄγκος αὐτοῦ εἶναι $\Omega = \delta S$ καί, ἐπειδὴ ὡς ἐκ τῆς φύσεως τῆς διατάξεως ἡ κατανομὴ τῆς ἐνεργείας εἶναι ὁμοιόμορφος (*) ἕπεται ὅτι ἡ *πυκνότης τῆς ἐνεργείας*, ἴση ἀριθμητικῶς πρὸς τὸ ποσὸν τῆς ἐνεργείας τὸ περιεχόμενον εἰς τὴν μονάδα τοῦ ὄγκου, εἶναι

$$w = \frac{W}{\Omega} = \frac{1}{8\pi} K H^2$$

ἢ, ἂν ἀντικαταστήσωμεν τὸ KH διὰ τῆς ἐπαγωγῆς D (§ 913)

$$W = \frac{1}{8\pi} D H \qquad (15)$$

Ἡ πυκνότης τῆς ἠλεκτροστατικῆς ἐνεργείας τοῦ πεδίου ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου ἐπὶ τὴν ἔντασιν τῆς ἠλεκτροστατικῆς ἐπαγωγῆς διὰ τοῦ 8π.

Εἰς τὸ *ἐσωτερικὸν* τῶν ἀγωγῶν εἶναι $D = H = 0$ καὶ ἑπομένως δὲν ὑπάρχει ἠλεκτροστατικὴ ἐνέργεια.

(*) Ἡ προϋπόθεσις ὅτι τὸ δ εἶναι μικρὸν ὡς πρὸς τὰς διαστάσεις τῶν ὁπλισμῶν μᾶς ἐπιτρέπει νὰ παραβλέψωμεν τὰς κατὰ τὰ πέρατα τοῦ πυκνωτοῦ ἀνωμαλίας.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

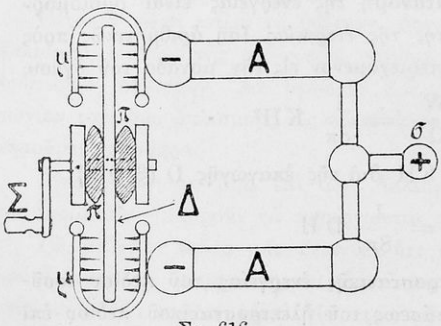
ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΑΙ ΜΗΧΑΝΑΙ

§ 919. *Ἠλεκτροστατικαὶ μηχαναὶ* ὀνομάζονται αἱ συσκευαί, αἱ ὁποῖαι χρησιμεύουν εἰς τὴν παροχὴν ἠλεκτρικῶν φορτίων. Ἡ πρώτη τοιαύτη μηχανὴ κατεσκευάσθη ἀπὸ τὸν Otto von Guericke τὸ δὲ κύριον αὐτῆς μέρος ἀπετέλει μεγάλη σφαῖρα ἐκ θείου στρεφομένη διὰ στροφάλου περὶ ἄξονα ὁριζόντιον. Ἡ σφαῖρα ἠλεκτρίζετο τριβομένη κατὰ τὴν περιστροφήν της διὰ δορᾶς αἰλούρου.

Ἔκτοτε κατεσκευάσθησαν πολυάριθμοι ἠλεκτροστατικαὶ μηχαναί, αἱ πλεῖσται ἐπὶ τῇ βάσει καθαρῶς ἐμπειρικῶν δοκιμῶν.

Τὰ φαινόμενα τὰ σχετικὰ μὲ τὴν λειτουργίαν τῶν νεωτέρων ἰδίως ἠλεκτροστατικῶν μηχανῶν εἶναι ἐν γένει τόσον πολύπλοκα, ὥστε πολλῶν ἐξ αὐτῶν αἱ λεπτομέρειαι τῆς λειτουργίας καὶ σήμερον ἀκόμη δὲν εἶναι ἐντελῶς γνωσταί.

§ 920. *Ἠλεκτροστατικὴ μηχανὴ τοῦ **Ramsden**.* Αἱ ἀρχαιότεραι ἠλεκτροστατικαὶ μηχαναὶ λειτουργοῦν ἐν γένει ὡς ἑξῆς: Ἐπὶ κακοῦ τινος ἀγωγοῦ ἀναπτύσσονται διὰ τριβῆς ἠλεκτρικὰ φορτία, ἐνῶ συγχρόνως ἀναπτύσσονται ἐπὶ τῶν τριβόντων σωμάτων (προσκεφαλαίων) ἴσα καὶ ἀντίθετα φορτία. Τὰ φορτία ταῦτα διοχετεύονται καταλλήλως εἰς μονωμένους κυλινδρικοὺς ἀγωγοὺς καταλήγοντας εἰς μίαν σφαῖραν, ὅπου ὑπὸ τὸ δυναμικὸν τῶν ἀγωγῶν ἡ συσσώρευσις τοῦ φορτίου εἶναι μεγίστη.



Σχ. 616.

Ὡς ἀντιπρόσωπον τοῦ τύπου τούτου τῶν μηχανῶν περιγράφομεν τὴν μηχανὴν τοῦ Ramsden. Ὑάλινος δίσκος Δ (σχ. 616) στρέφεται διὰ τοῦ στροφάλου Σ περὶ ὁριζόντιον ἄξονα, κατὰ δὲ τὴν περιστροφὴν τρίβονται τὰ περιφερικὰ αὐτοῦ μέρη μεταξὺ δύο ζευγῶν προσκεφαλαίων ππ, τὰ ὁποῖα συγκοινωνοῦν ἠλεκτρικῶς μὲ τὴν γῆν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἰς τὰ ἄκρα τῆς ὁριζοντίας διαμέτρου αὐτοῦ περιβάλλεται ὁ δίσκος ἀπὸ δύο μετάλλινα στελέχη μμ εἰς σχῆμα U, καταλήγοντα εἰς σφαίρας καὶ φέροντα εἰς τὸ ἐσωτερικὸν μέρος ἀκίδας ἐστραμμένας πρὸς τὸν δίσκον, στηρίζονται δὲ τὰ στελέχη ταῦτα ἐπὶ δύο μονωμένων μεταλλίνων ἀγωγῶν ΑΑ, οἱ ὁποῖοι εἰς τὰ ἀντίθετα ἄκρα συνδέονται διὰ ράβδου. Εἰς τὴν ράβδον ταύτην στηρίζεται μικροτέρα ράβδος καταλήγουσα εἰς τὴν σφαῖραν σ.

Ὅταν περιστρέφεται ὁ ὑάλινος δίσκος, ἀναπτύσσονται ἐπὶ τῶν περιφερικῶν αὐτοῦ μερῶν ἐκ τῆς τριβῆς θετικὰ φορτία, ἐπὶ δὲ τῶν προσκεφαλαίων ἀρνητικά, τὰ ὁποῖα, ἐφ' ὅσον καταναλίσκονται καθὼς θὰ ἴδωμεν τὰ ἐπὶ τοῦ δίσκου θετικὰ φορτία, διοχετεύονται εἰς τὴν γῆν.

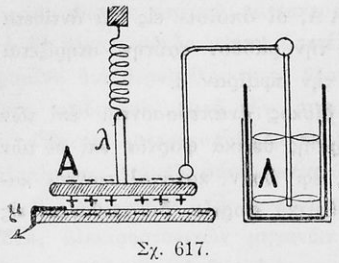
Τὰ θετικὰ φορτία τοῦ δίσκου ἐπιδροῦν ἐπὶ τοῦ οὐδετέρου ρευστοῦ τῶν ἀγωγῶν, ἕλκουν τὰ ἀρνητικὰ καὶ ἀπωθοῦν τὰ θετικά. Τὰ ἑλκόμενα ἀρνητικὰ φορτία διὰ τῶν ἀκίδων καὶ τοῦ διαμέσου ἀέρος (πρβ. § 896) μεταβαίνουν εἰς τὸν δίσκον, ὅπου ἐξουδετερώνουν τὰ θετικὰ φορτία, τὰ δὲ θετικὰ συσσωρεύονται κυρίως ἐπὶ τῆς ἀπωτάτης σφαίρας σ.

Οὕτω καθ' ἑκάστην περιστροφὴν τοῦ δίσκου νέα ποσότης θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ προστίθεται εἰς τοὺς ἀγωγοὺς καὶ τὸ δυναμικὸν αὐτῶν αὐξάνεται μέχρις ὁρίου. Ὅταν δηλ. ἡ ἐπὶ τῶν ἀγωγῶν ποσότης θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ γίνῃ τοιαύτη, ὥστε ἡ ἕλξις αὐτῆς νὰ μὴ ἀφίνῃ τὸν ἐπὶ τῶν ἀκίδων ἀρνητικὸν ἠλεκτρισμὸν νὰ ἐκρεύσῃ, δὲν εἶναι πλέον δυνατὸν νέα φορτία νὰ προστεθοῦν εἰς τὸν ἀγωγόν.

§ 921. *Ἠλεκτροφόρον τοῦ Volta.* Διάφορος εἶναι ἡ λειτουργία τοῦ *ἠλεκτροφόρου τοῦ Volta*, τῆς ἁπλουστάτης τῶν ἠλεκτροστατικῶν μηχανῶν. Κυκλικὸς πλακοῦς ἐκ ρητίνης ἢ δίσκος ἐξ ἐβονίτου (σχ. 617) ἠλεκτρίζεται ἀρνητικῶς διὰ τριβῆς καὶ ἐπ' αὐτοῦ ἐπιθέτομεν μετάλλινον δίσκον Δ, τὸν ὁποῖον κρατοῦμεν διὰ τῆς μονωτικῆς λαβῆς λ. Ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ τούτου ἀναπτύσσονται ἐξ ἐπιδράσεως ἴσα καὶ ἀντίθετα φορτία, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ μὲν ἀρνητικὸν ἀποχετεύεται εἰς τὴν γῆν διὰ τοῦ μεταλλίνου ἐλάσματος μ, παραμένει δὲ τὸ θετικόν. Ἂν ἀπομακρύνωμεν τὸν δίσκον Δ, ἠμποροῦμεν νὰ μεταφέρωμεν τὸ ἐπ' αὐτοῦ φορτίον εἰς μονωμένον ἀγωγόν. Ἀναβιβάζοντες καὶ καταβιβάζοντες π. χ. τὸν ἀγωγὸν Δ εἰς τὴν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διάταξιν τοῦ σχ. 617 μεταφέρομεν καθ' ἑκάστην κίνησιν ποσόν τι ἠλεκτρισμοῦ εἰς τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν τῆς λαγήνου Λ μέχρις ὁρίου, μέχρις ὅτου δηλ. τὸ δυναμικὸν τοῦ ὁπλισμοῦ γίνῃ ἴσον πρὸς τὸ δυναμικὸν τοῦ θετικῶς φορτισμένου ἀγωγοῦ Δ. Τὸ δυναμικὸν τοῦ ἀγωγοῦ Δ εἶναι ἀρκετὰ ὑψηλόν, ὥστε νὰ ἀποσπῶμεν σπινθῆρας πλησιάζοντες τὸν δάκτυλον.



Σχ. 617.

Ἀξιοσημείωτον εἶναι ὅτι ἡ λειτουργία τῆς διατάξεως τοῦ σχήματος 617 εἶναι ἀντιστρεπτή. Δαπανῶντες δηλ. ἔργον διὰ τὴν κίνησιν τοῦ ἀγωγοῦ Δ φορτίζομεν τὴν λάγηνον. Ἂν ὅμως τὸ δυναμικὸν τοῦ ἐσωτερικοῦ ὁπλισμοῦ εἶναι πολὺ ὑψηλὸν καὶ ἐξαρτήσωμεν δι' ἐλατηρίου ἀπὸ ἀκλόνητον στήριγμα τὸν ἀγωγὸν Δ, φορτίζεται οὗτος ἐξ ἐπαφῆς πρὸς τὴν σφαῖραν τοῦ ἐσωτερικοῦ ὁπλισμοῦ θετικῶς, ἕλκεται ἀπὸ τὸν ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένον δίσκον τοῦ ἠλεκτροφόρου καὶ ἕνεκα τῆς ἐπαφῆς πρὸς τὸ ἔλασμα μ χάνει μέρος τοῦ φορτίου. Ἡ ἕλξις ἐλαττοῦται, τὸ ἐλατήριον ἀναβιβάζει πάλιν τὸν ὁπλισμόν, ὁ ὁποῖος ἐρχόμενος εἰς ἐπαφὴν πρὸς τὴν σφαῖραν τοῦ ὁπλισμοῦ φορτίζεται, ἕλκεται πρὸς τὰ κάτω καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς. Ἡ κίνησις ἐξακολουθεῖ μέχρις ὅτου τὸ δυναμικὸν τοῦ ἐσωτερικοῦ ὁπλισμοῦ φθάσῃ τὴν ὁρικὴν τιμήν, τὴν τιμὴν δηλ. τὴν ὁποίαν ἔχει τὸ δυναμικὸν τοῦ δίσκου, ὅταν οὗτος ἐγγίζῃ τὸν πλακοῦντα, ἠμποροῦμεν δὲ συνδέοντες τὸν δίσκον Δ μὲ κατάλληλον μηχανικὸν σύστημα νὰ κερδίσωμεν μηχανικὸν ἔργον, προερχόμενον ἐκ τῆς ἐλαττώσεως τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας τῆς κενουμένης λαγήνου.

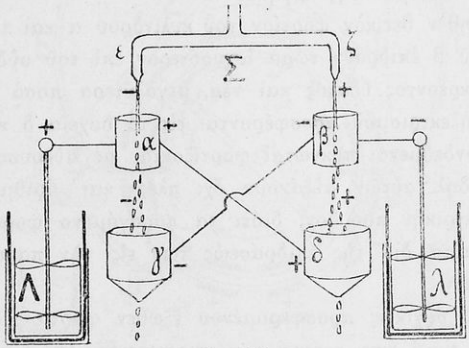
§ 922. ***Διέγερσις κατὰ γεωμετρικὴν πρόοδον. Ἠλεκτροστατικαὶ ἐπαγωγικαὶ μηχαναί.*** Αἱ περιγραφεῖσαι ἠλεκτροστατικαὶ μηχαναὶ ἔχουν τοῦτο τὸ κοινὸν χαρακτηριστικόν, ὅτι εἰς ἕκαστον κύκλον τῆς κινήσεώς των ἀποδίδουν φορτίον μικρότερον πάντοτε τοῦ διὰ τριβῆς παραχθέντος ἢ ἑκάστοτε παραγομένου. Ἡ φόρτισις τῶν ἀγωγῶν γίνεται εὐθὺς ἐξ ἀρχῆς τῆς λειτουργίας τῆς μηχανῆς κατὰ πρόοδον ἀριθμητικήν.

Σημαντικὴν πρόοδον εἰς τὴν κατασκευὴν τῶν ἠλεκτροστατικῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μηχανῶν ἀποτελεῖ ἡ χρησιμοποίησις τῆς δι' *ἐπιδράσεως* ἢ *ἐπαγωγῆς* ἐνισχύσεως τῶν φορτίων, τὴν ὁποίαν θὰ ἐκθέσωμεν περιγράφοντες εἰς τὴν ἑπομένην παράγραφον τὴν δι' ὕδατος ἠλεκτροστατικὴν μηχανήν. Αἱ κατὰ τὴν ἀρχὴν ταύτην λειτουργοῦσαι ἠλεκτροστατικαὶ μηχαναὶ ὀνομάζονται *ἐπαγωγικαί*.

§ 923. ***Ἐπαγωγικὴ μηχανὴ δι' ὕδατος (Lord Kelvin).*** Ἐπὶ μονωτικῶν στηριγμάτων στηρίζονται δύο μετάλλινοι κύλινδροι α, β ἀνοικτοὶ ἑκατέρωθεν καὶ ὑπ' αὐτοὺς δύο δοχεῖα γ, δ, μετάλλινα ἐπίσης, μὲ ὀπὴν εἰς τὸ κάτω μέρος. Ὁ κύλινδρος α συγκοινωνεῖ ἠλεκτρικῶς μὲ τὸ δοχεῖον δ καὶ μὲ τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν



Σχ. 618.

τῆς λαγήνου Λ, ὁ δὲ κύλινδρος β συγκοινωνεῖ μὲ τὸ δοχεῖον γ καὶ μὲ τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν τῆς λαγήνου λ.

Ἐκ τοῦ σωλῆνος Σ ἐκρέουν δύο φλέβες ὕδατος ε καὶ ζ, αἱ ὁποῖαι διερχόμεναι διὰ μέσου τῶν κυλίνδρων α καὶ β καταλήγουν εἰς τὰ δοχεῖα γ καὶ δ. Ἡ ἐκροὴ τοῦ ὕδατος ρυθμίζεται οὕτως, ὥστε αἱ φλέβες μέχρι μὲν τοῦ μέσου τῶν κυλίνδρων α, β νὰ εἶναι συνεχεῖς, ἐκεῖθεν δὲ νὰ χωρίζωνται εἰς σταγόνας. Ἐπίσης τὸ ὕδωρ ἐκρέει ἐκ τῶν δοχείων γ, δ κατὰ σταγόνας.

Ὑποθέσωμεν τώρα ὅτι προσφέρομεν εἰς τὸν κύλινδρον α μικρὸν θετικὸν φορτίον, ἐγγίζοντες π. χ. αὐτὸν διὰ ὑαλίνης ἠλεκτρισμένης ράβδου.

Τὸ φορτίον τοῦτο μοιράζεται μεταξὺ τοῦ κυλίνδρου α, τοῦ δο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

χείου δ καὶ τοῦ ἐσωτερικοῦ ὁπλισμοῦ τῆς λαγήνου Λ ἀναλόγως τῆς χωρητικότητος αὐτῶν. Τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ κυλίνδρου α ἐπιδρᾷ ἐπὶ τοῦ οὐδετέρου ρευστοῦ τοῦ σωλῆνος Σ καὶ τοῦ ἐξ αὐτοῦ ἐκρέοντος ὕδατος, οὕτως ὥστε ἡ μὲν ὑγρὰ φλὲψ ε ἠλεκτρίζεται ἀρνητικῶς, ἡ δὲ ζ θετικῶς καὶ αἱ σταγόνες, εἰς τὰς ὁποίας αἱ φλέβες αὗται διασπῶνται, φέρουν θετικὸν μὲν φορτίον αἱ ἐκ τῆς ζ προερχόμεναι ἀρνητικὸν δὲ αἱ ἐκ τῆς ε. Τὰ φορτία ταῦτα μεταβαίνουν ἐκ τῶν σταγόνων τὰ μὲν θετικὰ εἰς τὸ δοχεῖον δ καὶ ἐξ αὐτοῦ εἰς τὸν κύλινδρον α καὶ τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν τῆς λαγήνου Λ, τὰ δὲ ἀρνητικὰ εἰς τὸ δοχεῖον γ καὶ ἐξ αὐτοῦ εἰς τὸν κύλινδρον β καὶ τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν τῆς λαγήνου λ.

Τὸ αὐξηθὲν θετικὸν φορτίον τοῦ κυλίνδρου α καὶ τὸ ἀρνητικὸν φορτίον τοῦ β ἐπιδροῦν τώρα ἰσχυρότερον ἐπὶ τοῦ οὐδετέρου ρευστοῦ τοῦ ἐκρέοντος ὕδατος καὶ νέα, μεγαλύτερα ποσὰ θετικοῦ καὶ ἀρνητικοῦ ἠλεκτρισμοῦ προσφέρονται εἰς τὰ δοχεῖα δ καὶ γ καὶ οἱ μὲ αὐτὰ συνδεόμενοι πυκνωταὶ φορτίζονται μὲ αὐξουσαν ταχύτητα, τὰ φορτία δηλ. αὐτῶν αὐξάνουν ὄχι πλέον κατ᾽ ἀριθμητικὴν ἀλλὰ κατὰ γεωμετρικὴν πρόοδον, διότι τὰ παραγόμενα φορτία συμβάλλουν καὶ αὐτὰ διὰ τῆς ἐπιδράσεώς των εἰς τὴν παραγωγὴν τῶν νέων φορτίων.

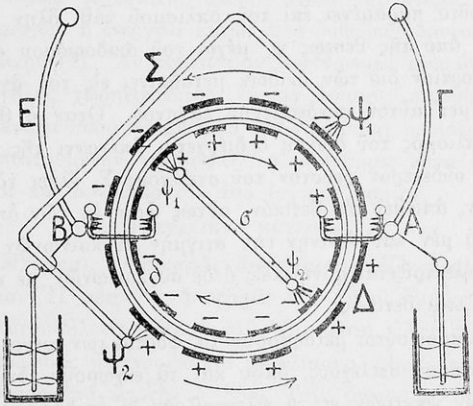
Διὰ τοῦ ἀρχικῶς προσφερομένου ἔξωθεν φορτίου *διεγείρεται* ἡ μηχανὴ καὶ μετά τινα χρόνον ἔχει συσσωρευθῇ ἐπὶ τῶν δύο λαγήνων καὶ τῶν δοχείων γ, δ ἰόσον ποσὸν ἠλεκτρισμοῦ, ὥστε αἱ ἠλεκτρισμέναι σταγόνες ἀπωθοῦνται καὶ δὲν ἠμποροῦν πλέον νὰ πέσουν ἐντὸς τῶν δοχείων γ, δ καὶ νὰ αὐξήσουν τὸ φορτίον των.

§ 924. *Ἐπαγωγικὴ ἠλεκτροστατικὴ μηχανὴ τοῦ* ***Wimshurst***. Ἡ μηχανὴ αὕτη, ἡ συνηθεστάτη σήμερον τῶν ἠλεκτροστατικῶν μηχανῶν, ἀποτελεῖται ἀπὸ τὰ ἑξῆς μέρη: Δύο δίσκοι ἐξ ὑάλου ἢ ἐβονίτου στρέφονται κατ᾽ ἀντιθέτους φορὰς περὶ τὸν αὐτὸν ἄξονα, φέρουν δὲ ἐπικολλημένα ἐπὶ τῶν ἐξωτερικῶν αὐτῶν ἐπιφανειῶν τεμάχια μεταλλικοῦ ἐλάσματος, τοὺς λεγομένους ὁπλισμούς. Δύο μετάλλινα στελέχη καταλήγοντα εἰς ψήκτρας ἀπὸ λεπτὸν εὔκαμπτον μετάλλινον ἔλασμα συνδέουν πρὸς ἄλληλα δύο ἐκ διαμέτρου ἀντίθετα σημεῖα ἑκατέρου τῶν δύο δίσκων. Τὰ στελέχη ταῦτα,

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ταῦτα, κάθετα περίπου πρὸς ἄλληλα, σχηματίζουν μὲ τὴν ὁριζοντίαν διάμετρον τῶν δίσκων γωνίαν περίπου 45 μοιρῶν.

Εἰς τὰ πέρατα τῆς ὁριζοντίας διαμέτρου των περιβάλλονται οἱ δίσκοι ἀπὸ δύο μονωμένα στελέχη εἰς σχῆμα U φέροντα ἀκίδας (πρβλ. σχ. 616) ταῦτα δὲ συγκοινωνοῦν μὲ δύο μεταλλίνας ράβδους, αἱ ὁποῖαι καταλήγουν εἰς σφαίρας καὶ ἠμποροῦν νὰ κινηθοῦν διὰ μονωτικῶν λαβῶν, οὕτως ὥστε αἱ σφαῖραι νὰ πλησιάζουν πρὸς ἀλλήλας ἢ νὰ ἀπομακρύνωνται. Οἱ ἀγωγοὶ οὗτοι ἠμποροῦν νὰ συν-



Σχ. 619.

δεθοῦν κατὰ βούλησιν ἑκάτερος μὲ τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν λουγδουνικῆς λαγήνου.

Ὅταν ἀρχίσωμεν νὰ στρέφωμεν διὰ τοῦ στροφάλου τοὺς δίσκους τῆς μηχανῆς, ἀκούομεν ἐντὸς ὀλίγου χαρακτηριστικὸν τριγμὸν δεικνύοντα ὅτι ἡ μηχανὴ ἔχει διεγερθῇ καὶ τότε, ἂν πλησιάσωμεν πρὸς ἀλλήλας τὰς σφαίρας τῶν δύο ἀγωγῶν, παράγονται μεταξὺ αὐτῶν ἰσχυροὶ σπινθῆρες.

Τὴν λειτουργίαν τῆς μηχανῆς τοῦ Wimshurst θὰ ἐκθέσωμεν ἐπὶ τῇ βάσει τοῦ σχηματικοῦ διαγράμματος 619, εἰς τὸ ὁποῖον οἱ δίσκοι παρίστανται ὑπὸ μορφὴν κυλίνδρων.

Ὁ δίσκος δ (ὁ ἐσωτερικὸς κύλινδρος) στρέφεται κατὰ τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τῶν δεικτῶν τοῦ ὡρολογίου ὁ δὲ Δ (ὁ ἐξωτερικὸς κύ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

λινδρος) κατὰ τὴν ἀντίθετον. Τὸ στέλεχος σ, καταλῆγον εἰς τὰς ψήκτρας ψ_1, ψ_2 συνδέει δύο ἐκ διαμέτρου ἀντίθετα σημεῖα τοῦ δίσκου δ, τὸ δὲ στέλεχος Σ, καταλῆγον εἰς τὰς ψήκτρας Ψ_1, Ψ_2, συνδέει δύο ἐκ διαμέτρου ἀντίθετα σημεῖα τοῦ δίσκου Δ. Τὰ ἀκιδοφόρα στελέχη A_1, B_2, περιβάλλοντα τοὺς δίσκους εἰς τὰ πέρατα τῆς ὁριζοντίας αὐτῶν διαμέτρου, συγκοινωνοῦν μὲ τοὺς ἐσωτερικοὺς ὁπλισμοὺς δύο λουγδουνικῶν λαγήνων.

Ὑποθέσωμεν τώρα ὅτι διὰ τῆς τριβῆς τῆς ψήκτρας ψ_1 ἀναπτύσσεται ἐπί τινος ὁπλισμοῦ τοῦ δίσκου δ θετικὸν φορτίον. Τὸ φορτίον τοῦτο παραμένει ἐπὶ τοῦ ὁπλισμοῦ καθ' ὅλην τὴν διαδρομὴν αὐτοῦ ἀπὸ τῆς θέσεως ψ_1 μέχρι τοῦ ἀκιδοφόρου στελέχους Α, ὅπου τὸ φορτίον διὰ τῶν ἀκίδων μεταβαίνει εἰς τὸν ἀγωγὸν Γ καὶ τὴν τυχὸν μετ' αὐτοῦ συνδεομένην λάγηνον. Ὅταν ὁ θετικῶς φορτισμένος ὁπλισμὸς τοῦ δίσκου δ διέρχεται ἀπέναντι τῆς ψήκτρας Ψ_1, ἀναλύει τὸ οὐδέτερον ρευστὸν τοῦ στελέχους Σ, ἕλκει τὸν ἀρνητικὸν ἠλεκτρισμόν, ἀπωθεῖ τὸν θετικόν, οὕτως ὥστε ἐκ τῶν ὁπλισμῶν τοῦ δίσκου Δ ὁ μὲν κατ' ἐκείνην τὴν στιγμὴν συγκοινωνῶν μὲ τὴν ψήκτραν Ψ_1 ἠλεκτρίζεται ἀρνητικῶς ὁ δὲ συγκοινωνῶν μὲ τὴν ψήκτραν Ψ_2 ἠλεκτρίζεται θετικῶς.

Οἱ ὁπλισμοὶ οὗτοι μεταφέρουν τὰ φορτία των μέχρι τοῦ προσεχοῦς ἀκιδοφόρου στελέχους, ὅπου καὶ τὰ ἐκχωροῦν, διερχόμενοι δὲ ἀπέναντι τῶν ψηκτρῶν ψ_1, ψ_2 ἠλεκτρίζουν δι' ἐπιδράσεως τοὺς ὁπλισμοὺς τοῦ δίσκου δ, οἱ ὁποῖοι εὑρίσκονται εἰς ἐπαφὴν πρὸς τὰς ψήκτρας, οὗτοι πάλιν διερχόμενοι ἀπέναντι τῶν ψηκτρῶν Ψ_1, Ψ_2 ἠλεκτρίζουν ἀκόμη ἰσχυρότερον τοὺς ἀντιστοίχους ὁπλισμοὺς τοῦ δίσκου Δ καὶ οὕτω καθεξῆς.

Οὕτω τὰ μεταξὺ ψ_1 καὶ Ψ_1 καὶ τὰ μεταξὺ ψ_2 καὶ Ψ_2 μέρη τῶν δίσκων ἐπιδροῦν ἀμοιβαίως ἐπ' ἀλλήλων καὶ ἕκαστον ἀναπτυσσόμενον φορτίον συντελεῖ δι' ἐπιδράσεως εἰς τὴν παραγωγὴν νέων φορτίων.

Ἡ μηχανὴ *αὐτοδιεγείρεται*, ἀναπτύσσεται δηλ. διὰ τῆς τριβῆς τὸ πρῶτον ἐλάχιστον φορτίον καὶ ἔπειτα παράγονται τὰ φορτία διὰ τῆς ἀμοιβαίας ἐπιδράσεως.

Ὅταν ἐπὶ τῶν ἀγωγῶν Γ, Δ συσσωρευθοῦν ἀρκεταὶ ποσότητες ἀντιθέτων ἠλεκτρισμῶν, ἡ διαφορὰ τοῦ δυναμικοῦ αὐτῶν γίνεται

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀρκετὰ μεγάλη, ὥστε νὰ παραχθοῦν μεταξὺ αὐτῶν σπινθῆρες. Ἡ μηχανὴ ἅπαξ διεγερθεῖσα παρέχει εἰς ἑκάστην χρονικὴν μονάδα τὰ αὐτὰ ποσὰ ἀντιθέτων ἠλεκτρισμῶν καὶ ἑπομένως ἡ αὔξησις τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ τῶν ἀγωγῶν εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν χωρητικότητα αὐτῶν. Δι' ὡρισμένην ἀπόστασιν τῶν ἀγωγῶν οἱ σπινθῆρες εἶναι τόσον συχνότεροι, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ χωρητικότης τῶν λαγήνων. Ἂν διακόψωμεν τὴν μετὰ τῶν λαγήνων συγκοινωνίαν, οἱ σπινθῆρες διαδέχονται ἀλλήλους χωρὶς αἰσθητὴν διακοπήν, εἶναι ὅμως ἰσχνότατοι, ἐπειδὴ ἕνεκα τῆς μικρᾶς χωρητικότητος τῶν ἀγωγῶν ἡ ἐνέργεια αὐτῶν ὑπὸ δοθεῖσαν διαφορὰν δυναμικοῦ εἶναι μικρά (*). Ἂν τοὐναντίον συνδέσωμεν τοὺς ἀγωγοὺς μὲ λαγήνους μεγάλης χωρητικότητος, ἔχομεν ἀραιοὺς σπινθῆρας, διότι χρειάζονται μεγάλα ποσὰ ἠλεκρισμοῦ διὰ νὰ φθάσῃ ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τὴν ἀπαιτουμένην τιμήν, ἀλλ' οἱ σπινθῆρες εἶναι παχεῖς καὶ πολὺ φωτεινοὶ καὶ συνοδεύονται ἀπὸ ἰσχυρὸν κρότον.

ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ

§ 925. ***Μέτρησις διαφορᾶς δυναμικοῦ. Ἠλεκτρόμετρον μὲ τεταρτοκύκλια.*** Ἡ μέτρησις διαφορᾶς δυναμικοῦ ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ διὰ τοῦ ἀπολύτου ἠλεκτρομέτρου τοῦ Thomson. Ἀντ' αὐτοῦ μεταχειριζόμεθα πολλάκις ἠλεκτροσκόπια μὲ κλίμακα, *ἠλεκτρόμετρα*, ὅμοια πρὸς τὰ περιγραφέντα εἰς τὴν § 888. Τοὺς ἀγωγούς, τῶν ὁποίων τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ ζητοῦμεν, συνδέομεν τὸν μὲν ἕνα μὲ τὸ στέλεχος τοῦ ἠλεκτρομέτρου τὸν δὲ ἄλλον μὲ τὴν θήκην αὐτοῦ. Ἡ κλῖμαξ τῶν ἠλεκτρομέτρων βαθμολογεῖται ἐν συγκρίσει πρὸς ἄλλο ὄργανον, π. χ. ἐν συγκρίσει πρὸς τὸ ἀπόλυτον ἠλεκτρόμετρον.

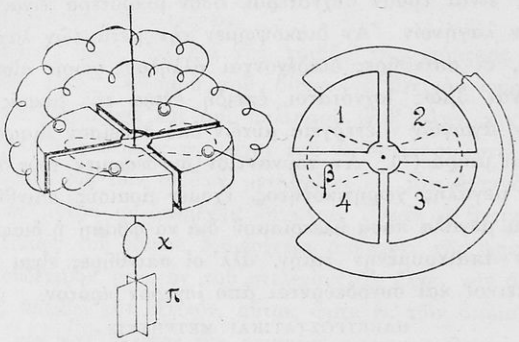
Εἰς τὸν Sir William Thomson ὀφείλεται ἐπίσης ἓν τῶν σπουδαιοτάτων ἠλεκτροστατικῶν μετρητικῶν ὀργάνων, τὸ *ἠλεκτρόμετρον μὲ τεταρτοκύκλια.*

Κυλινδρικὴ μεταλλίνη πυξὶς (σχ. 620) εἶναι χωρισμένη εἰς τέσσαρα τεταρτοκυκλικὰ μέρη, τὰ ὁποῖα, μονωμένα ἀπ' ἀλλήλων, στηρίζονται ἐπὶ βάσεως διὰ μονωτικῶν στηριγμάτων. Ἐντὸς τῆς πυξί-

(*) Ἡ μεγίστη διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν ἀγωγῶν ἐξαρτᾶται, καθὼς βραδύτερον θὰ ἐκτεθῇ, ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν τῶν σφαιρῶν. Ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἀπόστασις αὕτη, τόσον μεγαλυτέρα πρέπει νὰ εἶναι ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ διὰ νὰ παραχθῇ σπινθήρ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δος εὑρίσκεται ἡ *βελόνη* (*), λεπτὸν ἔλασμα ὁριζόντιον ἔχον σχῆμα ὅμοιον πρὸς 8, καὶ στηριζόμενον ἐπὶ λεπτοῦ εὐθυγράμμου μεταλλίνου στελέχους, τὸ ὁποῖον ἐξαρτᾶται ἀπὸ μονωτικὸν στήριγμα διὰ λεπτοῦ ἐλαστικοῦ σύρματος ἢ νήματος ἐκ χαλαζίου. Τὸ σύστημα τοῦτο δὲν ἐγγίζει τὰ τεταρτοκύκλια, ἡ βελόνη αἰωρεῖται ἐλευθέρως



Σχ. 620.

ἐντὸς τῆς πυξίδος, τὸ δὲ στέλεχος φέρει στερεωμένον μικρὸν κάτοπτρον κ διὰ τὴν μέτρησιν τῆς στροφῆς αὐτοῦ (πρβλ. Τ. Α΄. § 22) καὶ πτερύγια π, τὰ ὁποῖα εἶναι βυθισμένα ἐντὸς γλυκερίνης περιεχομένης εἰς ὑάλινον δοχεῖον καὶ χρησιμεύουν εἰς τὸ νὰ ἐμποδίζουν τὰς ἐπὶ μακρὸν χρόνον ταλαντεύσεις τοῦ συστήματος περὶ τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας (σύστημα *μειώσεως*).

Πρὸς μέτρησιν διαφορῶν δυναμικοῦ συνδέομεν πρῶτον ἀνὰ δύο τὰ κατὰ κορυφὴν τεταρτοκύκλια (1 καὶ 3, 2 καὶ 4) διὰ συρμάτων. Ἔπειτα φορτίζομεν θετικῶς τὰ 1, 3 καὶ ἀρνητικῶς τὰ 2, 4 προσδίδοντες εἰς αὐτὰ σταθερὰν διαφορὰν δυναμικοῦ ἀπὸ τὸ δυναμικὸν τῆς γῆς, θετικὴν ἢ ἀρνητικήν, κατὰ τρόπον, τὸν ὁποῖον θὰ γνωρίσωμεν εἰς τὸ περὶ δυναμικοῦ ἠλεκτρισμοῦ κεφάλαιον. Συνδέομεν τώρα τὰ δύο σημεῖα, τῶν ὁποίων τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ θέλομεν νὰ μετρήσωμεν, τὸ μὲν ἓν μὲ τὴν γῆν (δυναμικὸν 0) τὸ δὲ

(*) Τὸ κινητὸν ἔλασμα ὀνομάζεται *βελόνη*, μολονότι δὲν ἔχει καμμίαν ὁμοιότητα πρὸς βελόνην, κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὰς μαγνητικὰς βελόνας, αἱ ὁποῖαι κινοῦνται περὶ κατακόρυφον ἄξονα ἐπὶ ὁριζοντίου ἐπιπέδου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

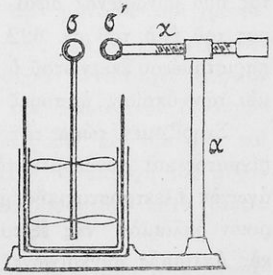
ἄλλο μὲ τὴν βελόνην. Ἡ σύνδεσις γίνεται εἴτε διὰ τῆς γλυκερίνης, τῶν πτερυγίων καὶ τοῦ στελέχους εἴτε διὰ τοῦ σύρματος τῆς ἐξαρτήσεως. Ἂν ἡ βελόνη εἶναι ἐξηρτημένη διὰ νήματος ἐκ χαλαζίου, καθίσταται τοῦτο ἀγωγὸν διὰ καταλλήλου ἐπιχρίσματος.

Τὸ φορτίον τῆς βελόνης ἕλκεται μὲν ἀπὸ τὸ ἑτερώνυμον φορτίον τοῦ ἑνὸς ζεύγους τῶν τεταρτοκυκλίων ἀπωθεῖται δὲ ἀπὸ τὸ ὁμώνυμον τοῦ ἄλλου ζεύγους. Οὕτω ἐνεργεῖ ἐπὶ τῆς βελόνης ζεῦγος δυνάμεων, τὸ ὁποῖον στρέφει αὐτὴν μέχρις ὅτου ἰσορροπηθῇ ἀπὸ τὸ ἐκ τῆς στρέψεως τοῦ σύρματος τῆς ἐξαρτήσεως ἀναπτυσσόμενον ἀντίρροπον ζεῦγος.

Ἠμποροῦμεν ἐπίσης νὰ συνδέσωμεν τὰ δύο σημεῖα, τῶν ὁποίων ζητοῦμεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ, μὲ τὰ δύο ζεύγη τῶν τεταρτοκυκλίων καὶ νὰ φορτίσωμεν τὴν βελόνην ὑπὸ ὡρισμένον δυναμικόν.

Τὸ ἠλεκτρόμετρον τοῦτο δὲν ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ εἰς *ἀπολύτους* μετρήσεις ὅπως τὸ ἀπόλυτον ἠλεκτρόμετρον. Αἱ ἐνδείξεις αὐτοῦ πρέπει νὰ *ἀναχθοῦν*, πρέπει δηλ. ὅταν ζητοῦμεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς ἠλεκτροστατικὰς ἢ οἱασδήποτε ἄλλας ὡρισμένας μονάδας, νὰ εὕρωμεν πρῶτον διὰ τῆς μετρήσεως *γνωστῶν* διαφορῶν δυναμικοῦ τὴν σχέσιν τῆς γωνίας ἐκτροπῆς τῆς βελόνης πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ αὐτῆς ἀπὸ τὸ δυναμικὸν τῆς γῆς ὅταν τὸ δυναμικὸν τῶν τεταρτοκυκλίων ἔχῃ δοθείσας τιμάς.

§ 926. ***Μέτρησις χωρητικότητος.*** Ἡ χωρητικότης σφαιρικοῦ πυκνωτοῦ ἢ πυκνωτοῦ μὲ παραλλήλους ἐπιπέδους πλάκας καὶ μὲ διάμεσον ἀέρα (K=1) εὑρίσκεται ἐκ τῶν διαστάσεων αὐτοῦ. Ἡ χωρητικότης πυκνωτοῦ διαφόρου σχήματος εὑρίσκεται διὰ τῆς συγκρίσεως πρὸς πυκνωτὴν γνωστῆς χωρητικότητος.



Σχ. 621.

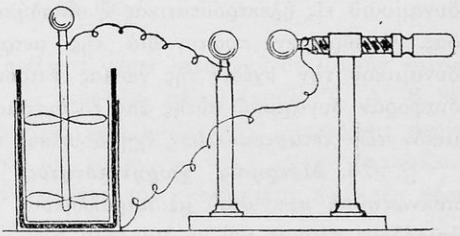
Διὰ τὴν σύγκρισιν ταύτην ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ἡ *λάγηνος τοῦ Lane* (σχ. 621). Λουγδουνικὴ λάγηνος στηρίζεται ἐπὶ μεταλλίνης βάσεως, ἐπὶ τῆς ὁποίας εἶναι προσηρμοσμένος μετάλλινος στύλος στηρίζων περικόχλιον. Εἰς τὸ περικόχλιον τοῦτο εἰσέρχεται μετάλλινος κοχλίας κ καταλήγων εἰς σφαῖραν σ′, τὴν ὁποίαν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

οὕτω ἠμποροῦμεν νὰ φέρωμεν εἰς οἱανδήποτε ἀπόστασιν θέλομεν ἀπὸ τὴν σφαῖραν σ τοῦ ἐσωτερικοῦ ὁπλισμοῦ τῆς λαγήνου.

Ἂν φορτίσωμεν τὴν λάγηνον ταύτην συνδέοντες τὸν ἐσωτερικὸν αὐτῆς ὁπλισμὸν π. χ. μὲ τὸν ἀγωγὸν ἠλεκτροστατικῆς μηχανῆς ἐνῶ ὁ ἐξωτερικὸς συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν, ὅταν τὸ φορτίον γίνῃ τοσοῦτον, ὥστε ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ ἐσωτερικοῦ καὶ ἐξωτερικοῦ ὁπλισμοῦ νὰ εἶναι ἱκανὴ νὰ προκαλέσῃ σπινθῆρα μεταξὺ τῆς σφαίρας σ τοῦ ἐσωτερικοῦ ὁπλισμοῦ καὶ τῆς σ΄, ἡ ὁποία συγκοινωνεῖ μὲ τὸν ἐξωτερικὸν ὁπλισμόν, ἡ λάγηνος ἐκκενοῦται διὰ σπινθῆρος. Οὕτω ἕκαστος σπινθὴρ μᾶς δεικνύει ὅτι ὡρισμένη ποσότης ἠλεκτρισμοῦ μετέβη ἐκ τοῦ ἐσωτερικοῦ ὁπλισμοῦ τῆς λαγήνου εἰς τὸν ἐξωτερικόν ἡ δὲ ποσότης αὕτη εἶναι μικροτέρα ἢ μεγαλυτέρα καθ' ὅσον ἡ ἀπόστασις τῶν σφαιρικῶν σ καὶ σ΄ εἶναι μεγαλυτέρα ἢ μικροτέρα καὶ ἐπομένως καὶ ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῆς ἐκκενώσεως εἶναι μεγαλυτέρα ἢ μικροτέρα.

Μὲ τὴν βοήθειαν τῆς λαγήνου τοῦ Lane ἠμποροῦμεν τὰ συγκρίνωμεν πρὸς ἀλλήλας τὰς χωρητικότητας δύο ἄλλων λαγήνων ὡς ἑξῆς.



Σχ. 622.

Συνδέομεν τοὺς δύο ὁπλισμοὺς τῆς μιᾶς τῶν συγκρινομένων λαγήνων μὲ τὰς δύο μονωμένας σφαίρας τοῦ ὑπὸ τοῦ σχ. 622 παρισταμένου ἐκκενωτοῦ, ἡ μία τῶν ὁποίων ἠμπορεῖ νὰ μετακινηθῇ μικρομετρικῶς.

Στηρίζομεν τώρα τὴν λάγηνον τοῦ Lane ἐπὶ μονωτικοῦ στηρίγματος καὶ συνδέομεν τὸν μὲν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν αὐτῆς μὲ τὸν ἀγωγὸν ἠλεκτροστατικῆς μηχανῆς τὸν δὲ ἐξωτερικὸν μὲ τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν τῆς ἐξεταζομένης λαγήνου, τῆς ὁποίας ὁ ἐξωτερικὸς ὁπλισμὸς συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν. Ὅταν ἡ ἠλεκτροστατικὴ μηχανὴ ἀρχίσῃ νὰ παρέχῃ ἠλεκτρισμόν, παρατηροῦμεν, ἂν καταλλήλως ρυθμίσωμεν τὰς ἀποστάσεις τῶν δύο σφαιρῶν τῆς λαγήνου τοῦ Lane καὶ τοῦ ἐκκενωτοῦ, ὅτι εἰς ὡρισμένον ἀριθμὸν, ἔστω n, σπινθήρων τῆς λαγήνου ἀντιστοιχεῖ εἷς σπινθὴρ τοῦ ἐκκενωτοῦ. Ἂν εἶναι q τὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ποσὸν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, τὸ ὁποῖον φορτίζει τὴν λάγηνον τοῦ Lane εἰς τὸ δυναμικὸν τῆς ἐκκενώσεως, οἱ n σπινθῆρες μᾶς δεικνύουν ὅτι εἰς τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν τῆς ἐξεταζομένης λαγήνου προσφέρθη φορτίον Q=nq. Ἂν εἶναι V ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ ἡ ἱκανὴ νὰ προκαλέσῃ σπινθῆρα μεταξὺ τῶν σφαιρῶν τοῦ ἐκκενωτοῦ καὶ C ἡ χωρητικότης τῆς λαγήνου, ἔχομεν τὴν σχέσιν

$$nq = VC.$$

Ἀντικαθιστῶμεν τώρα τὴν πρώτην λάγηνον διὰ τῆς δευτέρας χωρὶς νὰ μεταβάλωμεν τὰς ἀποστάσεις τῶν σφαιρῶν καὶ ἔστω n′ ὁ ἀριθμὸς τῶν σπινθήρων τῆς λαγήνου τοῦ Lane ὁ ἀντιστοιχῶν εἰς ἕνα σπινθῆρα τοῦ ἐκκενωτοῦ. Ἂν εἶναι C′ ἡ χωρητικότης τῆς νέας λαγήνου ἔχομεν τώρα τὴν σχέσιν

$$n'q = V C'$$

Ἐκ τῶν δύο ἐξισώσεων εὑρίσκομεν

$$C : C' = n : n'$$

Εἰς τὸ περὶ δυναμικοῦ ἠλεκτρισμοῦ κεφάλαιον θὰ γνωρίσωμεν ἀκριβεστέρας μεθόδους συγκρίσεως χωρητικοτήτων.

§ 927. ***Μέτρησις ἠλεκτρικῶν φορτίων.*** Ἠλεκτρικὰ φορτία ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν φορτίζοντες δι' αὐτῶν ἀγωγοὺς γνωστῆς χωρητικότητος καὶ μετροῦντες τὸ δυναμικὸν αὐτῶν.

Ἡ λάγηνος τοῦ Lane ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς μέτρησιν τῆς *παροχῆς* ἠλεκτροστατικῆς μηχανῆς, ἤτοι τοῦ ποσοῦ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, τὸ ὁποῖον ἡ μηχανὴ παρέχει εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου. Ἂν δηλ. εἶναι C ἡ χωρητικότης τῆς λαγήνου καὶ V τὸ δυναμικὸν τῆς ἐκκενώσεως αὐτῆς, εἰς ἕκαστον σπινθῆρα ἀντιστοιχεῖ φορτίον ἴσον πρὸς VC. Ἂν λοιπὸν συνδέσωμεν τὸν ἐσωτερικὸν ὁπλισμὸν μὲ τὸν ἀγωγὸν τῆς μηχανῆς καὶ τὸν ἐξωτερικὸν μὲ τὴν γῆν καὶ παράγωνται n σπινθῆρες κατὰ δευτερόλεπτον, ἡ παροχὴ τῆς μηχανῆς, ἰσοῦται πρὸς nVC μονάδας ἠλεκτρικοῦ φορτίου κατὰ δευτερόλεπτον.

Πρὸς *σύγκρισιν* τῆς παροχῆς δύο πηγῶν, π. χ. δύο ἠλεκτροστατικῶν μηχανῶν ἢ τῆς αὐτῆς μηχανῆς κινουμένης μὲ διαφόρους ταχύτητας, δὲν χρειάζεται νὰ γνωρίζωμεν τὸ V καὶ τὸ C. Ὁ λόγος τῶν παροχῶν εἶναι ἴσος πρὸς τὸν λόγον τῶν συχνοτήτων τῶν σπινθήρων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 928. ***Μέτρησις τῆς σταθερᾶς διηλεκτρικότητος.*** Τὴν σταθερὰν διηλεκτρικότητος ρευστῆς οὐσίας μετροῦμεν, ἐφ' ὅσον ἡ οὐσία εἶναι καλὸς μονωτής, συγκρίνοντες τὴν χωρητικότητα πυκνωτοῦ εὑρισκομένου ἐντὸς τοῦ διηλεκτρικοῦ ρευστοῦ πρὸς τὴν χωρητικότητα τοῦ αὐτοῦ πυκνωτοῦ ἐντὸς τοῦ ἀέρος. Ὁμοίως εὑρίσκομεν τὴν σταθερὰν διηλεκτρικότητος στερεᾶς οὐσίας, ὅταν αὕτη ἠμπορεῖ εὐκόλως νὰ τακῇ (παραφφίνη, θεῖον). Βυθίζομεν δηλ. τὸν πυκνωτὴν ἐντὸς τοῦ τετηγμένου διηλεκτρικοῦ καὶ μετροῦμεν τὴν χωρητικότητα ὅταν τὸ ὑγρὸν στερεοποιηθῇ.

Ὅταν ἡ οὐσία δὲν τήκεται εὐκόλως (ὕαλος) ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν κατὰ προσέγγισιν τὴν σταθερὰν ὡς ἑξῆς·

Ἐπικολλῶμεν ἐπὶ τῶν δύο παραλλήλων ἐπιφανειῶν πλακὸς ἐκ τοῦ διηλεκτρικοῦ φύλλα κασσιτέρου τοῦ αὐτοῦ ἐμβαδοῦ S ἀκριβῶς ἀπέναντι ἀλλήλων καὶ μετροῦμεν τοῦ πυκνωτοῦ τούτου τὴν χωρητικότητα C. Ἂν τὸ πάχος τῆς πλακὸς εἶναι δ, καὶ K ἡ σταθερὰ διηλεκτρικότητος ἔχομεν τὴν σχέσιν

$$C = \frac{KS}{4\pi\delta}$$

ἐκ τῆς ὁποίας εὑρίσκομεν τὸ K.

Οὕτω εὑρίσκονται αἱ ἑξῆς τιμαὶ τοῦ K διά τινας οὐσίας.

Ἐβονίτης	2 — 3	Ὕδωρ*	81
Ὕαλος	3 — 10	Κυκινέλαιον	4,7
Θεῖον	2 — 4	Πετρέλαιον	2,2

Ἀξιοσημείωτος εἶναι ἡ ἐξαιρετικῶς μεγάλη τιμὴ τοῦ K εἰς τὸ ὕδωρ.

§ 929. ***Γενικαὶ παρατηρήσεις.*** Ἀπαραίτητος ὅρος διὰ τὴν ἐπιτυχίαν τῶν πειραμάτων τοῦ στατικοῦ ἠλεκτρισμοῦ, καὶ κατὰ μείζονα λόγον διὰ τὴν ἐκτέλεσιν ἀκριβῶν ἠλεκτροστατικῶν μετρήσεων εἶναι ἡ καλὴ μόνωσις.

Εἰς τὴν καλὴν μόνωσιν συμβάλλει τὸ ποιὸν τῆς μονωτικῆς οὐσίας καὶ ἡ κατάστασις τῆς ἐπιφανείας τοῦ μονωτοῦ. Ὅταν π. χ. μεταχειριζώμεθα ὑαλίνους μονωτὰς ἐντὸς ὑγρᾶς ἀτμοσφαίρας, τὸ λεπτὸν στρῶμα ὑγρασίας, τὸ ὁποῖον ἐπικάθηται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας

(*) Ἡ σταθερὰ διηλεκτρικότητος τοῦ ὕδατος, ἐπειδὴ τοῦτο δὲν εἶναι καλὸς μονωτὴς εὑρίσκεται δι' ἄλλων μεθόδων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αὐτῶν καθιστᾷ ἀδύνατον τὴν διατήρησιν φορτίων ἐπὶ τῶν ἀγωγῶν. Καὶ αἱ ἠλεκτροστατικαὶ μηχαναί, ὄχι μόνον αἱ παλαιότεραι ὡς ἡ τοῦ Ramsden, ἀλλὰ καὶ αἱ νεώτεραι, π. χ. τοῦ τύπου Wimshurst δὲν λειτουργοῦν ἐντὸς ψυχρᾶς καὶ ὑγρᾶς ἀτμοσφαίρας. Πρὸς ἐπιτυχίαν τῶν πειραμάτων καὶ καλὴν διεξαγωγὴν τῶν μετρήσεων πρέπει ἡ ἀτμόσφαιρα νὰ εἶναι ὅσον τὸ δυνατὸν *ξηρά*.

Αἱ μονωτικαὶ ἰδιότητες τῶν ὑαλίνων μονωτῶν βελτιώνονται ἂν ἐπιχρίσωμεν αὐτοὺς μὲ οἰνοπνευματικὸν διάλυμα γομμαλάκας ἢ μὲ παραφφίνην.

Καλλίτεροι εἶναι μονωται ἀπὸ ἐβονίτην, πορσελάνην ἢ θεῖον, ἡ δὲ ἀρίστη τῶν μονωτικῶν οὐσιῶν εἶναι τὸ ἤλεκτρον, τὸ ὁποῖον καὶ κατὰ προτίμησιν μεταχειρίζονται εἰς τὰ μετρητικὰ ὄργανα. Ἠλεκτρόμετρον τοῦ ἐργαστηρίου Φυσικῆς μὲ μόνωσιν δι᾽ ἠλέκτρου συγκρατεῖ χωρὶς μεγάλην ἀπώλειαν τὸ φορτίον του ἐπὶ δύο καὶ τρεῖς ἡμέρας.

ΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΡΕΥΜΑ

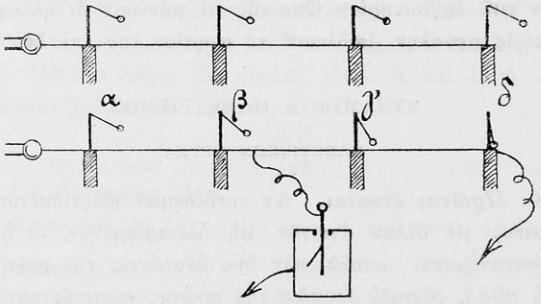
§ 930. ***Πρῶται ἔννοιαι.*** Ἂν συνδέσωμεν φορτισμένον ἀγωγὸν διὰ σύρματος μὲ ἄλλον ἀγωγὸν μὴ ἠλεκτρισμένον, τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον κατανέμεται μεταξὺ τῶν δύο ἀναλόγως τῆς χωρητικότητος αὐτῶν (§ 898). Μεταξὺ λοιπὸν τῆς πρώτης *στατικῆς* καταστάσεως, κατὰ τὴν ὁποίαν ὁλόκληρον τὸ φορτίον εὑρίσκετο ἐπὶ τοῦ ἑνὸς ἀγωγοῦ, καὶ τῆς τελικῆς *στατικῆς* ἐπίσης καταστάσεως μεσολαβεῖ *δυναμικὴ* κατάστασις, κατὰ τὴν ὁποίαν ὁ ἠλεκτρισμὸς *κινεῖται* καὶ διὰ τοῦ σύρματος διοχετεύεται ἀπὸ τοῦ ἑνὸς ἀγωγοῦ εἰς τὸν ἄλλον. Τὴν ροὴν ταύτην τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ὀνομάζομεν *ἠλεκτρικὸν ρεῦμα* καὶ θέμα τῶν ἑπομένων παραγράφων θὰ εἶναι ἡ ἐξέτασις τῶν φαινομένων, τὰ ὁποῖα συνοδεύουν τὴν ροὴν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.

§ 931. ***Κατανομὴ τοῦ δυναμικοῦ.*** Ἂν ἑνώσωμεν μακρὸν καννάβινον νῆμα, στηριζόμενον ἐπὶ μονωτικῶν στηριγμάτων, μὲ τὸν ἕνα ἀγωγὸν ἠλεκτροστατικῆς μηχανῆς (π. χ. Wimshurst), τῆς ὁποίας ὁ ἄλλος ἀγωγὸς συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν, λαμβάνει τοῦτο τὸ δυναμικὸν τοῦ ἀγωγοῦ καὶ τὰ ἠλεκτροσκόπια α, β, γ, δ δεικνύουν ὅλα τὴν αὐτὴν ἀπόκλισιν (σχ. 623, I). Ἂν τώρα, ἐνῷ διαρκῶς στρέφομεν τοὺς δίσκους

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῆς μηχανῆς, ἐνώσωμεν τὸ ἄκρον τοῦ νήματος μὲ τὴν γῆν, π. χ. μὲ ἀγωγὸν φωταερίου ἢ ὕδατος, ὁ ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ τῆς μηχανῆς διαρκῶς συσσωρευόμενος ἠλεκρισμὸς ἐκρέει διὰ τοῦ νήματος εἰς τὴν γῆν, ἔχομεν δηλ. *ρεῦμα ἠλεκτρικὸν* διατρέχον τὸ νῆμα. Συγχρόνως ὅμως παρατηροῦμεν ὅτι τὰ ἠλεκτροσκόπια δὲν δεικνύουν ὅλα τὴν αὐτὴν ἀπόκλισιν, ἀλλὰ μεγίστην μὲν τὸ α, τὸ ἐγγύτατον πρὸς τὴν ἠλεκτροστατικὴν μηχανήν, μικροτέραν τὸ β, ἀκόμη μικροτέραν τὸ γ καὶ σχεδὸν καμμίαν τὸ δ (σχ. 623, II). Τὸ δυναμικὸν τοῦ νήματος, ἡ διαφορὰ δηλ. τοῦ δυναμικοῦ ἀπὸ τὸ δυναμικὸν τῆς γῆς, δὲν ἔχει σταθερὰν τιμὴν ἐπὶ τοῦ νήματος, ἀλλὰ μεγίστην μὲν εἰς τὴν θέσιν α ἐλαχίστην δὲ εἰς τὴν θέσιν δ.

Τὴν κατανομὴν τοῦ δυναμικοῦ ἐπὶ τοῦ νήματος ἠμποροῦμεν



Σχ. 623.

νὰ παρακολουθήσωμεν θέτοντες εἰς συγκοινωνίαν δι' ἀγωγοῦ σύρματος τὰ διάφορα σημεῖα τοῦ νήματος μὲ τὸ σφαιρίδιον ἠλεκτροσκοπίου, τοῦ ὁποίου ἡ θήκη συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν. Ἐπειδὴ τὸ στέλεχος τοῦ ἠλεκτροσκοπίου εἶναι μονωμένον, δὲν ἔχομεν ρεῦμα ἠλεκτρικὸν κατὰ μῆκος τοῦ σύρματος ἐκτὸς τῆς κατὰ τὰς πρώτας στιγμὰς μετακινήσεως τοῦ ἠλεκτρισμοῦ μέχρις ὅτου καταλλήλως φορτισθῇ τὸ ἠλεκτροσκόπιον. Διὰ τοῦτο λαμβάνει τὸ στέλεχος τοῦ ἠλεκροσκοπίου τὸ δυναμικὸν τοῦ σημείου ἐκείνου τοῦ νήματος, μὲ τὸ ὁποῖον συγκοινωνεῖ διὰ τοῦ σύρματος. Οὕτω μεταβάλλοντες τὸ σημεῖον τῆς ἐπαφῆς τοῦ σύρματος πρὸς τὸ νῆμα παρατηροῦμεν μεταβολὴν τῆς ἀποκλίσεως τοῦ ἠλεκτροσκοπίου καὶ εἶναι μεγίστη μὲν ἡ ἀπόκλισις ὅταν ἡ ἐπαφὴ γίνεται εἰς τὸ α, ἐλαχίστη δὲ ἢ ἀνεπαίσθη-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τος ὅταν ἡ ἐπαφὴ γίνεται εἰς τὸ δ. Ἂν διακόψωμεν τὴν συγκοινωνίαν τοῦ νήματος μὲ τὴν γῆν, ἡ ἀπόκλισις τοῦ ἠλεκτροσκοπίου μένει ἡ αὐτή, ὁπουδήποτε τοῦ νήματος καὶ ἂν εὑρίσκεται ἡ ἐπαφή.

Τὴν διάταξιν ταύτην ποικίλλομεν ἀκόμη ὡς ἑξῆς. Στηρίζομεν τὸ ἠλεκτροσκόπιον ἐπὶ μονωτικοῦ στηρίγματος καὶ διὰ δύο συρμάτων θέτομεν εἰς συγκοινωνίαν τὸ στέλεχος καὶ τὴν θήκην μὲ δύο διάφορα σημεῖα τοῦ νήματος. Ἡ ἀπόκλισις τοῦ ἠλεκτροσκοπίου μᾶς δεικνύει τώρα τὴν *διαφορὰν δυναμικοῦ* τῶν δύο σημείων καὶ παρατηροῦμεν ὅτι ἡ διαφορὰ αὕτη εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἀπόστασις τῶν δύο σημείων. Ἂν διακόψωμεν τὴν συγκοινωνίαν τοῦ νήματος μὲ τὴν γῆν, τὸ ἠλεκτροσκόπιον δὲν δεικνύει ἀπόκλισιν ὁπωσδήποτε καὶ ἂν λάβωμεν τὰ δύο σημεῖα ἐπαφῆς, διότι τώρα τὸ δυναμικὸν εἶναι σταθερὸν ἐπὶ ὅλου τοῦ νήματος.

Ἠμποροῦμεν λοιπὸν νὰ θεωρήσωμεν ὡς ἰδιάζον χαρακτηριστικὸν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος τὴν διαφορὰν τοῦ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν σημείων ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ ἀγωγοῦ.

§ 932. ***Ὑδροδυναμικὸν καὶ θερμικὸν ἀνάλογον.*** Τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ παρεβάλομεν πρὸς τὴν διαφορὰν πιέσεως ἢ πρὸς τὴν διαφορὰν θερμοκρασίας. Ὅταν ἔχωμεν στατικὰς καταστάσεις, ἡ πίεσις ὑγροῦ εἰς τὸ αὐτὸ ὁριζόντιον ἐπίπεδον εἶναι σταθερὰ ὅπως καὶ ἡ θερμοκρασία σώματός τινος εἶναι εἰς ὅλην τὴν μᾶζαν του ἡ αὐτή. Ἂν ὅμως ὑγρὸν ρέῃ ἐντὸς ὁριζοντίου σωλῆνος ἢ θερμότης διαδίδεται ἐντὸς σώματός τινος δι' ἀγωγῆς, παρατηροῦμεν διαφορὰς πιέσεως εἰς τὰ διάφορα σημεῖα τοῦ σωλῆνος (Τ. Α΄, § 312 σχ. 178, 179) ἢ διαφορὰς θερμοκρασίας εἰς τὰ διάφορα σημεῖα τοῦ σώματος (Τ. Α΄, § 488, σχ. 352, 353).

§ 933. ***Φορὰ καὶ ἔντασις τοῦ ρεύματος.*** Κατὰ τὴν κίνησιν ρευστοῦ ἢ ἀερίου φορὰ τοῦ ρεύματος εἶναι ἡ φορὰ τῆς κινήσεως, ἐπίσης δὲ κατὰ τὴν δι' ἀγωγῆς μετάδοσιν τῆς θερμότητος φορὰν τοῦ ρεύματος ὀνομάζομεν τὴν φοράν, κατὰ τὴν ὁποίαν κινεῖται τὸ ὑποθετικὸν θερμικὸν ρευστόν.

Κατὰ τὸν καθορισμὸν ὅμως τῆς φορᾶς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος πρέπει νὰ λάβωμεν ὑπ' ὄψιν ὅτι ἔχομεν δύο εἴδη ἀντίθετα ἠλεκτρισμοῦ, ὅτι ἴσαι ποσότητες ἀντιθέτων ἠλεκτρισμῶν ἐξουδετεροῦνται καὶ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὅτι ἡ *προσφορὰ* ποσότητός τινος τοῦ ἑνὸς εἴδους ἰσοδυναμεῖ πρὸς *ἀφαίρεσιν* ἴσης ποσότητος τοῦ ἄλλου εἴδους.

Τὴν φορὰν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ὁρίζομεν ὡς τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἢ τὴν ἀντίθετον πρὸς τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τοῦ ἀρνητικοῦ ἠλεκτρισμοῦ. Ἂν δηλ. τὸ σῶμα Α εἶναι θετικῶς φορτισμένον καὶ τὸ θέσωμεν εἰς συγκοινωνίαν μὲ τὴν γῆν, λέγομεν ὅτι παράγεται ρεῦμα μὲ φορὰν ἐκ τοῦ Α πρὸς τὴν γῆν. Τοῦτο σημαίνει ὅτι θετικὸς ἠλεκτρισμὸς κινεῖται ἐκ τοῦ Α πρὸς τὴν γῆν, ἤ, ὅπερ τὸ αὐτό, ἀρνητικὸς ἠλεκτρισμὸς κινεῖται ἐκ τῆς γῆς πρὸς τὸ Α.

Τὴν *ἔντασιν* τοῦ ρεύματος ὁρίζομεν ὡς τὸ πηλίκον τῆς ποσότητος τοῦ διά τινος τομῆς τοῦ ἀγωγοῦ διερχομένου θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ διὰ τοῦ ἀντιστοίχου χρόνου. Τὸ πηλίκον τοῦτο ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὸ ποσὸν τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ τὸ διερχόμενον διὰ τῆς τομῆς εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου. Εὐνόητον ὅτι διερχόμενον ἀρνητικὸν φορτίον ἰσοδυναμεῖ πρὸς θετικὸν διερχόμενον κατ' ἀντίθετον φοράν.

Συνεπῶς πρὸς τὸν ὁρισμὸν τοῦτον *ἠλεκτροστατικὴ μονὰς ἐντάσεως* εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος τοῦ ὀφειλομένου εἰς κίνησιν ἠλεκτρισμοῦ, κατὰ τὴν ὁποίαν εἰς τὸ δευτερόλεπτον διέρχεται διὰ τῆς τομῆς τοῦ ἀγωγοῦ μία ἠλεκτροστατικὴ μονὰς ἠλεκτρισμοῦ.

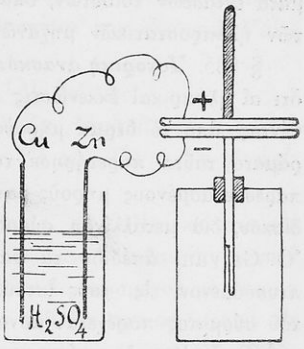
§ 934. ***Ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα.*** Ἐθεωρήσαμεν μέχρι τοῦδε τὴν ἠλέκτρισιν διὰ τριβῆς ἢ δι' ἐπιδράσεως σώματος ἠλεκτρισθέντος διὰ τριβῆς.

Ἀλλ' ὑπάρχει καὶ ἄλλος τρόπος παραγωγῆς ἠλεκτρισμοῦ. Ἂν π. χ. ἐντὸς ποτηρίου περιέχοντος ἁραιὸν θειϊκὸν ὀξὺ ἐμβαπτίσωμεν ἐν μέρει ἓν ἔλασμα χαλκοῦ καὶ ἓν ἔλασμα ψευδαργύρου χωρὶς ταῦτα νὰ ἐγγίζουν ἄλληλα εἴτε ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ εἴτε ἐκτὸς αὐτοῦ, ἠλεκτρίζονται τὰ ἐλάσματα, θετικῶς μὲν τὸ χαλκοῦν, ἀρνητικῶς δὲ τὸ ἐκ ψευδαργύρου, ἤ, ἀκριβέστερον, ἀναφαίνεται διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο ἐλασμάτων, καὶ εἶναι ὑψηλότερον μὲν τὸ δυναμικὸν τοῦ χαλκοῦ χαμηλότερον δὲ τὸ τοῦ ψευδαργύρου.

Διὰ συνήθους ἠλεκτροσκοπίου εἶναι δύσκολον νὰ δειχθῇ ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν δύο ἐλασμάτων διότι εἶναι πολὺ μικρά, τῆς τάξεως τοῦ ἑνὸς Volt, κατορθώνεται ὅμως τοῦτο διὰ πυκνωτικοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἠλεκτροσκοπίου. Τὸ στέλεχος δηλ. τοῦ ἠλεκτροσκοπίου δὲν καταλήγει εἰς σφαιρίδιον ἀλλ' εἰς δίσκον (σχ. 624), ἐπὶ τοῦ ὁποίου τίθεται λεπτὸν μονωτικὸν φύλλον ἐκ μαρμαρυγίου καὶ ἐπ' αὐτοῦ μετάλλινος δίσκος, ὅμοιος πρὸς τὸν τοῦ ἠλεκτροσκοπίου καὶ φέρων μονωτικὴν λαβήν. Ἀντὶ τοῦ μαρμαρυγίου καλύτερον εἶναι νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς μόνωσιν τῶν δίσκων ἀπ' ἀλλήλων ἐπίχρισμα μονωτικοῦ βερνικίου.



Σχ. 624.

Οἱ δύο δίσκοι ἀποτελοῦν πυκνωτήν, τοῦ ὁποίου ἡ χωρητικότης ἕνεκα τῆς ἐλαχίστης ἀποστάσεως τῶν ὁπλισμῶν εἶναι πολὺ μεγάλη ἐν σχέσει πρὸς τὴν χωρητικότητα τοῦ στελέχους καὶ τοῦ φύλλου τοῦ ἠλεκτροσκοπίου.

Συνδέομεν τώρα τὸν ψευδάργυρον μὲ τὸν δίσκον τοῦ ἠλεκτροσκοπίου, τὸν δὲ χαλκὸν μὲ τὸν ἀνώτερον δίσκον καὶ μὲ τὴν γῆν, μὲ τὴν γῆν δὲ ἐπίσης συνδέεται καὶ ἡ θήκη τοῦ ἠλεκτροσκοπίου. Ἕνεκα τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ τοῦ Zn καὶ Cu φορτίζεται ἀρνητικῶς μὲν ὁ κατώτερος δίσκος, θετικῶς δὲ ὁ ἀνώτερος, ὁ ὁποῖος ἔχει δυναμικὸν ἴσον πρὸς τὸ τῆς γῆς. Διακόπτομεν τώρα τὴν συγκοινωνίαν τοῦ Zn πρὸς τὸν κάτω δίσκον καὶ ἔπειτα ἀπομακρύνομεν τὸν ἀνώτερον δίσκον. Ἡ χωρητικότης τοῦ κάτω δίσκου ἐλαττοῦται κατὰ πολὺ καὶ διὰ τοῦτο μέγα μέρος τοῦ φορτίου μεταβαίνει εἰς τὸ στέλεχος καὶ τὸ φύλλον τοῦ ἠλεκτροσκοπίου καὶ παρατηροῦμεν ἀπόκλισιν αἰσθητήν. Ἐξετάζοντες τὸ σημεῖον τοῦ ἠλεκτρισμοῦ κατὰ τὸν γνωστὸν τρόπον (§ 890) εὑρίσκομεν αὐτὸ ἀρνητικόν.

Ἂν συνδέσωμεν τὸν Cu μὲ τὸν κατώτερον δίσκον τὸν δὲ Zn μὲ τὸν ἀνώτερον δίσκον καὶ μὲ τὴν γῆν, εὑρίσκομεν εἰς τὸ ἠλεκτροσκόπιον θετικὸν φορτίον.

Εἰς τὸ σύστημα τὸ ἀποτελούμενον ἀπὸ τὰ δύο μεταλλικὰ ἐλάσματα ἐκ χαλκοῦ καὶ ψευδαργύρου καὶ ἀπὸ τὸ θειϊκὸν ὀξὺ συναντῶμεν τὸ πρῶτον παράδειγμα *ἠλεκτρικοῦ στοιχείου*. Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο ἐλασμάτων εἶναι τόσον μικρά, ὥστε μόνον μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ τεχνάσματος τοῦ πυκνωτοῦ εἶναι δυνατὸν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νὰ γίνῃ αἰσθητὴ διὰ τοῦ ἠλεκτροσκοπίου. Ἀλλ' ἡ αἰτία ἡ προκαλοῦσα τὴν διαφορὰν ταύτην τοῦ δυναμικοῦ ἐνεργεῖ καὶ ὅταν ἑνώσωμεν πρὸς ἄλληλα διὰ σύρματος τὰ δύο ἐλάσματα καὶ οὕτω ἔχομεν ροὴν διαρκῆ μεγάλων ποσῶν ἠλεκτρισμοῦ, ἔχομεν δηλ. ρεύματα ἐντάσεων τοιούτων, ὁποίας εἶναι ἀδύνατον νὰ ἐπιτύχωμεν διὰ τῶν ἠλεκτροστατικῶν μηχανῶν.

§ 935. ***Ἱστορικὴ ἀνασκόπησις.*** Ὁ Galvani παρετήρησεν (1790) ὅτι αἱ ἠλεκτρικαὶ ἐκκενώσεις προκαλοῦν σπασμοὺς εἰς τοὺς γυμνωθέντας ἀπὸ τὸ δέρμα μηροὺς βατράχου, ἐξακολουθῶν δὲ τὰ πειράματα ταῦτα παρετήρησε τοὺς σπασμοὺς καὶ ὅταν ἤγγιζεν οὕτω παρεσκευασμένους μηροὺς βατράχου, τοποθετημένους ἐπὶ μεταλλίνου δίσκου, διὰ μεταλλίνου σύρματος συγκοινωνοῦντος μὲ τὸν δίσκον. Ὁ Galvani ἀπέδιδε τὰ φαινόμενα ταῦτα εἰς ἠλεκτρισμὸν ἀναπτυσσόμενον εἰς τοὺς ἱστούς, εἰς τὸν ὁποῖον διὰ τοῦ δίσκου καὶ τοῦ σύρματος παρέχεται μόνον ὁ κατάλληλος δρόμος.

Ὁ Volta ἀνεγνώρισεν ὅτι διὰ νὰ προκληθοῦν οἱ σπασμοὶ εἶναι ἀναγκαία ἡ παρουσία *δύο διαφόρων μετάλλων*. Οὕτω π. χ. ἐκτελεῖται τὸ πείραμα τοῦ Galvani μὲ τὴν βοήθειαν διαβήτου μὲ τὸ ἓν σκέλος ἐκ χαλκοῦ καὶ τὸ ἄλλο ἐκ ψευδαργύρου ὡς ἑξῆς. Ἀφοῦ φονευθῇ ὁ βάτραχος ἀποκόπτεται διὰ ψαλίδος τὸ ἄνω μέρος τοῦ κορμοῦ, ἐκδέρεται τὸ ὑπόλοιπον μέρος τοῦ κορμοῦ μετὰ τῶν σκελῶν καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ ἐκ ψευδαργύρου σκέλος τοῦ διαβήτου διὰ τῶν δύο ἰσχιακῶν νεύρων. Ἂν τώρα διὰ τοῦ χαλκίνου σκέλους τοῦ διαβήτου ἐγγίσωμεν τὰ σκέλη, παρατηροῦμεν βιαίους σπασμούς.

Ὁ Volta ἀπέδωκε τοὺς σπασμοὺς ἐπίσης εἰς ἠλεκτρικὴν ἐκκένωσιν, ἡ ὁποία ὅμως δὲν προέρχεται ἀπὸ τοὺς ζωϊκοὺς ἱστοὺς ἀλλὰ *ἀπὸ τὴν ἐπαφὴν τῶν δύο διαφόρων μετάλλων*. Τὸ σῶμα τοῦ βατράχου χρησιμεύει μόνον ὡς ἀγωγὸς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.

§ 936. ***Ἀγωγοὶ πρώτου καὶ δευτέρου εἴδους. Νόμος τοῦ Volta.*** Ὁ Volta διὰ νὰ δείξῃ τὴν ὀρθότητα τῆς ἐξηγήσεώς του ἐξετέλεσε τὸ ἑξῆς πείραμα. Ἔλαβε πυκνωτικὸν ἠλεκτροσκόπιον, τοῦ ὁποίου ὁ δίσκος ἦτο ἐκ ψευδαργύρου. Ἐπὶ τοῦ δίσκου τούτου ἔθεσε χάλκινον δίσκον, οὕτως ὥστε οἱ δύο δίσκοι νὰ ἐφάπτωνται μεταλλικῶς, καὶ ὅταν ἀπέσυρε τὸν δίσκον τοῦτον παρετήρησεν ἀπόκλισιν τῶν φύλλων, τὸ δὲ φορτίον αὐτῶν ἦτο θετικόν. Τὸ φορτίον τοῦτο

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ προέρχεται παρὰ ἀπὸ τὴν ἐπαφὴν τῶν δύο διαφόρων μετάλλων.

Οὕτω ὁ Volta ἐξήτασε διάφορα μέταλλα καὶ τὸν ἄνθρακα καὶ τὰ κατέταξεν εἰς σειρὰν τοιαύτην, ὥστε κατὰ τὴν ἐπαφὴν τὸ προηγούμενον νὰ ἠλεκτρίζεται θετικῶς τὸ δὲ ἑπόμενον ἀρνητικῶς. Μερικὰ ἐκ τῶν συνηθεστέρων μετάλλων κατατάσσονται π. χ. ὑπὸ τοῦ Volta ὡς ἡ ἑξῆς :

$$+ \text{ Zn, Pb, Sn, Fe, Cu, Ag } -$$

Οὕτω κατὰ τὴν ἐπαφὴν Zn καὶ Fe ὁ Zn ἠλεκτρίζεται θετικῶς ὁ δὲ Fe ἀρνητικῶς κατὰ δὲ τὴν ἐπαφὴν Fe καὶ Cu ὁ Fe ἠλεκτρίζεται θετικῶς ὁ δὲ Cu ἀρνητικῶς.

Διὰ νὰ ἔχῃ ἐντονώτερα ἀποτελέσματα ὁ Volta κατεσκεύασε συσκευὴν ἀποτελουμένην ἀπὸ ζεύγῃ δίσκων ἐκ Cu καὶ Zn, μεταξὺ τῶν ὁποίων παρενέθεσε τεμάχια ὑφάσματος ἐμποτισμένου μὲ ἁραιὸν ὀξὺ ἢ ἅλας. Τοὺς δίσκους καὶ τὰ τεμάχια τοῦ ὑφάσματος διέταξεν εἰς κατακόρυφον *στήλην* καὶ ἐκ τῆς περιφήμου ταύτης *στήλης τοῦ Volta* ἔλαβε τὸ ὄνομα πᾶν σύστημα πολλῶν ἠλεκτρικῶν στοιχείων. Τὰ δύο ἄκρα ἐλάσματα τῆς στήλης παρουσιάζουν μεγάλην διαφορὰν δυναμικοῦ ὄχι μόνον αἰσθητὴν διὰ τοῦ ἠλεκτροσκοπίου, ἀλλὰ καὶ ἱκανὴν νὰ προκαλέσῃ τιναγμοὺς εἰς τὸν ἄνθρωπον, ὅταν ἐγγίσῃ οὗτος τοὺς δύο ἄκρους δίσκους, καθὼς καὶ ἀσθενεῖς σπινθῆρας. Διὰ τοῦτο ὁ Volta παρέβαλε τὴν στήλην του πρὸς λάγηνον διαρκῶς ἐξ ἑαυτῆς ἀναφορτιζομένην.

Ὁ Volta ὠνόμαζε τοὺς μεταλλικοὺς ἀγωγοὺς ἀγωγοὺς πρώτης τάξεως τὰ δὲ ὑγρὰ ἐν γένει, ἐκτὸς τοῦ ὑδραργύρου, ἀγωγοὺς δευτέρας τάξεως ἀπέδιδε δὲ εἰς τοὺς ἀγωγοὺς δευτέρας τάξεως δευτερεύουσαν σημασίαν θεωρῶν αὐτοὺς κυρίως ὡς μεσάζοντας μεταξὺ τῶν ἀγωγῶν πρώτης τάξεως.

Ἡ πραγματικὴ διαφορὰ τῶν ἀγωγῶν πρώτης καὶ δευτέρας τάξεως ἐδείχθη διὰ μεταγενεστέρων ἐρευνῶν ἡ ἑξῆς:

Ἂν μεταξὺ δύο ἐφαπτομένων ἀγωγῶν πρώτης τάξεως ἀναφαίνεται διαφορὰ δυναμικοῦ, ἡ διαφορὰ αὕτη μένει ἡ αὐτὴ καὶ ἂν μεταξὺ τῶν δύο ἀγωγῶν παρενθέσωμεν ὁσουσδήποτε καὶ οἱουσδήποτε ἀγωγοὺς πρώτης τάξεως.

Ἂν λοιπὸν ὀνομάσωμεν $V_{AB} = V_A - V_B$ τὴν διαφορὰν δυνα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μικοῦ τὴν παρατηρουμένην μεταξὺ τῶν ἀγωγῶν πρώτης τάξεως Α καὶ Β καὶ εἶναι Γ, Δ, Ε οἱοιδήποτε ἀγωγοὶ πρώτης τάξεως, ἰσχύει ἡ σχέσις

$$(1) \qquad V_{AB} = V_{A\Gamma} + V_{\Gamma\Delta} + V_{\Delta E} + V_{EB}$$

ἐφ' ὅσον ἡ θερμοκρασία ὅλων τῶν ἐπαφῶν εἶναι ἡ αὐτή.

Ἐπειδὴ εἶναι

$$V_{AB} = -V_{BA}$$

λαμβάνομεν ἐκ τῆς ἐξισώσεως (1) τὴν ἑξῆς

$$(2) \qquad V_{A\Gamma} + V_{\Gamma\Delta} + V_{\Delta E} + V_{EB} + V_{BA} = 0$$

ἤτοι: Τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν διαφορῶν δυναμικοῦ, μετρουμένων κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν, εἰς τὰς ἐπαφὰς *ἀλύσεως* ἀγωγῶν πρώτης τάξεως, τῆς ὁποίας τὸ πρῶτον καὶ τὸ τελευταῖον μέρος ἀποτελοῦνται ἐκ τῆς αὐτῆς οὐσίας, *εἶναι ἴσον πρὸς μηδέν.*

Ἡ ὑπὸ τῶν ἐξ. 1 καὶ 2 ἐκφραζομένη σχέσις ὀνομάζεται *νόμος τοῦ Volta.*

Οἱ ἀγωγοὶ τῆς δευτέρας τάξεως διαφέρουν τῶν ἀγωγῶν πρώτης τάξεως κατὰ τοῦτο, ὅτι δὲν ἀκολουθοῦν τὸν νόμον τοῦ Volta. Ἡ μεταξὺ δύο ἀγωγῶν ἀνοικτῆς ἁλύσεως παρατηρουμένη διαφορὰ δυναμικοῦ ἐξαρτᾶται δηλ. ἀπὸ τὸ εἶδος τῶν μεσολαβούντων ἀγωγῶν, ἐφ' ὅσον μεταξὺ αὐτῶν ὑπάρχουν καὶ ἀγωγοὶ δευτέρας τάξεως.

§ 937. ***Ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις.*** Τὴν αἰτίαν τὴν προκαλοῦσαν τὰς διαφορὰς δυναμικοῦ ὀνομάζομεν *ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν.* Ἡ αἰτία αὕτη, ὅταν τὸ κύκλωμα εἶναι *ἀνοικτόν,* παρουσιάζῃ δηλ. διακοπὴν συνεχείας, προκαλεῖ τὰς διαφορὰς δυναμικοῦ τῶν ἑτερογενῶν ἀγωγῶν, τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν ὁποίων εἶναι ἴσον πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ τῶν ἄκρων ἀγωγῶν, ἔχει δὲ διεύθυνσιν ἐκ τοῦ ἄκρου, τὸ ὁποῖον ἔχει τὸ μικρότερον δυναμικόν, πρὸς τὸ ἔχον τὸ μεγαλύτερον δυναμικόν. Ἂν οἱ ἄκροι ἀγωγοὶ εἶναι τῆς αὐτῆς φύσεως, ἀποτελοῦνται π. χ. ἀπὸ τὸ αὐτὸ μέταλλον, ἐκ τῆς συνενώσεώς των δὲν προκύπτει νέα διαφορὰ δυναμικοῦ. Τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν διαφορῶν δυναμικοῦ τῶν ἀγωγῶν τοῦ ἀνοικτοῦ κυκλώματος εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι τὸ μέτρον τῆς ὅλης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως. Διὰ τοῦτο θεωροῦμεν τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν ὡς *ἴσην* πρὸς τὸ ἀλγεβρικὸν τοῦτο ἄθροισμα, ἴσην δηλ. πρὸς τὴν δια-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φορὰν δυναμικοῦ *τῶν ἐκ τῆς αὐτῆς οὐσίας ἀποτελουμένων* ἄκρων ἀγωγῶν τοῦ ἀνοικτοῦ κυκλώματος καὶ τὴν μετροῦμεν μὲ τὰς ἰδίας μονάδας.

Ὁ νόμος τοῦ Volta ἠμπορεῖ τώρα νὰ διατυπωθῇ ὡς ἑξῆς: Εἰς κύκλωμα κλειστὸν ἀποτελούμενον ἀπὸ ἀγωγοὺς μόνον τῆς πρώτης τάξεως καὶ τοῦ ὁποίου ὅλαι αἱ ἐπαφαὶ ἔχουν τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἰσοῦται πρὸς μηδέν. Ἂν εἰς τὸ κύκλωμα ὑπάρχουν καὶ ἀγωγοὶ δευτέρας τάξεως, ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι διάφορος τοῦ μηδενός· ὁ ἠλεκτρισμὸς κινεῖται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς δυνάμεως ταύτης καὶ ἔχομεν συνεχὲς ρεῦμα ἠλεκτρικόν, τοῦ ὁποίου ἡ φορὰ συμπίπτει μὲ τὴν φορὰν τῆς συνισταμένης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως τοῦ κυκλώματος. Κατὰ ταῦτα ἀπαραίτητος ὅρος διὰ τὴν παραγωὴν ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, ἐφ' ὅσον ἡ θερμοκρασία εἶναι παντοῦ ἡ αὐτή, εἶναι ἡ παρουσία ἑνὸς τοὐλάχιστον ἀγωγοῦ δευτέρας τάξεως εἰς τὸ κύκλωμα.

Ὁ νόμος τοῦ Volta ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς συνέπεια τοῦ νόμου τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας. Καὶ πράγματι, καθὼς κατωτέρω θὰ ἴδωμεν, τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα εἶναι πηγὴ ἐνεργείας, τὴν ὁποίαν ἠμποροῦμεν νὰ μεταβάλλωμεν εἰς οἱανδήποτε μορφὴν, θερμότητα π.χ. ἢ μηχανικὸν ἔργον. Ἂν ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις κυκλώματος ἐξ ἀγωγῶν πρώτης τάξεως, ὅλων τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας, ἦτο διάφορος τοῦ μηδενός, θὰ παρήγετο ρεῦμα ἠλεκτρικὸν χωρὶς καμμίαν μεταβολὴν εἰς τὸ κύκλωμα, θὰ εἴχομεν δηλ. παραγωγὴν ἐνεργείας ἐκ τοῦ μηδενός, τὸ κλασικὸν ἀεικίνητον.

Ὅταν μεταξὺ τῶν ἀγωγῶν ὑπάρχῃ καὶ ἀγωγὸς δευτέρας τάξεως, ἡ δίοδος τοῦ ρεύματος συνοδεύεται, καθὼς θὰ ἴδωμεν, ἀπὸ χημικὰς δράσεις καὶ ἐκ τούτων ἀκριβῶς προέρχεται ἡ ἐνέργεια τοῦ ρεύματος.

Τὸ ἠλεκτρικὸν στοιχεῖον εἶναι λοιπὸν ἅλυσις ἀγωγῶν, μεταξὺ τῶν ὁποίων εἷς τοὐλάχιστον δευτέρας τάξεως, τῆς ὁποίας οἱ ἄκροι ἀγωγοὶ ἀποτελοῦνται ἀπὸ τὸ αὐτὸ συνήθως μέταλλον. Ἂν ἑνώσωμεν πρὸς ἀλλήλους τοὺς ἄκρους ἀγωγούς, π. χ. διὰ σύρματος, ἐπειδὴ ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τοῦ κλειστοῦ τώρα κυκλώματος εἶναι διάφορος τοῦ μηδενός, παράγεται ρεῦμα ἠλεκτρικόν, τοῦ ὁποίου ἡ φορὰ εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, δηλ. ἐντὸς μὲν τοῦ ἠλεκτρικοῦ στοιχείου ἐκ τοῦ ἄκρου τὸ ὁποῖον ἔχει τὸ κατώτερον δυναμικὸν πρὸς τὸ ἔχον τὸ ἀνώτερον, ἐντὸς δὲ τοῦ ἐξωτε-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρικοῦ σύρματος ἐκ τοῦ ἀνωτέρου δυναμικοῦ πρὸς τὸ κατώτερον.

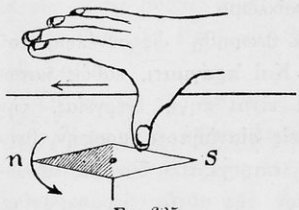
Τοὺς δύο ἄκρους ἀγωγοὺς τοῦ στοιχείου ὀνομάζομεν *πόλους*, θετικὸν μὲν ἔχοντα τὸ ἀνώτερον δυναμικόν, ἀρνητικὸν δὲ τὸν ἔχοντα τὸ κατώτερον.

Μὲ τὰ ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα θὰ ἀσχοληθῶμεν εἰς ἰδιαίτερον κεφάλαιον.

ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΝ ΠΕΔΙΟΝ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

§ 938. Ὁ Oersted παρετήρησε τὸ 1820 ὅτι μαγνητικὴ βελόνη εὑρισκομένη πλησίον ἀγωγοῦ διαρρεομένου ὑπὸ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ἐκτρέπεται τείνουσα νὰ καταστῇ κάθετος πρὸς τὸ ρεῦμα.

Ἡ φορὰ τῆς ἐκτροπῆς, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ θέσις τῆς βελόνης ὡς πρὸς τὸν ἀγωγόν, εὑρίσκεται κατὰ τὸν ἑξῆς κανόνα τοῦ Ampère: Φανταζόμεθα ἄνθρωπον ἔχοντα τοιαύτην θέσιν, ὥστε τὸ ρεῦμα νὰ εἰσέρχεται ἀπὸ τοὺς πόδας του καὶ νὰ ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν κεφαλὴν καὶ βλέποντα πρὸς τὴν μαγνητικὴν βελόνην. Ὁ βόρειος πόλος τῆς βελόνης ἀποκλίνει πρὸς τὴν ἀριστερὰν χεῖρα.



Σχ. 625.

Ἀντὶ τοῦ κανόνος τούτου ἠμποροῦμεν νὰ μεταχειρισθῶμεν τὸν κανόνα τῆς δεξιᾶς χειρός. Θέτομεν δηλ. ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ τὴν δεξιὰν χεῖρα μὲ τὴν παλάμην ἐστραμμένην πρὸς τὴν βελόνην, οὕτως ὥστε οἱ τέσσαρες δάκτυλοι ἐκτὸς τοῦ ἀντίχειρος νὰ δεικνύουν τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος (*σχ.* 625). Ὁ ἀντίχειρ μᾶς δίδει τὴν φορὰν τῆς ἀποκλίσεως τοῦ βορείου πόλου τῆς βελόνης.

Σχ. 626.

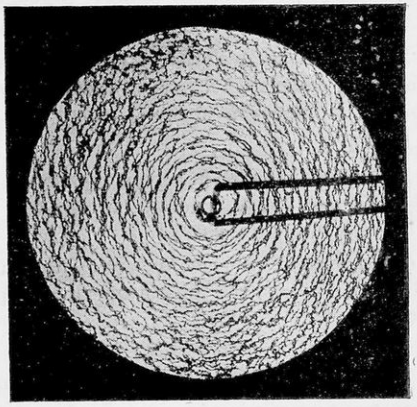
Ἀναφέρομεν ἀκόμη τὸν κανόνα τῆς δεξιοστρόφου ἕλικος (Maxwell). Φανταζόμεθα δηλ. δεξιόστροφον κοχλίαν, τὸν ὁποῖον στρέφομεν, οὕτως ὥστε νὰ προχωρῇ κατὰ τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος. Ἡ φορὰ τῆς περιστροφῆς του μᾶς δίδει τὴν φορὰν τῆς ἐκτροπῆς τοῦ βορείου πόλου τῆς βελόνης (*σχ.* 626).

§ 939. ***Μαγνητικὸν πεδίον εὐθυγράμμου ρεύματος.*** Ἡ ἐκτροπὴ τῆς μαγνητικῆς βελόνης δεικνύει ὅτι ὁ περὶ τὸν ὑπὸ τοῦ ρεύματος

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

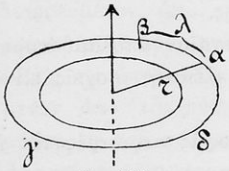
διαρρεόμενον ἀγωγὸν χῶρος εἶναι μαγνητικὸν δυναμικὸν πεδίον, τὴν μορφὴν τοῦ ὁποίου εὐκόλως ἠμποροῦμεν νὰ γνωρίσωμεν μὲ τὴν γνωστὴν μέθοδον τῶν μαγνητικῶν φασμάτων.

Λαμβάνομεν π. χ. σύρμα κατακόρυφον διερχόμενον δι' ὀπῆς εὑρισκομένης ἐπὶ ὁριζοντίας ὑαλίνης πλακὸς ἢ χάρτου καὶ διαβιβάζομεν δι' αὐτοῦ ἰσχυρὸν ρεῦμα.



Σχ. 627.

Ἂν ρίψωμεν ἐπὶ τῆς πλακὸς ρινήματα σιδήρου, διατάσσονται ταῦτα εἰς συγκεντρικὰς περὶ τὸ σύρμα περιφερείας (σχ. 627). Ἐκ τῆς μορφῆς ταύτης τοῦ φάσματος καὶ ἐκ τῆς παρατηρήσεως ὅτι ἡ μαγνητικὴ βελόνη τείνει νὰ γίνῃ κάθετος ἐπὶ τὸν ἀγωγὸν συμπεραίνομεν ὅτι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εὐθυγράμμου ρεύματος εἶναι συγκεντρικαὶ περιφέρειαι κάθετοι ἐπὶ τὸ ρεῦμα, τῶν ὁποίων τὰ κέντρα εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ. Ἐκ τῶν κανόνων τῆς προηγουμένης παραγράφου ὁρίζεται καὶ ἡ φορὰ τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, ἡ ὁποία εἶναι τοιαύτη, ὥστε περιστροφὴ κατὰ τὴν φορὰν αὐτῶν μὲ προχώρησιν κατὰ τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος νὰ ἀποτελῇ δεξιόστροφον ἑλίκωσιν (πρβλ. σχ. 626).



Σχ. 628.

Τὸ μαγνητικὸν πεδίον τοῦ ρεύματος διαφέρει οὐσιωδῶς ἀπὸ τὸ πεδίον τῶν μαγνητῶν κατὰ τοῦτο, ὅτι αἱ δυναμικαὶ αὐτοῦ γραμμαὶ εἶναι *κλεισταὶ* χωρὶς καταλήξεις.

Ἔστω (σχ. 628) αβγδα μία τοιαύτη δυναμικὴ γραμμή, τῆς ὁποίας ἡ ἀκτὶς εἶναι r. Ἐπειδὴ αἱ γειτονικαὶ αὐτῆς δυναμικαὶ γραμμαὶ ἀπέχουν παντοῦ ἐξ ἴσου ἀπὸ αὐτήν, ἕπεται ὅτι κατὰ μῆκος αὐτῆς ἡ ἔντασις Η τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι σταθερά. Ἂν λοιπὸν εἰς τὸ ση-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μεῖον α ὑπάρχῃ μαγνητικὸς πόλος περιέχων τὴν μονάδα τοῦ βορείου μαγνητισμοῦ, ἐνεργεῖ ἐπ' αὐτοῦ δύναμις H διευθυνομένη κατὰ τὴν ἐφαπτομένην τῆς περιφερείας καὶ ἂν μετακινηθῇ ὁ πόλος ἀπὸ τοῦ α εἰς τὸ β κατὰ μῆκος τῆς δυναμικῆς γραμμῆς, θὰ παραχθῇ ἔργον ἴσον πρὸς Hl, ὅπου l τὸ μῆκος τοῦ τόξου αβ. Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν δύο σημείων εἶναι λοιπὸν (πρβλ. § 862)

$$V_\alpha - V_\beta = Hl$$

Ἂν κινήσωμεν τὸν πόλον ἐπὶ τῆς δυναμικῆς γραμμῆς, οὕτως ὥστε νὰ ἐπανέλθῃ εἰς τὸ α, ἀφοῦ διαγράψῃ ὁλόκληρον τὴν περιφέρειαν, θὰ παραχθῇ ἔργον

$$W = 2\pi r H \tag{3}$$

Μετακινήσαντες δηλ. τὸν μαγνητικὸν πόλον ἐπὶ κλειστῆς τροχιᾶς *ἐκερδίσαμεν ἔργον*, πρᾶγμα τὸ ὁποῖον εἶναι ἀδύνατον εἰς τὸ πεδίον τῶν μαγνητῶν (§ 862).

Ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εὐθυγράμμου σταθεροῦ ρεύματος, μετρουμένη π. χ. διὰ τῆς μαγνητομετρικῆς μεθόδου (§ 863), εὑρίσκεται ἴση πρὸς

$$H = \frac{A}{r} \tag{4}$$

καὶ ἂν εἰσαγάγωμεν τὴν τιμὴν ταύτην τοῦ H εἰς τὴν ἐξίσωσιν (3) εὑρίσκομεν

$$W = 2\pi A. \tag{5}$$

ἤτοι: τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον κερδίζομεν ὅταν ἡ μονὰς τοῦ βορείου μαγνητισμοῦ διανύσῃ μίαν πλήρη περιφέρειαν περὶ τὸ ρεῦμα, εἶναι ἀνεξάρτητον τῆς ἀκτῖνος τῆς περιφερείας ταύτης.

Ἀποδεικνύεται μάλιστα ὅτι τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον ἀπολαμβάνομεν μετακινοῦντες τὴν μονάδα τοῦ μαγνητισμοῦ ἐπὶ κλειστῆς τροχιᾶς, εἶναι

$$W = 2\pi A \,.\, n \tag{6}$$

ὅπου ὁ *ἀκέραιος* ἀριθμὸς n σημαίνει πόσας φορὰς περιστρέφεται ἡ τροχιὰ περὶ τὸ ρεῦμα κατὰ τὴν φορὰν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν. Ἂν ἡ τροχιὰ δὲν περιβάλλῃ τὸν ἀγωγόν, τὸ ἔργον ἰσοῦται πρὸς μηδέν.

Συμφώνως πρὸς τὸν ὁρισμὸν τοῦ δυναμικοῦ πρέπει τώρα νὰ δεχθῶμεν ὅτι τὸ δυναμικὸν τῶν σημείων τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος δὲν ἔχει μίαν μόνον τιμήν, ἀλλ' ἀπείρους διαφερούσας ἀπ' ἀλλήλων κατὰ 2πA. Δὲν εἶναι λοιπὸν τὸ δυναμικὸν *μονότιμον*, ἀλλὰ *πλειότιμον*.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἕπεται ὅτι ἡ σταθερὰ A χαρακτηρίζει ἐντελῶς τὸ πεδίον τοῦ ρεύματος, ἐπειδὴ δὲ ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου κατ' ἀνάγκην θὰ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, πρέπει ἡ σταθερὰ A νὰ εἶναι ἐπίσης ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Θὰ εἶναι λοιπὸν $A = ai$ καὶ

$$H = a\frac{i}{r} \qquad (7)$$

ὅπου a σταθερὸς συντελεστὴς ἐξαρτώμενος μόνον ἀπὸ τὰς μονάδας.

§ 940. ***Νόμος τῶν Biot καὶ Savart. Ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.*** Ὁ νόμος τῆς ἐπιδράσεως ρεύματος ἐπὶ πόλου, τὸν ὁποῖον ἐκφράζει ἡ ἐξίσ. (7) τῆς § 939 εἶναι νόμος *ὁλοκληρωτικός*. Μᾶς δίδει δηλ. τὴν δύναμιν, τὴν ὁποίαν ἀσκεῖ ὁλόκληρον τὸ ρεῦμα τὸ διατρέχον ἀπεριόριστον ἑκατέρωθεν εὐθύγραμμον ἀγωγόν. Ἀλλ' ἡ εἰδικωτάτη αὕτη περίπτωσις σπανίως παρουσιάζεται καὶ διὰ τοῦτο μᾶς ἐνδιαφέρει ὁ *διαφορικὸς* ἢ *στοιχειώδης νόμος*, ἤτοι ὁ νόμος ὁ ὁποῖος μᾶς δίδει τὴν ἐπίδρασιν *στοιχείου* τινὸς τοῦ ρεύματος, μικροῦ δηλ. τμήματος τοῦ ὑπὸ τοῦ ρεύματος διαρρεομένου ἀγωγοῦ, ἐπὶ μαγνητικοῦ πόλου, διότι συνθέτοντες τὰς στοιχειώδεις ἐπιδράσεις ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν τὴν ἐπίδρασιν ρεύματος οἱασδήποτε μορφῆς.

Τὸν στοιχειώδη ἠλεκτρομαγνητικὸν νόμον συνήγαγον ἐκ τῶν μετρήσεων αὐτῶν οἱ Biot καὶ Savart καὶ διετύπωσαν αὐτὸν ὡς ἑξῆς.

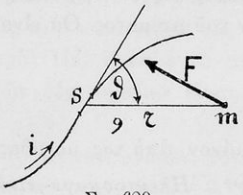
Ἂν εἶναι (σχ. 629) s τὸ πολὺ μικρὸν μῆκος τμήματος ἀγωγοῦ διαρρεομένου ἀπὸ ρεῦμα, ἡ δύναμις F ἡ ἐξασκουμένη ὑπὸ τοῦ στοιχείου τούτου τοῦ ρεύματος ἐπὶ μαγνητικοῦ πόλου m, εὑρισκομένου εἰς ἀπόστασιν r (*) εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τὸ ὁριζόμενον ἀπὸ τὰς εὐθείας s καὶ r, ἀνάλογος πρὸς τὴν μαγνητικὴν μᾶζαν m τοῦ πόλου, ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἀποστάσεως r καὶ ἀνάλογος πρὸς τὸ ἡμίτονον τῆς γωνίας θ τῶν εὐθειῶν s καὶ r. Ἡ φορὰ αὐτῆς εὑρίσκεται διὰ τοῦ κανόνος τοῦ Ampère ἢ τοῦ Maxwell. Εἶναι λοιπὸν

$$F = A\frac{s\,m\,\eta\mu\theta}{r^2}$$

(*) Τὸ στοιχεῖον s εἶναι τόσον μικρόν, ὥστε ὡς πρὸς τὴν ἀπόστασιν r ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ὑλικὸν σημεῖον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὁ σταθερὸς συντελεστὴς A εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν i τοῦ ρεύματος, διότι ἂν ἡ ἔντασις γίνῃ διπλασία τὸ νέον ρεῦμα ἰσοδυναμεῖ πρὸς δύο ρεύματα ὅμοια πρὸς τὸ πρῶτον καὶ ἐπομένως αἱ ἐπιδράσεις εἶναι διπλασίας ἐντάσεως. Εἶναι λοιπὸν A = αi καὶ ὁ νόμος τῶν Biot καὶ Savart γράφεται ὡς ἑξῆς



Σχ. 629.

$$(8) \qquad F = \alpha \frac{i\, s\, m\, \eta\mu\theta}{r^2}$$

ὅπου α εἶναι σταθερὸς συντελεστής, τοῦ ὁποίου ἡ τιμὴ ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὰς μονάδας.

Ἂν εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην θέσωμεν

$$\alpha = 1$$

διατηρήσωμεν δὲ ὡς μονάδα μὲν μήκους τὸ ἑκατοστόμετρον, μονάδα δὲ μαγνητικῆς μάζης τὴν μονάδα CGS, *ὁρίζομεν* διὰ τῆς ἐξισώσεως

$$(9) \qquad F = \frac{i\, s\, m\, \eta\mu\theta}{r^2}$$

τὴν *ἠλεκτρομαγνητικὴν μονάδα τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.*

Ἂν θέσωμεν εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην $s=1$, $m=1$, $r=1$, $\theta=90^0$, $F=1$, εὑρίσκομεν $i=1$, ἤτοι: Ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς ἐντάσεως ρεύματος εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τοῦ ὁποίου τμῆμα, ἔχον σχῆμα κυκλικοῦ τόξου μὲ ἀκτῖνα 1 cm καὶ μῆκος 1 cm, ἐξασκεῖ ἐπὶ τῆς μονάδος τῆς μαγνητικῆς μάζης, εὑρισκομένης εἰς τὸ κέντρον τῆς περιφερείας, δύναμιν ἴσην πρὸς 1 dyne.

Ἡ πρακτικὴ μονὰς τῆς ἐντάσεως ὀνομάζεται Ampère (A) καὶ εἶναι ἴση πρὸς τὸ $^1/_{10}$ τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς μονάδος.

Ἐκ τοῦ νόμου τῶν Biot καὶ Savart εὑρίσκεται ὅτι ἡ δύναμις, ἡ ὁποία ἀσκεῖται ὑπὸ ἀτέρμονος εὐθυγράμμου ρεύματος ἐντάσεως i ἐπὶ μαγνητικοῦ πόλου m εὑρισκομένου εἰς ἀπόστασιν r, εἶναι

$$F = a \frac{mi}{r}$$

καί, ἂν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος μετροῦμεν εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας, εἶναι

$$F = 2 \frac{mi}{r}$$

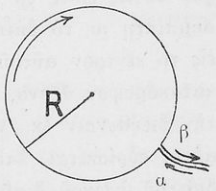
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται ὅταν ἐκτελῇ ἡ μονὰς τοῦ μαγνητικοῦ μίαν ὁλόκληρον περιστροφὴν περὶ τὸν ἀγωγὸν ἐπὶ μαγνητικῆς δυναμικῆς γραμμῆς, εἶναι

$$w = 2\pi r \cdot \frac{2i}{r} = 4\pi i$$

Σημειωτέον ὅτι ὁ διαφορικὸς νόμος τῶν Biot καὶ Savart δὲν συνάγεται *ἀναγκαστικῶς* ἐκ τοῦ ὁλοκληρωτικοῦ νόμου, διότι εἶναι δυνατὸν μία δύναμις νὰ ἀναλυθῇ κατὰ πολλοὺς τρόπους εἰς στοιχειώδεις συνιστώσας. Ἀλλ' ὁ νόμος τῶν Biot καὶ Savart εἶναι ἀξιοσημείωτος διὰ τὴν ἁπλότητά του καὶ ἐπειδὴ εἰς τὴν παρατήρησιν μόνον αἱ συνιστάμεναι τῶν στοιχειωδῶν δυνάμεων εἶναι προσιταί, δικαιούμεθα νὰ προτιμήσωμεν τὸν νόμον τοῦτον οἱουδήποτε ἄλλου.

§ 941. ***Μαγνητικὸν πεδίον εἰς τὸ κέντρον κυκλικοῦ ἀγωγοῦ. Μέτρησις τῆς ἐντάσεως ρεύματος. Πυξὶς ἐφαπτομένων.*** Θεωροῦμεν ἀγωγὸν ἔχοντα σχῆμα περιφερείας κύκλου (σχ. 630) τῆς ὁποίας ἡ ἀκτὶς ἔστω R. Ὁ ἀγωγὸς διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i, τὸ ὁποῖον προσάγεται καὶ ἀπάγεται διὰ δύο συρμάτων αβ πολὺ πλησίον ἀλλήλων. Ζητοῦμεν τὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον τῆς περιφερείας.



Σχ. 630.

Παρατηροῦμεν πρῶτον ὅτι τὸ πεδίον ὀφείλεται μόνον εἰς τὸ ρεῦμα τὸ διαρρέον τὸν κυκλικὸν ἀγωγόν, διότι τῶν ἀγωγῶν αβ, οἱ ὁποῖοι εὑρίσκονται πολὺ πλησίον ἀλλήλων καὶ διαρρέονται ἀπὸ τὸ αὐτὸ ρεῦμα κατ' ἀντίθετον φοράν, αἱ ἐπιδράσεις αἴρονται ἀμοιβαίως. Τὰ στοιχεῖα, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελεῖται ὁ κυκλικὸς ἀγωγός, εἶναι ὅλα κάθετα ἐπὶ τὰς πρὸς τὸ κέντρον ἀγομένας ἀκτῖνας, τῶν ὁποίων τὸ κοινὸν μῆκος εἶναι R. Ἡ δύναμις ἡ ὁποία ἀσκεῖται ὑπὸ στοιχείου τινὸς τοῦ ρεύματος μήκους s ἐπὶ τῆς ποσότητος m τοῦ μαγνητισμοῦ, εὑρισκομένης εἰς τὸ κέντρον τοῦ κύκλου, εἶναι

$$f = \frac{ims}{R^2}$$

καὶ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ κύκλου. Ἐπειδὴ ἡ φορὰ ὅλων τῶν στοιχειωδῶν δυνάμεων εἶναι κατὰ τὸν κανόνα τοῦ Ampère ἢ τοῦ Maxwell ἡ αὐτή, ἕπεται ὅτι ἡ δύναμις ἡ ἀσκουμένη ὑπὸ τοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὅλου ρεύματος, τοῦ ὁποίου τὸ μῆκος ἰσοῦται πρὸς $2\pi R$, εἶναι

$$F = 2\pi \frac{im}{R}$$

καὶ ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι

$$h = \frac{F}{m} = \frac{2\pi i}{R}$$

Ἂν ἀντὶ μιᾶς σπείρας ἔχωμεν n σπείρας πολὺ πλησίον ἀλλήλων, τὸ ρεῦμα ἐντάσεως i τῶν n τούτων σπειρῶν ἰσοδυναμεῖ πρὸς ρεῦμα ἐντάσεως ni διαρρέον μίαν μόνην σπεῖραν καὶ ἑπομένως ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον εἶναι

$$h = \frac{2n\pi i}{R} \qquad (10)$$

Τοποθετοῦμεν τώρα τὸν κυκλικὸν ἁπλοῦν ἢ πολλαπλοῦν ἀγωγὸν οὕτως ὥστε τὸ ἐπίπεδον αὐτοῦ νὰ εἶναι κατακόρυφον καὶ νὰ συμπίπτῃ μὲ τὸ ἐπίπεδον τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ καὶ θέτομεν εἰς τὸ κέντρον αὐτοῦ μικρὰν μαγνητικὴν βελόνην στρεπτὴν περὶ κατακόρυφον ἄξονα, δηλ. βελόνην ἀποκλίσεως. Ἡ βελόνη λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν ἐκ νότου πρὸς βορρᾶν, ὁ μαγνητικὸς ἄξων δηλ. αὐτῆς εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τῶν σπειρῶν τοῦ ἀγωγοῦ. Ἂν διὰ τοῦ ἀγωγοῦ διαβιβάσωμεν ρεῦμα, ἀποκλίνει ἡ μαγνητικὴ βελόνη κατὰ γωνίαν ἔστω φ, διότι ἐκ τοῦ ρεύματος ἀναπτύσσεται πεδίον μαγνητικόν, τὸ ὁποῖον εἰς τὸ κέντρον ἔχει τὴν ὑπὸ τῆς ἐξισ. (10) παρεχομένην ἔντασιν, κάθετον ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τοῦ γηΐνου πεδίου.

Ἂν εἶναι H ἡ ἔντασις τῆς ὁριζοντίας συνιστώσης τοῦ γηΐνου πεδίου καὶ h ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος, ἡ ὁριζοντία συνιστῶσα H′ τοῦ συνισταμένου πεδίου, τῆς ὁποίας τὴν διεύθυνσιν λαμβάνει τώρα ὁ ἄξων τῆς βελόνης, σχηματίζει μὲ τὴν διεύθυνσιν τοῦ γηΐνου πεδίου τὴν γωνίαν φ (σχ. 631) καὶ ἐκ τοῦ σχήματος βλέπομεν ἀμέσως ὅτι εἶναι

$$\varepsilon\varphi\,\varphi = \frac{h}{H}$$

ἤ, ἂν ἀντὶ τοῦ h θέσωμεν τὴν τιμήν του ἐκ τῆς ἐξισώσεως (10),

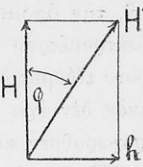
$$\varepsilon\varphi\,\varphi = \frac{2n\pi i}{RH} \qquad (11)$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης λαμβάνομεν

$$(12) \qquad i = \frac{RH}{2n\pi} \cdot \varepsilon\varphi\varphi$$

Εἰς τὸ δεύτερον μέρος τῆς ἐξισώσεως ταύτης εἶναι: R ἡ ἀκτὶς καὶ n ὁ ἀριθμὸς τῶν σπειρῶν τοῦ ἀγωγοῦ, H ἡ ἔντασις τῆς ὁριζοντίας συνιστώσης τοῦ γηΐνου πεδίου καὶ φ ἡ γωνία κατὰ τὴν ὁποίαν ἐξετράπη ἡ μαγνητικὴ βελόνη ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ρεύματος. Ἐκ τῶν γνωστῶν τούτων ποσῶν εὑρίσκεται ἡ ἔντασις i εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας.



Σχ. 631.

Ὁ κυκλικὸς ἀγωγὸς μὲ τὴν μαγνητικὴν βελόνην εἰς τὸ κέντρον ἠμπορεῖ λοιπὸν νὰ χρησιμεύσῃ εἰς μέτρησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ διαρρέοντος αὐτὸν ρεύματος καὶ ἐπειδὴ εἰς τὴν διάταξιν ταύτην ἡ ἔντασις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐφαπτομένην τῆς γωνίας ἐκτροπῆς τῆς βελόνης, ὀνομάζεται τὸ ὄργανον *πυξὶς ἐφαπτομένων.*

Ἐκ τῆς φορᾶς τῆς ἐκτροπῆς τῆς βελόνης εὑρίσκομεν κατὰ τὸν κανόνα τοῦ Ampère ἢ τοῦ Maxwell τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος. Ἂν ἀναστραφῇ τὸ ρεῦμα ἀναστρέφεται καὶ ἡ φορὰ τῆς ἐκτροπῆς τῆς βελόνης. Τοῦτο ὑποδηλοῦται καὶ ὑπὸ τῆς ἐξ. 12, εἰς τὴν ὁποίαν ἂν μεταβληθῇ τὸ σημεῖον τοῦ i μεταβάλλεται κατ' ἀνάγκην καὶ τὸ σημεῖον τοῦ φ.

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως (11) βλέπομεν ὅτι διὰ δοθεῖσαν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ἡ γωνία ἐκτροπῆς φ εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ ἀριθμὸς n τῶν σπειρῶν τοῦ ἀγωγοῦ. Ἂν λοιπὸν λάβωμεν πολλὰς σπείρας, ἠμποροῦμεν νὰ ἔχωμεν αἰσθητὴν ἐκτροπὴν τῆς βελόνης μὲ ἀσθενέστατα ρεύματα.

Τὰ περιγραφέντα ὄργανα εἶναι μερικαὶ μορφαὶ σειρᾶς ὀργάνων, μὲ τὰ ὁποῖα θὰ ἀσχοληθῶμεν εἰς ἰδιαίτερον κεφάλαιον, καὶ τὰ ὁποῖα χρησιμεύουν εἰς μέτρησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Τὰ ὄργανα ταῦτα ὀνομάζονται ἐν γένει *γαλβανόμετρα* (*).

(*) Τὰ ἠλεκτρικὰ ρεύματα ὠνομάζοντο ἄλλοτε πρὸς τιμὴν τοῦ Galvani *γαλβανικά*. Ἐκ τούτου ἡ λέξις γαλβανόμετρον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΙΣ

§ 942. ***Νόμος τοῦ Ohm.*** Ὡρίσαμεν εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους τὴν *ἔντασιν* τοῦ ρεύματος, τὴν ὁποίαν ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν διὰ τῆς πυξίδος τῶν ἐφαπτομένων ἢ ἐν γένει διὰ γαλβανομέτρου, καὶ τὴν *διαφορὰν δυναμικοῦ* μεταξὺ δύο σημείων ἀγωγοῦ, τὴν ὁποίαν ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν διὰ τοῦ ἀπολύτου ἠλεκτρομέτρου τοῦ Thomson ἢ δι' οἱουδήποτε ἄλλου ἠλεκτρομέτρου, εἴδομεν δὲ ὅτι εἰς ἀγωγοὺς διαρρεομένους ἀπὸ ρεῦμα τὸ δυναμικὸν δὲν ἔχει παντοῦ τὴν αὐτὴν τιμὴν ἀλλ' ἐλαττώνεται καθ' ὅσον προχωροῦμεν κατὰ τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος.

Ἔστω τώρα ἀγωγὸς ὑπὸ μορφὴν σύρματος σταθερᾶς τομῆς σ διαρρεόμενος ἀπὸ ρεῦμα σταθερᾶς ἐντάσεως. Ἂν μετρήσωμεν διὰ τοῦ ἠλεκτρομέτρου τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ δύο σημείων τοῦ σύρματος, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν V, εὑρίσκομεν ὅτι αὕτη εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόστασιν αὐτῶν l.

Εἶναι λοιπὸν

$$V = \alpha l$$

ὅπου α εἶναι συντελεστὴς μὴ ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν τῶν σημείων.

Ἂν, μεταβάλλοντες τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, μετροῦμεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ δύο σταθερῶν σημείων τοῦ σύρματος, εὑρίσκομεν ὅτι ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ V εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν i τοῦ ρεύματος, εἶναι δηλ.

$$V = \beta i l$$

ὅπου ὁ νέος συντελεστὴς β δὲν ἐξαρτᾶται οὔτε ἀπὸ τὸ μῆκος τοῦ ἀγωγοῦ οὔτε ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος.

Τὴν τελευταίαν ἐξίσωσιν γράφομεν ὡς ἑξῆς

$$i = \frac{V}{\beta l}$$

Φανταζόμεθα τώρα ὅτι ἔχομεν n ὁμοίους ἀγωγούς, δηλ. ἐκ τῆς αὐτῆς οὐσίας καὶ τῆς αὐτῆς τομῆς, καὶ ὅτι τμήματα αὐτῶν ἴσου μήκους l διαρρέονται ἀπὸ ρεύματα ἐντάσεως i καὶ ὅτι τὸ δυναμικὸν εἰς τὸ σημεῖον τῆς εἰσόδου τοῦ ρεύματος εἶναι τὸ αὐτὸ εἰς ὅλους τοὺς ἀγωγοὺς ἐπίσης δὲ καὶ καὶ τὸ δυναμικὸν εἰς τὸ σημεῖον

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῆς ἐξόδου, οὕτως ὥστε καὶ ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα αὐτῶν νὰ εἶναι δι' ὅλους ἡ αὐτή.

Ἂν ἐνώσωμεν τὰ ἀντίστοιχα ἄκρα τῶν ἀγωγῶν, θὰ ἀποτελεσθῇ ἀγωγὸς τομῆς n φορὰς μεγαλυτέρας. Ἕνεκα τῆς ἰσότητος τοῦ δυναμικοῦ δὲν θὰ ἐπέλθῃ καμμία μεταβολή, θὰ ἔχομεν δὲ ρεῦμα ἐντάσεως n φορὰς μεγαλυτέρας ὑπὸ τὴν αὐτὴν διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τοῦ ἀγωγοῦ. Εἶναι λοιπὸν ἡ ἔντασις i, ὑπὸ σταθερὰν διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τοῦ ἀγωγοῦ, ἀνάλογος πρὸς τὴν τομὴν αὐτοῦ σ, εἶναι δηλ.

$$(1) \qquad i = \frac{1}{\gamma}\frac{\sigma V}{l}$$

ὅπου ὁ συντελεστὴς γ δὲν ἐξαρτᾶται οὔτε ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος οὔτε ἀπὸ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ, οὔτε ἀπὸ τὴν τομὴν ἢ τὸ μῆκος τοῦ ἀγωγοῦ, εἶναι λοιπὸν *σταθερὰ* χαρακτηριστικὴ τῆς οὐσίας τοῦ ἀγωγοῦ.

Ἂν θέσωμεν

$$(2) \qquad \gamma\frac{l}{\sigma} = R$$

ἡ ἐξίσωσις (1) γίνεται

$$(3) \qquad i = \frac{V}{R}$$

ἤτοι: ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει ἀγωγὸν σύρμα, εἶναι ἴση πρὸς τὸ πηλίκον τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα αὐτοῦ διὰ σταθεροῦ συντελεστοῦ, ἐξαρτωμένου ἀπὸ τὴν γεωμετρικὴν μορφὴν τοῦ σύρματος καὶ τὴν οὐσίαν, ἐκ τῆς ὁποίας τοῦτο ἀποτελεῖται. Τὸν συντελεστὴν τοῦτον ὀνομάζομεν *ἀντίστασιν* τοῦ σύρματος, ἐκ δὲ τῆς ἐξ. (2) βλέπομεν ὅτι ἡ ἀντίστασις ἰσοῦται πρὸς τὸ πηλίκον τοῦ μήκους τοῦ σύρματος διὰ τῆς τομῆς αὐτοῦ ἐπὶ σταθερὸν συντελεστὴν γ, ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν οὐσίαν τοῦ σύρματος καὶ ὀνομάζεται *εἰδικὴ ἀντίστασις* αὐτῆς.

Ἡ σχέσις ἡ ἐκφραζόμενη ὑπὸ τῆς ἐξ. (2) ὀνομάζεται *νόμος τοῦ Ohm* (G. Ohm 1826). Σημειωτέον ὅτι διὰ τῆς ἐξισ. (3) ὡρίσαμεν σιωπηρῶς καὶ τὴν *μονάδα* τῆς ἀντιστάσεως, διότι ἂν θέσωμεν i=1, V=1, εὑρίσκομεν R=1, ἤτοι: Μονὰς ἀντιστάσεως εἶναι ἡ ἀντίστασις σύρματος, τὸ ὁποῖον διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως ἴσης πρὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὴν μονάδα ὅταν ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα αὐτοῦ εἶναι ἴση πρὸς τὴν μονάδα. Ἂν λάβωμεν ὡς μονάδα ἐντάσεως τὸ Ampère, διαφορᾶς δὲ δυναμικοῦ τὸ Volt, ἡ ἀντίστοιχος μονὰς ἀντιστάσεως ὀνομάζεται Ohm (Ω).

Κατὰ ταῦτα ἀντίστασις ἑνὸς Ohm (1Ω) ἰσοῦται πρὸς τὴν ἀντίστασιν σύρματος, τὸ ὁποῖον διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος ἐντάσεως ἑνὸς Ampère (1A) ὅταν ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα αὐτοῦ εἶναι ἴση πρὸς ἓν Volt (1V).

Ὑπὸ διεθνῶν συμβάσεων ἔχει καθορισθῇ τὸ πρότυπον τῆς ἀντιστάσεως ἑνὸς Ohm: Στήλη ὑδραργύρου σταθερᾶς τομῆς καὶ ὁλικοῦ μήκους 106,300 mm, τῆς ὁποίας ἡ ὅλη μᾶζα ἰσοῦται πρὸς 14,4521 gr, παρουσιάζει ὑπὸ θερμοκρασίαν 0° Κελσίου ἀντίστασιν ἑνὸς Ohm εἰς σταθερὸν ρεῦμα.

Ἂν γράψωμεν τὴν ἐξ. (3) ὡς ἑξῆς:

$$R = \frac{V}{i} \tag{4}$$

ἔχομεν τὸν *ὁρισμὸν τῆς ἀντιστάσεως*: Ἀντίστασις δηλ. ἀγωγοῦ τινος εἶναι τὸ πηλίκον τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα αὐτοῦ διὰ τῆς ἐντάσεως τοῦ διαρρέοντος αὐτὸν ρεύματος.

Ἡ οὐσία τοῦ νόμου τοῦ Ohm εἶναι ὅτι ἡ διὰ τῆς ἐξ. (4) ὁριζομένη ποσότης R εἶναι (ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν) *σταθερὰ* χαρακτηριστικὴ τοῦ ἀγωγοῦ, ἀνεξάρτητος δηλ. τῆς ἐντάσεως τοῦ διαρρέοντος αὐτὸν ρεύματος καὶ τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα αὐτοῦ. Ἂν ὁ ἀγωγὸς ἔχῃ τὴν μορφὴν σύρματος, ἡ ἀντίστασις παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξίσ. (2), ἤτοι εἶναι τὸ γινόμενον ἑνὸς παράγοντος (l/σ) ἐξαρτωμένου *μόνον* ἀπὸ τὸ γεωμετρικὸν σχῆμα αὐτοῦ, δηλ. ἀπὸ τὸ μῆκος καὶ τὴν τομήν, καὶ ἑνὸς παράγοντος (γ) ἐξαρτωμένου *μόνον* ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ὑλικοῦ τοῦ ἀγωγοῦ (καὶ ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν). Τὸν παράγοντα τοῦτον, τοῦ ὁποίου ἡ ἀριθμητικὴ τιμὴ ἐξαρτᾶται φυσικὰ ἀπὸ τὰς μονάδας, ὀνομάζομεν *εἰδικὴν ἀντίστασιν* τοῦ ὑλικοῦ τοῦ ἀγωγοῦ.

Ἀλλὰ καὶ οἱονδήποτε σχῆμα καὶ ἂν ἔχῃ ὁ ἀγωγός, ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ ἀντίστασις αὐτοῦ εἶναι γινόμενον τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως τοῦ ὑλικοῦ αὐτοῦ ἐπὶ παράγοντα ἐξαρτώμενον *μόνον* ἀπὸ τὴν μορφὴν αὐτοῦ. Οὕτω αἱ ἀντιστάσεις διαφόρων ἀγωγῶν, οἱ ὁποῖοι ἔχουν τὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αὐτὸ γεωμετρικὸν σχῆμα, εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰς εἰδικὰς ἀντιστάσεις τοῦ ὑλικοῦ αὐτῶν.

Σημειωτέον ὅτι, ὅταν ὁ ἀγωγὸς ἔχῃ σχῆμα οἱονδήποτε, ἡ ἀντίστασις αὐτοῦ εἶναι διάφορος ἀναλόγως τῶν σημείων διὰ τῶν ὁποίων εἰσέρχεται ἢ ἐξέρχεται τὸ ρεῦμα. Οὕτω π.χ. ἄλλη εἶναι ἡ ἀντίστασις κύβου ὅταν τὸ ρεῦμα εἰσέρχεται δι' ὁλοκλήρου ἕδρας καὶ ἐξέρχεται διὰ τῆς ἀντιθέτου, ἄλλη ὅταν εἰσέρχεται καὶ ἐξέρχεται διὰ δύο προσκειμένων κορυφῶν καὶ ἄλλη ὅταν διὰ δύο ἀντικειμένων.

Ὁ νόμος τοῦ Ohm, εἷς τῶν σπουδαιοτάτων νόμων τῆς Φυσικῆς καὶ ἀπὸ πρακτικῆς ἀπόψεως, ὑπῆρξεν ἀντικείμενον πλείστων πειραματικῶν ἐρευνῶν, ἐκ τῶν ὁποίων ἐβεβαιώθη ἡ ὀρθότης αὐτοῦ, ἐφ' ὅσον οἱ ἀγωγοὶ εἶναι σώματα στερεὰ ἢ ὑγρά. Εἰς ἀερίους ἀγωγοὺς δὲν ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Ohm. Τοῦτο ἠμποροῦμεν νὰ ἐκφράσωμεν καὶ ὡς ἑξῆς.

Ἡ ἀντίστασις τῶν στερεῶν ἢ ὑγρῶν ἀγωγῶν εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἐξαρτᾶται δὲ μόνον ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν αὐτῶν· ἡ ἀντίστασις τῶν ἀερίων ἀγωγῶν ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος.

§ 943. ***Εἰδικὴ ἀντίστασις. Εἰδικὴ ἀγωγιμότης.*** Ἂν εἰς τὴν ἐξ. (2) τῆς προηγουμένης παραγράφου θέσωμεν $l=1$, $\sigma=1$, λαμβάνωμεν $\gamma=R$ ἤτοι: ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις οὐσίας τινος ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὴν ἀντίστασιν κύβου πλευρᾶς ἴσης πρὸς τὴν μονάδα τοῦ μήκους (1 cm) διὰ τοῦ ὁποίου διέρχεται τὸ ρεῦμα εἰσερχόμενον διὰ μιᾶς ὁλοκλήρου ἕδρας καὶ ἐξερχόμενον διὰ τῆς ἀντιθέτου.

Τὸ ἀντίστροφον τῆς ἀντιστάσεως ἀγωγοῦ τινος ὀνομάζομεν *ἀγωγιμότητα* αὐτοῦ. Ἡ ἀγωγιμότης δὲν παρίσταται συνήθως δι' ἰδίου συμβόλου ἀλλὰ δι' αὐτοῦ τοῦ ἀντιστρόφου τῆς ἐντάσεως, ἤτοι $1/R$.

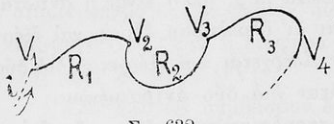
Τὸ ἀντίστροφον τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως οὐσίας τινὸς ὀνομάζεται *εἰδικὴ ἀγωγιμότης*.

§ 944. ***Ἀντίστασις συστήματος ἀγωγῶν.*** Θεωροῦμεν πολλοὺς ἀγωγούς, ἔστω τρεῖς, τῶν ὁποίων αἱ ἀντιστάσεις εἶναι R_1, R_2, R_3, καὶ τοὺς ὁποίους συνδέομεν *ἐν σειρᾷ*, δηλ. τὸ τέλος τοῦ πρώτου μὲ τὴν ἀρχὴν τοῦ δευτέρου καὶ τὸ τέλος τοῦ δευτέρου μὲ τὴν ἀρχὴν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τοῦ τρίτου, ὥτως ὥστε νὰ σχηματισθῇ εἷς ἀγωγός. Ζητοῦμεν τὴν ἀντίστασιν R τοῦ ἀγωγοῦ τούτου (σχ. 632).

Ἂν διαβιβάσωμεν ρεῦμα διὰ τοῦ ἀγωγοῦ τούτου, φανερὸν εἶναι ὅτι ἡ ἔντασις αὐτοῦ θὰ εἶναι καθ' ὅλον τὸ μῆκος αὐτοῦ ἡ αὐτή, ἔστω i. Ὀνομάζομεν V_1, V_2, V_3, V_4 τὰς τιμὰς τοῦ δυναμικοῦ εἰς τὴν ἀρχὴν τοῦ πρώτου, δευτέρου, τρίτου ἀγωγοῦ καὶ εἰς τὸ τέλος τοῦ τρίτου.



Σχ. 632.

Ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Ohm ἔχομεν τὰς ἐξισώσεις.

$$V_1 - V_2 = R_1 i, \qquad V_2 - V_3 = R_2 i, \qquad V_3 - V_4 = R_3 i$$

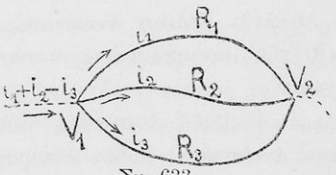
Προσθέτοντες τὰς τρεῖς ἐξισώσεις κατὰ μέλη εὑρίσκομεν

$$V_1 - V_4 = (R_1 + R_2 + R_3) i$$

καὶ ἐπειδὴ κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm εἶναι $V_1 - V_4 = R i$ ἕπεται

$$R = R_1 + R_2 + R_3 \qquad (5)$$

Συνδέομεν τώρα τοὺς τρεῖς ἀγωγοὺς *παραλλήλως* (σχ. 633) καὶ ζητοῦμεν τὴν ἀντίστασιν r τοῦ συνθέτου ἀγωγοῦ τούτου διὰ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον εἰσάγεται διὰ τῆς κοινῆς ἀρχῆς καὶ ἐξάγεται διὰ τοῦ κοινοῦ τέλους τῶν ἀγωγῶν. Ἂν εἶναι i_1, i_2, i_3 αἱ ἐντάσεις τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα διαρρέουν τοὺς τρεῖς ἀγωγούς, τοὺς τρεῖς *κλάδους* τοῦ συνθέτου ἀγωγοῦ, τὸ ὅλον ρεῦμα ἔχει ἔντασιν $i = i_1 + i_2 + i_3$.



Σχ. 633.

Ἂν ὀνομάσωμεν V_1, V_2 τὰς τιμὰς τοῦ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τοῦ ἀγωγοῦ, ἔχομεν ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Ohm τὰς ἐξισώσεις

$$i_1 = (V_1 - V_2)\frac{1}{R_1} \qquad i_2 = (V_1 - V_2)\frac{1}{R_2} \qquad i_3 = (V_1 - V_2)\frac{1}{R_3}$$

Προσθέτοντες κατὰ μέλη λαμβάνομεν

$$i_1 + i_2 + i_3 = i = (V_1 - V_2)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}\right)$$

καὶ ἐπειδὴ εἶναι

$$i = (V_1 - V_2)\frac{1}{r}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἔπεται

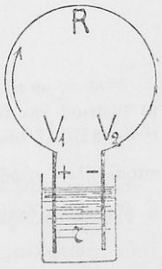
$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \quad (6)$$

Ἤτοι: Ὅταν συνδέωμεν ἀγωγοὺς ἐν σειρᾷ ἡ *ἀντίστασις* τοῦ ὅλου ἀγωγοῦ ἰσοῦται πρὸς τὸ *ἄθροισμα τῶν ἀντιστάσεων*, ὅταν δὲ συνδέωμεν ἀγωγοὺς παραλλήλως ἡ *ἀγωγιμότης* τοῦ ὅλου ἀγωγοῦ ἰσοῦται πρὸς τὸ *ἄθροισμα τῶν ἀγωγιμοτήτων* τῶν συνδεθέντων ἀγωγῶν.

§ 945. ***Ἐπέκτασις τοῦ νόμου τοῦ Ohm εἰς κλειστὰ κυκλώματα.*** Ὁ νόμος τοῦ Ohm, ὅπως διετυπώσαμεν αὐτὸν εἰς τὴν § 942, ἀναφέρεται εἰς τμῆμα κυκλώματος, *ἐντὸς τοῦ ὁποίου μάλιστα δὲν ὑπάρχουν ἠλεκτρεγερτικαὶ δυνάμεις*. Ἂν ἔχωμεν ρεῦμα εἰς κλειστὸν κύκλωμα, ὀφείλεται τοῦτο εἰς τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν τοῦ κυκλώματος, ἴσην πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ, ἡ ὁποία παρουσιάζεται εἰς τὰ πέρατα τοῦ κυκλώματος ὅταν τοῦτο εἶναι ἀνοικτὸν καὶ περατοῦται εἰς ἀγωγοὺς ἐκ τῆς αὐτῆς οὐσίας. Ἂν λοιπὸν εἶναι E ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις καὶ R ἡ ὅλη ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος, ἴση πρὸς τὸ ἄθροισμα τῶν ἀντιστάσεων τῶν μερῶν, ἀπὸ τὰ ὁποῖα τοῦτο ἀποτελεῖται *ἐν σειρᾷ*, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος θὰ εἶναι

$$i = \frac{E}{R}$$

Ἔστω π. χ. ἠλεκτρικὸν στοιχεῖον (πρβλ. § 934) τοῦ ὁποίου ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι E καὶ τοῦ ὁποίου τοὺς δύο πόλους ἑνώνομεν διὰ σύρματος ἀντιστάσεως R. Διὰ τοῦ σύρματος θὰ διέλθῃ ρεῦμα ἐκ τοῦ θετικοῦ πόλου πρὸς τὸν ἀρνητικὸν (σχ. 634) τὸ δὲ ρεῦμα τοῦτο θὰ συνεχίζεται *ἐντὸς* τοῦ στοιχείου ἐκ τοῦ ἀρνητικοῦ πόλου πρὸς τὸν θετικὸν συναντῶν καὶ ἐκεῖ ἀντίστασιν. Ἡ ὅλη λοιπὸν ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος ἀποτελεῖται ἀπὸ τὴν *ἐξωτερικὴν ἀντίστασιν* R καὶ τὴν *ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν* τοῦ στοιχείου, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν r, καὶ ἐπομένως ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος θὰ εἶναι



Σχ. 634.

$$i = \frac{E}{R + r}$$

Ἂν εἶναι V_1 καὶ V_2 τὸ δυναμικὸν εἰς τοὺς δύο πόλους, ἔχομεν ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Ohm τὴν ἐξίσωσιν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

$$i = \frac{V_1 - V_2}{R}$$

Ἐκ τῶν δύο τούτων ἐξισώσεων λαμβάνομεν:

$$V_1 - V_2 = E \frac{R}{R+r}$$

Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τοὺς πόλους στοιχείου, ὅταν τὸ κύκλωμα εἶναι κλειστόν, εἶναι πάντοτε μικροτέρα τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως καὶ τόσον μικροτέρα, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ *ἐξωτερικὴ* ἀντίστασις. Ἂν ἡ ἀντίστασις R εἶναι πάρα πολὺ μεγάλη, τὸ κλάσμα R/(R+r) γίνεται ἴσον πρὸς 1 καὶ ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν πόλων εἶναι πρακτικῶς ἴση πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς ἀνοικτὸν κύκλωμα, δηλ. πρὸς τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν.

§ 946. ***Σύνδεσις στοιχείων εἰς στήλας.*** Ἡ σύνδεσις τῶν στοιχείων εἰς *στήλας* ἠμπορεῖ νὰ εἶναι *ἐν σειρᾷ, παράλληλος* ἢ *μικτὴ* (πρβλ. § 908). Θεωροῦμεν εἰς τὰ ἑξῆς ὅμοια στοιχεῖα, τῶν ὁποίων ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι E καὶ ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις r.

Σύνδεσις ἐν σειρᾷ. Ἂν εἶναι m ὁ ἀριθμὸς τῶν στοιχείων, ἡ ὅλη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις θὰ εἶναι mE, ἡ ὅλη ἐσωτερικὴ ἀντίστασις θὰ εἶναι m r καὶ ἂν εἶναι R ἡ ἐξωτερικὴ ἀντίστασις, ἡ ὅλη ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος θὰ εἶναι R+mr καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος θὰ εἶναι

$$i = \frac{mE}{R+mr}$$

Σύνδεσις παράλληλος. Ἂν εἶναι n ὁ ἀριθμὸς τῶν στοιχείων, ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις θὰ εἶναι, ἀφοῦ οἱ ὁμώνυμοι πόλοι εἶναι συνδεδεμένοι, ἴση πρὸς E, ἡ δὲ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις εὑρίσκεται ἐκ τοῦ τύπου (6) τῆς § 943 ἴση πρὸς $\frac{r}{n}$. Ἂν εἶναι R ἡ ἐξωτερικὴ ἀντίστασις, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος θὰ εἶναι

$$i = \frac{E}{R + \frac{r}{n}} = \frac{nE}{nR+r}$$

Σύνδεσις μικτή. Ἔστω m.n ὁ ἀριθμὸς τῶν στοιχείων, τὰ ὁποῖα συνδέομεν ἀνὰ m ἐν σειρᾷ καὶ τὰς n σειρὰς παραλλήλως. Ἡ ὅλη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις θὰ εἶναι mE. Ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις ἑκάστης σειρᾶς εἶναι mr· ἑπομένως τῶν n παραλλήλων σειρῶν ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις θὰ εἶναι $\frac{m}{n}$ r καί, ἂν εἶναι R ἡ ἐξωτερικὴ ἀντίστασις, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι

$$i = \frac{mE}{R + \frac{mr}{n}} = \frac{mnE}{nR+mr}$$

Ὑπὸ δεδομένην ἐξωτερικὴν ἀντίστασιν R ἀποδεικνύεται ὅτι μεγίστη εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ὅταν εἶναι $R = \frac{m}{n} r$, ὅταν δηλ. ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις εἶναι ἴση πρὸς τὴν ἐξωτερικήν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 947. ***Διακλάδωσις τοῦ ρεύματος. Ἐφαρμογὴ εἰς τὰ γαλβανόμετρα.*** Ὁ νόμος τοῦ Ohm μᾶς ἐπιτρέπει νὰ εὕρωμεν τὰς ἐντάσεις τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα διαρρέουν τοὺς κλάδους διακλαδουμένου ἀγωγοῦ. Εἰς τὴν περίπτωσιν π. χ. τοῦ σχ. 633 τῆς § 944 ρεῦμα ἐντάσεως i διακλαδώνεται εἰς τρεῖς κλάδους, οἱ ὁποῖοι πάλιν ἑνώνονται εἰς ἕνα. Ἂν εἶναι i_1, i_2, i_3 αἱ ἐντάσεις, R_1, R_2, R_3 αἱ ἀντιστάσεις, V_1 καὶ V_2 τὸ δυναμικὸν εἰς τὴν ἀρχὴν καὶ τὸ τέλος τῆς διακλαδώσεως, ἔχομεν τὰς ἐξισώσεις (πρβλ. § 943)

$$i_1 + i_2 + i_3 = i$$

$$i_1 R_1 = i_2 R_2 = i_3 R_3 = V_1 - V_2 = \frac{i}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}}$$

ὅθεν εὑρίσκομεν τὴν ἐξίσωσιν

$$i_1 = i \, \frac{\frac{1}{R_1}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}}$$

καὶ ἀναλόγους ἐξισώσεις διὰ τὰ i_2 καὶ i_3.

Ἂν ἔχωμεν δύο μόνον κλάδους, τῶν ὁποίων αἱ ἀντιστάσεις εἶναι R_1 καὶ R_2, αἱ ἐντάσεις i_1 καὶ i_2 τῶν ρευμάτων εἶναι

$$i_1 = i \, \frac{\frac{1}{R_1}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}} = i \, \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

$$i_2 = i \, \frac{\frac{1}{R_2}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}} = i \, \frac{R_1}{R_1 + R_2}$$

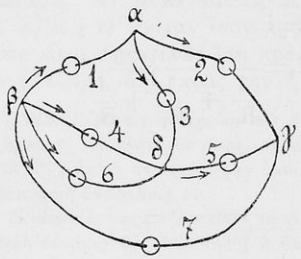
Διακλάδωσιν μεταχειριζόμεθα ὅταν π.χ. θέλωμεν νὰ μετρήσωμεν ἰσχυρὰ ρεύματα μὲ γαλβανόμετρον τὸ ὁποῖον εἶναι προωρισμένον δι' ἀσθενέστερα ρεύματα. Πρὸς τοῦτο συνδέομεν παραλλήλως τὸ γαλβανόμετρον μὲ ἀγωγὸν μικρᾶς ἀντιστάσεως καὶ διαβιβάζομεν διὰ τοῦ συστήματος τὸ ρεῦμα. Ἂν εἶναι R ἡ ἀντίστασις τοῦ γαλβανομέτρου καὶ $\frac{R}{9}$ ἢ $\frac{R}{99}$ ἢ $\frac{R}{999}$ ἡ παράλληλος ἀντίστασις, εὑρίσκομεν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐκ τῶν προηγουμένων τύπων ὅτι ἡ ἔντασις i_1 τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον θὰ διέλθῃ διὰ τοῦ γαλβανομέτρου, θὰ εἶναι

$$i_1 = \frac{i}{10} \quad \text{ἢ} \quad i_1 = \frac{i}{100} \quad \text{ἢ} \quad i_1 = \frac{i}{1000}$$

§ 948. ***Κανόνες τοῦ Kirchhoff.*** Ὁ Kirchhoff ὑπέδειξεν ἁπλουστάτους κανόνας, διὰ τῶν ὁποίων εὑρίσκομεν τὴν κατανομὴν τῶν ρευμάτων εἰς οἱονδήποτε σύστημα ἀγωγῶν ὁπωσδήποτε συνδεομένων πρὸς ἀλλήλους. Εἰς τὸ σύστημα ἠμποροῦν νὰ ὑπάρχουν καὶ ἠλεκτρεγερτικαὶ δυνάμεις. Μερικὰς περιπτώσεις τῶν κανόνων τοῦ Kirchhoff ἔχομεν ἤδη θεωρήσῃ εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους.



Σχ. 635.

Ἔστω σύστημα ἀποτελούμενον ἀπὸ τοὺς ἀγωγοὺς 1, 2, 3, ..., 7, οἱ ὁποῖοι συνέρχονται εἰς τὰ σημεῖα α, β, γ, δ (σχ. 635). Εἰς ἕκαστον τῶν ἀγωγῶν τούτων ὑπάρχει πηγὴ ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως.

Ὁρίζομεν αὐθαιρέτως δι' ἕκαστον ἀγωγὸν τὴν θετικὴν φοράν, τὴν ὁποίαν παριστῶμεν διὰ βέλους. Ἂν εἶναι V_A τὸ δυναμικὸν τῆς ἀρχῆς Α ἀγωγοῦ τινος, V_T τὸ δυναμικὸν τοῦ τέλους Τ αὐτοῦ, Ε ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις λογιζομένη ὡς θετικὴ ὅταν τείνῃ νὰ προκαλέσῃ ρεῦμα κατὰ τὴν θετικὴν φορὰν τοῦ ἀγωγοῦ, ἡ αἰτία ἡ τείνουσα νὰ προκαλέσῃ ρεῦμα κατὰ θετικὴν φορὰν εἶναι $(V_A - V_T) + E$. Ἂν λοιπὸν εἶναι r ἡ ἀντίστασις τοῦ ἀγωγοῦ, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος θὰ εἶναι

$$i = \frac{V_A - V_T + E}{r}$$

Θετικὴ τιμὴ τοῦ i σημαίνει ρεῦμα κατὰ τὴν θετικὴν φορὰν ἀρνητικὴ δὲ κατὰ τὴν ἀντίθετον. Αὐτὸς εἶναι ὁ πρῶτος κανὼν τοῦ Krichhoff (*).

(*) Ὁ πρῶτος κανὼν τοῦ Kirchhoff διατυποῦται συνήθως ὡς ἑξῆς: Εἰς οἱονδήποτε κλειστὸν κύκλωμα διακλαδωμένου συστήματος, ὅπως π.χ. τὸ κύκλωμα β α δ β τοῦ συστήματος τοῦ σχ. 635, τὸ ἄθροισμα τῶν γινομένων τῶν ἀντιστάσεων ἐπὶ τὰς ἀντιστοίχους ἐντάσεις εἶναι ἴσον μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν ἠλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων, εἶναι δηλ. $\Sigma ir = \Sigma E$.

Ὅτι οἱ δύο κανόνες εἶναι ἰσοδύναμοι δεικνύομεν εὐκόλως ἂν δεχθῶμεν ὅτι εἰς τὸ κύκλωμα βαδβ εἶναι $E_3 = E_4 = 0$. Τότε εἶναι

$$i_1 r_1 + i_3 r_3 - i_4 r_4 = E_1$$

Ἀλλὰ κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm εἶναι

$$i_3 r_3 = V_\alpha - V_\delta \qquad i_4 r_4 = V_\beta - V_\delta$$

Ἀντικαθιστῶντες εἰς τὴν προηγουμένην ἐξίσωσιν τὰ $i_1 r_1$ καὶ $i_4 r_4$ διὰ τῶν τιμῶν των εὑρίσκομεν

$$i_1 r_1 = V_\beta - V_\alpha + E_1$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὁ δεύτερος κανὼν εἶναι ὅτι εἰς οἱονδήποτε σημεῖον κλειστοῦ κυκλώματος τὸ εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου *προσερχόμενον* ποσὸν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ εἶναι ἴσον μὲ τὸ *ἀπερχόμενον*. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι ἂν εἴς τι σημεῖον συνέρχωνται τρεῖς ἢ περισσότεροι ἀγωγοί, τὸ ἄθροισμα τῶν ἐντάσεων τῶν πρὸς τὸ σημεῖον τοῦτο κατευθυνομένων ρευμάτων εἶναι μηδέν. Οὕτω πχ. εἰς τὸ σημεῖον α (σχ. 636) ἔχομεν ρεῦμα ἐντάσεως $+i_1$ κατευθυνόμενον πρὸς αὐτὸ καὶ ρεύματα ἐντάσεων i_2 καὶ i_3 ἐξ αὐτοῦ προερχόμενα. Τὰ δύο ταῦτα τελευταῖα ρεύματα ἰσοδυναμοῦν πρὸς ρεύματα ἐντάσεως $-i_2$, $-i_3$ κατευθυνόμενα πρὸς τὸ α καὶ ἑπομένως ἐκ τοῦ δευτέρου κανόνος τοῦ Kirchhoff ἔχομεν τὴν ἐξίσωσιν

$$i_1 - i_2 - i_3 = 0$$

Ὀνομάζομεν V_α, V_β, V_γ, V_δ τὰς τιμὰς τοῦ δυναμικοῦ εἰς τὰ σημεῖα α, β, γ, δ, δηλ. εἰς τὰ σημεῖα τῆς διακλαδώσεως, $r_1, r_2, \ldots, r_7$ τὰς ἀντιστάσεις τῶν ἀγωγῶν, $E_1, E_2, \ldots, E_7$ τὰς ἠλεκτρεγερτικὰς δυνάμεις $i_1, i_2, \ldots, i_7$ τὰς ἐντάσεις τῶν ρευμάτων.

Ἐκ τοῦ πρώτου κανόνος τοῦ Kirchhoff ἔχομεν 7 ἐξισώσεις διὰ τοὺς 7 κλάδους

$$\begin{aligned} i_1 r_1 &= V_\beta - V_\alpha + E_1 \\ i_2 r_2 &= V_\alpha - V_\gamma + E_2 \\ &\cdots\cdots\cdots \\ i_7 r_7 &= V_\beta - V_\gamma + E_7 \end{aligned}$$

Ἐκ δὲ τοῦ δευτέρου κανόνος λαμβάνομεν τὰς τέσσαρας ἐξισώσεις

(σημεῖον α)	$i_1 - i_2 - i_3$	$= 0$
(σημεῖον β)	$i_1 + i_4 + i_6 + i_7$	$= 0$
(σημεῖον γ)	$-i_2 - i_5 - i_7$	$= 0$
(σημεῖον δ)	$i_3 + i_4 + i_6 - i_5$	$= 0$

αἱ ὁποῖαι ὅμως εἶναι πράγματι μόνον τρεῖς διότι προσθέτοντες τὴν δευτέραν καὶ τρίτην ἐξ αὐτῶν καὶ ἀφαιροῦντες τὴν τετάρτην εὑρίσκομεν τὴν πρώτην.

Οὕτω ἔχομεν ἐν ὅλῳ $7+3=10$ ἐξισώσεις, ὅσαι ἀκριβῶς χρειάζονται διὰ νὰ προσδιορισθοῦν οἱ ἄγνωστοι, οἱ ὁποῖοι εἶναι αἱ 7 ἐντάσεις καὶ αἱ διαφοραὶ τοῦ δυναμικοῦ τῶν τριῶν σημείων διακλαδώσεως ἀπὸ τὸ δυναμικὸν τοῦ τετάρτου, εἰς τὸ ὁποῖον ἠμποροῦμεν νὰ δώσωμεν οἱανδήποτε θέλομεν τιμήν.

Ἐφαρμόζομεν τοὺς κανόνας τοῦ Kirchhoff εἰς τὴν ἁπλῆν περίπτωσιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ στοιχείου (§ 945 σχ. 634), καὶ θεωροῦμεν θετικὴν φορὰν εἰς μὲν τὸν ἐξωτερικὸν ἀγωγὸν τὴν ἐκ τοῦ θετικοῦ πόλου πρὸς τὸν ἀρνητικὸν εἰς δὲ τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ στοιχείου τὴν ἐκ τοῦ ἀρνητικοῦ πρὸς τὸν θετικόν. Ἔστω R ἡ ἐξωτερικὴ ἀντίστασις, r ἡ ἐσωτερική, E ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, V_1 καὶ V_2 τὸ δυναμικὸν τῶν δύο πόλων καὶ i ἔντασις τοῦ ρεύματος, ἡ ὁποία κατὰ τὸν δεύτερον κανόνα τοῦ Kirchhoff θὰ εἶναι ἡ αὐτὴ ἐντὸς τοῦ στοιχείου καὶ εἰς τὸν ἐξωτερικὸν ἀγωγόν.

Ἐκ τοῦ πρώτου κανόνος τοῦ Kirchhoff λαμβάνομεν τὰς ἐξισώσεις

$$i\,R = V_1 - V_2 \qquad ir = V_2 - V_1 = E$$

ἤ, ἂν θέσωμεν

$$V_1 - V_2 = V$$

$$i\,R = V \qquad ir = E - V$$

ἐκ τῶν ὁποίων εὑρίσκομεν τὰς γνωστὰς σχέσεις

$$i = \frac{E}{R+r} \qquad V = \frac{R}{R+r}$$

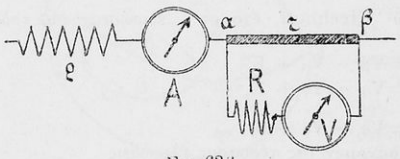
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 949. ***Ἐφαρμογὴ τοῦ νόμου τοῦ Ohm εἰς τὴν μέτρησιν διαφορῶν δυναμικοῦ καὶ ἀντιστάσεων.*** Ἡ θεμελιώδης ἐξίσωσις τοῦ Ohm

$$i = \frac{E}{r} \qquad (1)$$

ἡ συνδέουσα τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, τὴν ἀντίστασιν τοῦ ἀγωγοῦ καὶ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα αὐτοῦ μᾶς ἐπιτρέπει, ὅταν γνωρίζωμεν τὰς τιμὰς δύο ἐκ τῶν ποσῶν τούτων, νὰ εὕρωμεν τὴν τιμὴν τοῦ τρίτου.

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ δύο σημείων α, β (σχ. 636) συνδέομεν αὐτὰ μὲ τὰ πέρατα τοῦ ἀγωγοῦ γαλβανομέτρου (π. χ. πυξίδος ἐφαπτομένων) παρενθέτοντες ἀγωγὸν παρουσιάζοντα μεγάλην *γνωστὴν* ἀντίστασιν. Ἐκ τῆς ἐντάσεως τοῦ διὰ τοῦ γαλβανομέτρου διερχομένου ρεύματος καὶ τῆς γνωστῆς ἀντιστάσεως εὑρίσκομεν τὴν ζητουμένην διαφορὰν δυναμικοῦ.



Σχ. 636.

Ἡ παρένθεσις μεγάλης ἀντιστάσεως εἶναι ἀναγκαία διὰ νὰ μὴ διέλθῃ διὰ τοῦ ὀργάνου ἰσχυρὸν ρεῦμα καὶ διὰ νὰ μὴ μεταβληθῇ οὐσιωδῶς διὰ τῆς παρενθέσεως τοῦ ὀργάνου ἡ ἀρχικὴ κατανομὴ ρεύματος. Ἂν π. χ. τὰ σημεῖα α, β ἦσαν πρὶν συνδεδεμένα δι' ἀγωγοῦ ἀντιστάσεως r καὶ εἶναι R ἡ ἀντίστασις τοῦ γαλβανομέτρου, τὸ ρεῦμα θὰ κατανεμηθῇ μεταξὺ τῶν δύο ἀγωγῶν κατὰ λόγον ἀντίστροφον τῶν ἀντιστάσεων. Διὰ νὰ μὴ μεταβληθῇ λοιπὸν οὐσιωδῶς ἡ ἔντασις τοῦ διὰ τοῦ ἀρχικοῦ ἀγωγοῦ αβ διερχομένου ρεύματος πρέπει ἡ ἀντίστασις τοῦ γαλβανομέτρου νὰ εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα τῆς ἀντιστάσεως τοῦ ἀρχικοῦ ἀγωγοῦ.

Ὅταν τὸ γαλβανόμετρον χρησιμεύῃ ἀποκλειστικῶς πρὸς τὸν σκοπὸν τοῦτον, ἡ ἀντίστασις ἀποτελεῖ ἐκ κατασκευῆς ἀναπόσπαστον μέρος αὐτοῦ καὶ τὸ ὄργανον ὀνομάζεται τότε *βολτόμετρον*. Τὸ βολτόμετρον ἕνεκα τῆς μεγάλης αὐτοῦ ἀντιστάσεως ἠμπορεῖ νὰ συνδεθῇ *ἀμέσως* μὲ δύο σημεῖα, τῶν ὁποίων ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εὑρίσκεται ἐντὸς τῆς περιοχῆς τοῦ ὀργάνου.

Τὸ γαλβανόμετρον, τὸ ὁποῖον χρησιμεύει πρὸς μέτρησιν ἐντά-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σεων, πρέπει νὰ ἔχῃ μικρὰν ἀντίστασιν διὰ νὰ μὴ ἐλαττώνῃ ἡ παρεμβολή του τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Ἕνεκα ὅμως τῆς μικρᾶς του ἀντιστάσεως τὸ τοιοῦτο γαλβανόμετρον δὲν ἐπιτρέπεται νὰ συνδεθῇ *ἀμέσως* μὲ σημεῖα τῶν ὁποίων τὸ δυναμικὸν ἔχει ἀρκετὴν διαφοράν, διότι κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm θὰ διέλθῃ διὰ τοῦ ὀργάνου ρεῦμα μεγάλης ἐντάσεως (βραχὺ κύκλωμα), τὸ ὁποῖον ἠμπορεῖ νὰ τὸ καταστρέψῃ. Τὸ γαλβανόμετρον, ὅταν χρησιμεύῃ πρὸς μέτρησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, ὀνομάζεται *ἀμπερόμετρον* καὶ κατὰ τὰ ἀνωτέρω πρέπει νὰ συνδέεται μόνον ἐν σειρᾷ μὲ ἄλλας ἀντιστάσεις, αἱ ὁποῖαι ρυθμίζουν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος.

Ὅταν διαθέτωμεν βολτόμετρον καὶ ἀμπερόμετρον ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν τὴν ἀντίστασιν δοθέντος ἀγωγοῦ $\alpha\beta$ (σχ. 636) ὡς ἑξῆς. Διαβιβάζομεν διὰ τοῦ ἀγωγοῦ ρεῦμα, τοῦ ὁποίου τὴν ἔντασιν i μετροῦμεν διὰ τοῦ ἀμπερομέτρου A, μετροῦμεν δὲ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ E εἰς τὰ πέρατα τοῦ ἀγωγοῦ διὰ τοῦ βολτομέτρου V, τοῦ ὁποίου ἡ ἀντίστασις R εἶναι *πολὺ μεγαλυτέρα* τῆς ἀντιστάσεως r τοῦ ἀγωγοῦ $\alpha\beta$. Ἐκ τῆς ἐξισώσεως (1) εὑρίσκομεν τὴν τιμὴν τῆς ἀντιστάσεως

$$r = \frac{i}{E}$$

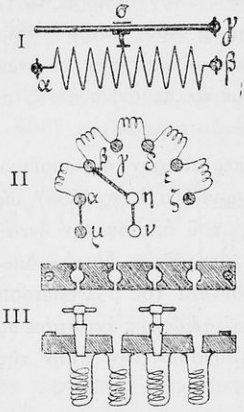
Εἰς ἰδιαίτερον κεφάλαιον θὰ περιγράψωμεν πληρέστερον τὰς μεθόδους κατὰ τὰς ὁποίας μετροῦνται ἐντάσεις ρεύματος, διαφοραὶ δυναμικοῦ καὶ ἀντιστάσεις.

§ 950. ***Ρύθμισις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Μεταβληταὶ ἀντιστάσεις.*** Ὅταν διαθέτωμεν πηγὴν ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, ρυθμίζομεν τὴν ἔντασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος παρεμβάλλοντες *ἀντιστάσεις*. Αἱ ἀντιστάσεις αὗται συνήθως ἀποτελοῦνται ἀπὸ σύρμα ἐκ καταλλήλου μετάλλου ἢ κράματος (Constantan, Manganin κ. λ.) περιτυλιγμένον περὶ μονωτικὸν πυρῆνα ἢ τεινόμενον μεταξὺ μονωμένων στηριγμάτων. Τὰ ἄκρα τοῦ σύρματος καταλήγουν εἰς *ἀκροδέκτας*, μεταλλικὰ δηλ. τεμάχια, εἰς τὰ ὁποῖα διὰ κοχλιῶν στερεώνονται τὰ προσάγοντα καὶ ἀπάγοντα τὸ ρεῦμα σύρματα. Ὡς μονωτικαὶ οὐσίαι κατὰ τὴν κατασκευὴν τῶν ἀντιστάσεων χρησιμοποιοῦνται ἡ πορσελάνη, τὸ μάρμαρον, ὁ σχιστόλιθος. Κατασκευάζονται ἐπίσης πυρῆνες, περὶ τοὺς ὁποίους περιτυλίσσεται τὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σύρμα τῶν ἀντιστάσεων, ἀπὸ σιδηροῦς σωλῆνας ἐπιχρισμένους μὲ μονωτικὸν σμάλτον.

Χρησιμώταται διὰ τὴν ρύθμισιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εἶναι αἱ *μεταβληταὶ ἀντιστάσεις*, τῶν ὁποίων πλεῖστοι τύποι ὑπάρχουν. Οὕτω εἰς τὴν ἀντίστασιν, τὴν ὁποίαν σχηματικῶς παριστᾷ τὸ διάγραμμα 637, I σύρτης σ κινούμενος ἐπὶ τῆς μονωμένης μεταλλίνης ράβδου γδ θέτει αὐτὴν εἰς συγκοινωνίαν μὲ διάφορα μέρη τοῦ μεταξὺ τῶν ἀκροδεκτῶν α καὶ β σύρματος. Ἐπειδὴ ἡ ἀντίστασις τῆς παχείας ράβδου εἶναι πολὺ μικρά, ἡ μεταξὺ τῶν ἀκροδεκτῶν α καὶ γ ἀντίστασις εἶναι ἴση πρὸς τὴν ἀντίστασιν τοῦ μεταξὺ τοῦ ἀκροδέκτου α καὶ τῆς *ἐπαφῆς* σ μέρους τοῦ σύρματος.



Σχ. 637.

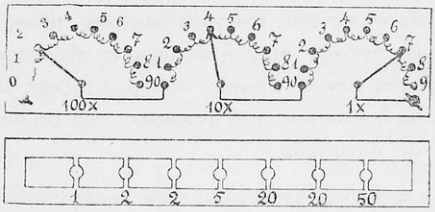
Εἰς τὴν ἀντίστασιν, τὴν ὁποίαν παριστᾷ τὸ διάγραμα 637, II, τὰ ἄκρα τῶν συρμάτων συνδέονται μὲ τοὺς ἥλους α β γ δ ε ζ, ἐκ τῶν ὁποίων ὁ α συνδέεται μὲ τὸν ἀκροδέκτην μ. Διὰ μεταλλίνου στελέχους στρεφομένου περὶ τὸν ἄξονα η θέτομεν αὐτὸν καὶ τὸν μὲ αὐτὸν συνδεόμενον ἀκροδέκτην ν εἰς συγκοινωνίαν μὲ ἕνα οἱονδήποτε τῶν ἥλων καὶ οὕτω ἔχομεν μεταξὺ τῶν ἀκροδεκτῶν μ καὶ ν τὴν ἀντίστασιν ὁσωνδήποτε θέλομεν τμημάτων τοῦ σύρματος.

Εἰς τὴν ἀντίστασιν τοῦ σχ. 637 III τὰ σύρματα καταλήγουν εἰς μεταλλινα τεμάχια στερεωμένα ἐπὶ μονωτικῆς πλακός, τὰ ὁποῖα ἠμποροῦν νὰ συνδεθοῦν πρὸς ἄλληλα διὰ *γόμφων*, δηλ. μεταλλίνων κώνων μὲ κατάλληλον λαβήν. Τὰ δύο τελευταῖα τεμάχια, πολλάκις δὲ καὶ τὰ διάμεσα, συνδέονται μὲ ἀκροδέκτας. Ἂν μεταξὺ τῶν τεμαχίων α καὶ β δὲν ὑπάρχῃ γόμφος, τὸ ρεῦμα πρέπει νὰ διέλθῃ διὰ τῆς ἀντιστάσεως γ, ἂν ὅμως συνδέσωμεν διὰ τοῦ γόμφου τὰ τεμάχια α καὶ β, ἡ μεταξὺ αὐτῶν ἀντίστασις εἶναι πρακτικῶς ἴση πρὸς μηδέν. Οὕτω θέτοντες ἢ ἀφαιροῦντες τοὺς γόμφους μεταβάλλομεν τὴν μεταξὺ τῶν ἄκρων ἀκροδεκτῶν ἀντίστασιν.

§ 951. ***Κιβώτια ἀντιστάσεων. Πρότυποι ἀντιστάσεις.*** Ὅταν αἱ ἀντιστάσεις πρόκειται νὰ χρησιμεύσουν εἰς μετρήσεις, ἔχουν συνή-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

θως τὴν μορφὴν τοῦ σχ. 637, II ἢ III. Εἰς τὴν διάταξιν π. χ. τοῦ σχ. 638 I μεταξὺ τῶν ἥλων τῆς πρώτης ὁμάδος ὑπάρχουν σύρματα, ἕκαστον ἀντιστάσεως ἀκριβῶς 100 Ohm, μεταξὺ τῶν ἥλων τῆς δευτέρας ὁμάδος σύρματα ἀντιστάσεως 10 Ohm ἕκαστον καὶ μεταξὺ τῶν ἥλων τῆς τρίτης ὁμάδος σύρματα ἀντιστάσεως 1 Ohm ἕκαστον. Ἡ συνδεσμολογία εἶναι καταφανὴς ἐκ τοῦ διαγράμματος. Ὅταν τὰ κινητὰ στελέχη ἔχουν τὰς εἰς τὸ σχῆμα παριστανομένας θέσεις, ἡ ἀντίστασις μεταξὺ τῶν ἀκροδεκτῶν εἶναι



Σχ. 638.

$$2\times 100+4\times 10+7\times 1=247\ \Omega.$$

Τὸ διάγραμμα 638 II παριστᾷ κιβώτιον ἀντιστάσεων μὲ γόμφους, εἰς τὸ ὁποῖον αἱ ἀντιστάσεις τῶν συρμάτων εἶναι τοιαῦται ὥστε ἠμποροῦμεν νὰ λάβωμεν οἱανδήποτε ἀντίστασιν μεταξὺ 1 καὶ 100 Ω κατὰ βαθμίδας ἑνὸς Ohm.

Αἱ *πρότυποι ἀντιστάσεις* εἶναι σύρματα ἢ ἐλάσματα καταλήγοντα εἰς ἀκροδέκτας, τῶν ὁποίων ἡ ἀντίστασις εἰς ὡρισμένην θερμοκρασίαν (π. χ. 15°) ἰσοῦται ἀκριβῶς πρὸς δεκαδικὸν πολλαπλάσιον τοῦ Ohm, π. χ. 0,01, 0,1, 1, 10, 100 Ω. Αἱ πρότυποι ἀντιστάσεις εἶναι πολλάκις οὕτω κατεσκευασμέναι ὥστε νὰ ἠμποροῦν νὰ χρησιμοποιηθοῦν ἐντὸς λουτροῦ ἐκ πετρελαίου, διὰ τοῦ ὁποίου διατηροῦνται εἰς τὴν κανονικὴν θερμοκρασίαν.

§ 952. ***Θερμικὸς συντελεστὴς τῆς ἀντιστάσεως. Ἀγωγοὶ πρώτου καὶ δευτέρου εἴδους.*** Εἰς προηγουμένας παραγράφους ἐπανειλημμένως ὑπεδείχθη ὅτι ἡ ἀντίστασις ἀγωγοῦ τινος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θερμοκαρσίαν.

Ἂν εἶναι R_1 ἡ ἀντίστασις ἀγωγοῦ τινος εἰς θερμοκρασίαν θ_1 καὶ R_2 εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ_2, ὁ θερμικὸς συντελεστὴς γ εἶναι (πρβλ. Τ. Α΄. § 379)

$$\gamma=\frac{1}{R_1}\cdot\frac{R_2-R_1}{\theta_2-\theta_1}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα δεικνύει ὅτι ὁ θερμικὸς συντελεστὴς τῆς ἀντιστάσεως εἶναι *θετικὸς* εἰς τοὺς μεταλλικοὺς ἀγωγοὺς καὶ ἐν γένει τοὺς ἀγωγοὺς πρώτης τάξεως (πρβλ. § 936) ἀρνητικὸς δὲ ὡς ἐπὶ τὸ πλεῖστον εἰς τοὺς ἀγωγοὺς δευτέρας τάξεως (πρβλ. § 962). Τῶν μεταλλικῶν ἀγωγῶν δηλ. ἡ ἀντίστασις αὐξάνεται αὐξανομένης τῆς θερμοκρασίας τῶν δὲ ἀγωγῶν δευτέρας τάξεως ἐλαττώνεται. Ἀξιοσημείωτος εἶναι ἡ ἐξαίρεσις τοῦ ἄνθρακος, τοῦ ὁποίου ὁ θερμικὸς συντελεστὴς εἶναι ἀρνητικός.

§ 953. *Ἀντίστασις τοῦ σεληνίου*. Ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις τοῦ σεληνίου, μεγάλη ὅταν τοῦτο εὑρίσκεται εἰς τὸ σκότος, ἐλαττώνεται κατὰ πολὺ ὅταν ἐκτεθῇ τὸ σελήνιον εἰς τὸ φῶς καὶ γίνεται τόσον μικροτέρα, ὅσον ἐντονώτερος εἶναι ὁ φωτισμός, ἀναλαμβάνει δὲ τὴν προτέραν μεγάλην τιμὴν ὅταν παύσῃ ἡ ἐπίδρασις τοῦ φωτός. Ἕνεκα τῆς ἰδιότητος ταύτης ἀντίστασις ἐκ σεληνίου ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς ἀντικειμενικὴν φωτομετρίαν, ἐχρησιμοποιήθη δὲ τὸ σελήνιον καὶ πρὸς ποικίλους πρακτικοὺς σκοπούς.

Ἀναφέρομεν ἰδιαιτέρως τὴν μεταβίβασιν εἰκόνων διὰ ρεύματος ἠλεκτρικοῦ, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις μεταβάλλεται ἐκ τῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ἐπὶ ἀντιστάσεως ἐκ σεληνίου προσπίπτοντος φωτός, ὀφειλομένης εἰς τὴν ἀπορρόφησιν αὐτοῦ διὰ τῶν διαφόρως σκιερῶν μερῶν διαφανοῦς φωτογραφίας.

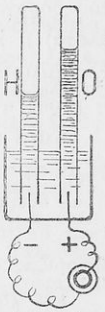
§ 954. *Ὑπεραγωγιμότης*. Ἡ ἀντίστασις μεταλλίνων ἀγωγῶν γίνεται τόσον μικροτέρα, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ θερμοκρασία. Ὅταν ἡ θερμοκρασία γίνῃ πολὺ χαμηλή, γίνῃ δηλ. κατ' ὀλίγους μόνον βαθμοὺς ἀνωτέρα τοῦ ἀπολύτου μηδενός, παρατηρεῖται εἰς πολλὰ μέταλλα *μηδένισις τῆς ἀντιστάσεως* (Kammerlingh Onnes). Ἂν δηλ. τὰ πέρατα τοῦ ἀγωγοῦ, διὰ τοῦ ὁποίου διέρχεται σταθερὸν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, εἶναι συνδεδεμένα πρὸς εὐαίσθητον γαλβανόμετρον (βολτόμετρον), παρατηροῦμεν ἀπόκλισιν τόσον μεγαλυτέραν, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἀντίστασις τοῦ ἀγωγοῦ ($V = Ri$). Ἂν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀγωγοῦ γίνεται ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον μικροτέρα, ἡ ἀπόκλισις τοῦ γαλβανομέτρου ἐλαττώνεται καὶ εἰς ὡρισμένην θερμοκρασίαν, χαρακτηριστικὴν δι' ἕκαστον μέταλλον καὶ ὀλίγον διαφέρουσαν τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς (ψῦξις δι' ὑγροῦ ἡλίου) ἀποτόμως μηδε-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νίζεται. Τὸ μέταλλον καθίσταται *ὑπεραγωγόν*. Δὲν εἶναι ἀκόμη γνωστὸν ἂν ὅλα τὰ μέταλλα ἢ μερικὰ μόνον εἶναι δυνατὸν νὰ καταστοῦν ὑπεραγωγά.

ΗΛΕΚΤΡΟΛΥΣΙΣ

§ 955. ***Ἠλεκτρολύται. Ἰόντα.*** Ἂν εἰς ποτήριον περιέχον ὕδωρ, εἰς τὸ ὁποῖον προσεθέσαμεν ὀλίγον θειϊκὸν ὀξύ, εἰσαγάγωμεν δύο σύρματα ἐκ λευκοχρύσου καὶ συνδέσωμεν αὐτὰ μὲ τοὺς πόλους ἠλεκτρικῆς στήλης, παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὰ ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ σύρματα ἀναφαίνονται φυσαλίδες ἀερίων, καὶ ἂν τὰ ἀέρια ταῦτα συλλέξωμεν, μεταχειριζόμενοι π. χ. τὴν διάταξιν σχ. 639, παρατηροῦμεν ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου, τὸ ὁποῖον ἐκλύεται εἰς τὸ μὲ τὸν ἀρνητικὸν πόλον τῆς στήλης συνδεόμενον σύρμα, εἶναι διπλάσιος τοῦ ὄγκου τοῦ ἐκλυομένου εἰς τὸ μὲ τὸν θετικὸν πόλον συνδεόμενον καὶ ἡ χημικὴ ἐξέτασις τῶν ἀερίων δεικνύει ὅτι τὸ μὲν πρῶτον εἶναι ὑδρογόγον τὸ δὲ δεύτερον ὀξυγόνον.



Σχ. 639.

Κατὰ τὴν δίοδον λοιπὸν τοῦ ρεύματος διὰ τοῦ ὑγροῦ ἀγωγοῦ, τοῦ διαλύματος δηλ. τοῦ θειϊκοῦ ὀξέος ἐντὸς τοῦ ὕδατος, παρατηροῦνται χημικαὶ δράσεις, τῶν ὁποίων τὸ ὁρατὸν ἀποτέλεσμα εἶναι ἡ ἐμφάνισις ὑδρογόνου καὶ ὀξυγόνου εἰς ποσὰ ἀνάλογα πρὸς τὰ ἀποτελοῦντα τὸ ὕδωρ, καὶ τὰς ὁποίας ἑπομένως ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν ὡς συνισταμένας εἰς *ἀνάλυσιν* τοῦ ὕδατος εἰς ὑδρογόνον καὶ ὀξυγόνον. Τὴν ὑπὸ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος προκαλουμένην ἀποσύνθεσιν συνθέτων οὐσιῶν ὀνομάζομεν *ἠλεκτρόλυσιν*, τὴν συκευὴν δέ, ἐντὸς τῆς ὁποίας γίνεται ἡ ἠλεκτρόλυσις, ὀνομάζομεν *βολτάμετρον* (*).

Τὰ δύο σύρματα ἢ ἐλάσματα, τὰ ὁποῖα χρησιμεύουν εἰς τὴν προσαγωγὴν καὶ ἀπαγωγὴν τοῦ ρεύματος ὀνομάζομεν *ἠλεκτρόδια*. Ἐπειδὴ τὸ δυναμικὸν τοῦ ἠλεκτροδίου τοῦ συνδεομένου μὲ τὸν θετικὸν πόλον τῆς στήλης εἶναι *ὑψηλότερον* τοῦ δυναμικοῦ τοῦ μὲ τὸν ἀρνητικὸν πόλον συνδεομένου ἠλεκτροδίου, ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὁ θετικὸς ἠλεκτρισμὸς ὡς *κατερχόμενος* ἐκ τοῦ ὑψηλοῦ δυνα-

(*) Τὸ βολτάμετρον δὲν πρέπει νὰ συγχέεται μὲ τὸ *βολτόμετρον* (§ 948), τὸ ὁποῖον εἶναι γαλβανόμετρον χρησιμεῦον εἰς τὴν μέτρησιν διαφορῶν δυναμικοῦ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μικοῦ τοῦ θετικοῦ ἠλεκτροδίου πρὸς τὸ χαμηλὸν δυναμικὸν τοῦ ἀρνητικοῦ, τἀνάπαλιν δὲ ὁ ἀρνητικὸς ἠλεκτρισμὸς ὡς *ἀνερχόμενος* ἐκ τοῦ χαμηλοῦ δυναμικοῦ τοῦ ἀρνητικοῦ ἠλεκτροδίου πρὸς τὸ ὑψηλὸν δυναμικὸν τοῦ θετικοῦ. Διὰ τοῦτο ὀνομάζεται *κάθοδος* μὲν τὸ ἀρνητικὸν ἠλεκτρόδιον *ἄνοδος* δὲ τὸ θετικόν.

Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἔδειξεν ὅτι δεκτικαὶ ἠλεκτρολυτικῆς ἀποσυνθέσεως εἶναι αἱ οὐσίαι, αἱ ὁποῖαι ἀπὸ χημικῆς ἀπόψεως ὑπάγονται εἰς τὴν τάξιν τῶν *ὀξέων*, τῶν *βάσεων* ἢ τῶν *ἁλάτων*.

Τὰ ὀξέα εἶναι ἑνώσεις *ὑδρογόνου* μετὰ *ὀξυρρίζης*, δηλ. ἀτόμου ἁλατογόνου στοιχείου ἢ ἀκορέστου ὁμάδος ἀτόμων, αἱ βάσεις εἶναι ἑνώσεις *ὑδροξυλίου* (OH) μετὰ *βασιρρίζης*, ἀτόμου δηλ. μετάλλου ἢ ὁμάδος ἀκορέστου ἀτόμων, τὰ δὲ ἅλατα εἶναι εἴτε ὀξέα, εἰς τὰ ὁποῖα τὸ ὑδρογόνον ἀντικατεστάθη ὑπὸ βασιρριζῶν, ἢ ὅλον (οὐδέτερα ἅλατα) ἢ μέρος αὐτοῦ (ὄξινα ἅλατα), εἴτε βάσεις εἰς τὰς ὁποίας τὸ ὑδροξύλιον, ἀντικατεστάθη ὑπὸ ὀξυρριζῶν, ἢ ὅλον (οὐδέτερα ἅλατα) ἢ μέρος αὐτοῦ (βασικὰ ἅλατα).

Κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν ἐκλύονται τὸ μὲν ὑδρογόγον ἢ αἱ βασίρριζαι εἰς τὴν κάθοδον (τὸ ἀρνητικὸν ἠλεκτρόδιον) τὸ δὲ ὑδροξύλιον ἢ αἱ ὀξύρριζαι εἰς τὴν ἄνοδον (τὸ θετικὸν ἠλεκτρόδιον) τὴν ἰδιότητα δὲ ταύτην μεταχειριζόμεθα ἀκριβῶς διὰ νὰ διακρίνωμεν τὰς ὀξυρρίζας ἀπὸ τὰς βασιρρίζας.

Τὰς χημικὰς ἑνώσεις τῶν τριῶν τούτων κατηγοριῶν, δηλ. τὰ ὀξέα, τὰς βάσεις καὶ τὰ ἅλατα, ὀνομάζομεν ἕνεκα τῆς ἰδιότητος νὰ διασπῶνται ὑπὸ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος *ἠλεκτρολύτας*.

Τὸν μηχανισμὸν τῆς ἠλεκτρολύσεως πρέπει νὰ φαντασθῶμεν ὡς ἑξῆς: Μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων ὑπάρχει ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ ἠλεκτρικὸν πεδίον, τοῦ ὁποίου αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ κατευθύνονται ἐκ τῆς ἀνόδου πρὸς τὴν κάθοδον. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου τούτου ἄτομα ἢ ὁμάδες ἀτόμων φορτισμέναι ἠλεκτρικῶς *κινοῦνται* ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ μὲ κατεύθυνσιν πρὸς τὴν κάθοδον μὲν ἂν τὸ φορτίον εἶναι θετικόν, πρὸς τὴν ἄνοδον δὲ ἂν τὸ φορτίον εἶναι ἀρνητικόν, καὶ μεταδίδουν εἰς τὰ ἠλεκτρόδια τὰ φορτία των. Τὰ φορτισμένα ταῦτα ἄτομα ἢ τὰς ὁμάδας ἀτόμων, τὰ φορτισμένα δηλ. *ὑλικὰ* συγκροτήματα, τὰ ὁποῖα ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου κινοῦνται ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ χρησιμεύοντα ὡς *ὀχήματα* τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, ὀνομά-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ζομεν *ἰόντα, ἀνιόντα* μὲν ὅταν ἔχουν ἀρνητικὸν φορτίον καὶ ἐπομένως κατευθύνωνται πρὸς τὴν ἄνοδον, *κατιόντα* δὲ ὅταν ἔχουν θετικὸν φορτίον καὶ ἐπομένως κατευθύνωνται πρὸς τὴν κάθοδον.

§ 956. *Ἠλεκτρολυτικὴ διάσπασις. Θεωρία τοῦ Arrhenius.* Κατ' ἀρχὰς ἐπεκράτει ἡ γνώμη ὅτι τὰ ἰόντα παράγονται ἐκ τῆς διασπάσεως τῶν μορίων τῶν ἠλεκτρολυτῶν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ἕνεκα δηλ. τῆς μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων ὑπαρχούσης διαφορᾶς δυναμικοῦ. Ἐν τούτοις ὁ Arrhenius, διὰ νὰ ἐξηγήσῃ τὴν παρατηρουμένην ἐξαιρετικῶς μεγάλην τιμὴν τῆς ὡσμωτικῆς πιέσεως τῶν διαλυμάτων τῶν ἠλεκτρολυτῶν ἐντὸς ὕδατος (Τ. Α΄ § 400), ἐδέχθη ὅτι τὰ μόρια τῶν ἠλεκτρολυτῶν εἶναι ἐν μέρει ἢ καὶ ἐν ὅλῳ διεσπασμένα εἰς ἰόντα καὶ ὅταν ἀκόμη τὰ διαλύματα δὲν εἶναι ἐκτεθειμένα εἰς ἠλεκτρικὸν πεδίον (Τ. Α΄ § 401), τὰ ἠλεκτρικὰ δὲ φορτία τῶν ἰόντων καθιστοῦν αὐτὰ ἱκανὰ νὰ μένουν ἐλεύθερα ἐντὸς τοῦ διαλύματος. Ὅταν ἰόν τι ἐρχόμενον εἰς ἐπαφὴν πρὸς ἠλεκτρόδιον χάσῃ τὸ φορτίον του, παύει νὰ εἶναι ἰὸν καὶ μεταβάλλεται εἰς ἀκόρεστον ρίζαν, ἡ ὁποία δὲν ἠμπορεῖ νὰ μείνῃ ἐλευθέρα ἐντὸς τοῦ διαλύματος ἀλλὰ προκαλεῖ δευτερευούσας ἀντιδράσεις.

Οὕτω π.χ. τὸ καθαρὸν ὕδωρ ἀπεδείχθη ὅτι ἔχει πολὺ μικρὰν εἰδικὴν ἀγωγιμότητα, τὸ ὁποῖον σημαίνει ὅτι εἰς τὸ ἐντὸς ὕδατος διάλυμα θειϊκοῦ ὀξέως ἀποκλειστικῶς σχεδὸν ἡ ἀγωγιμότης ὀφείλεται εἰς τὰ ἰόντα, εἰς τὰ ὁποῖα διασπᾶται μέρος τοῦ H_2SO_4, ἤτοι εἰς τὰ κατιόντα H καὶ ἀνιόντα SO_4. Τὰ ἰόντα ταῦτα ἠμποροῦν νὰ μένουν ἐλεύθερα ἐντὸς τοῦ διαλύματος ἐφ' ὅσον φέρουν τὰ φορτία των, ὅταν ὅμως ἀποδώσουν τὰ μὲν ἰόντα H τὸ θετικὸν των φορτίον εἰς τὴν κάθοδον τὰ δὲ ἰόντα SO_4 τὸ ἀρνητικὸν φορτίον εἰς τὴν ἄνοδον, μεταβάλλονται εἰς ἀκορέστους ρίζας καὶ εἰς μὲν τὴν κάθοδον δύο ἄτομα H ἑνώνονται εἰς ἓν μόριον H_2, εἰς δὲ τὴν ἄνοδον δύο ρίζαι SO_4 ἑνώνονται μὲ 4 ἄτομα ὑδρογόνου ἐκ δύο μορίων ὕδατος, ὀξυγόνον δὲ ἐλευθερώνεται κατὰ τὴν ἐξίσωσιν

$$2SO_4 + 2H_2O = 2H_2SO_4 + O_2$$

Ἡ ἔκλυσις λοιπὸν τοῦ ὀξυγόνου ὀφείλεται κατὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην εἰς δευτερογενῆ ἀντίδρασιν. Ἂν ἡ ἄνοδος ἦτο ἐκ ψευδαργύρου καὶ ὄχι ἐκ λευκοχρύσου, θὰ παρήγετο εἰς τὴν ἄνοδον θειϊκὸς ψευδάργυρος καὶ δὲν θὰ εἴχομεν ἔκλυσιν ὀξυγόνου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 957. ***Νόμος τοῦ Faraday.*** Ἂν συνδέσωμεν κατὰ σειρὰν διάφορα βολτάμετρα, εἰς τὰ ὁποῖα περιέχονται διάφορα ἠλεκτρολυτικὰ διαλύματα, καὶ διαβιβάσωμεν δι' αὐτῶν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, παρατηροῦμεν ὅτι τὰ ποσὰ τῶν εἰς τὰ ἠλεκτρόδια ἐκλυομένων οὐσιῶν εἶναι ἀνάλογα πρὸς τὰ χημικὰ αὐτῶν ἰσοδύναμα, ἀνάλογα δηλ. πρὸς τὸ ἄθροισμα τῶν ἀτομικῶν βαρῶν τῶν ἀτόμων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὰ ἰόντα, διὰ τῆς ἀτομικότητος τῶν ἰόντων. Οὕτω π. χ. ἂν ἔχωμεν εἰς τὸ πρῶτον βολτάμετρον διάλυμα HCl καὶ ἠλεκτρόδια ἐξ ἄνθρακος, εἰς τὸ δεύτερον διάλυμα $CuSO_4$ καὶ ἠλεκτρόδια ἐκ χαλκοῦ, εἰς τὸ τρίτον διάλυμα $AgNO_3$ καὶ ἠλεκρόδια ἐξ ἀργύρου, τὰ ποσὰ τοῦ ἐκλυομένου ὑδρογόνου καὶ τῶν ἀποτιθεμένων Cu καὶ Ag θὰ εἶναι ἀνάλογα πρὸς τὰ χημικὰ ἰσοδύναμα τῶν ἰόντων, ἤτοι θὰ εἶναι ὡς

$$1\,(H) : 131,78 \left(\frac{Cu}{2}\right) : 107,88\,(Ag)$$

Αἱ ἠλεκτρολυόμεναι ποσότητες εἶναι ἐπίσης ἀνάλογοι πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ διαβιβαζομένου ρεύματος καὶ πρὸς τὸν χρόνον κατὰ τὸν ὁποῖον διήρκεσε τοῦτο, ἤτοι ἀνάλογοι πρὸς τὴν διαβιβασθεῖσαν *ποσότητα ἠλεκτρισμοῦ.*

Ἐκ τῶν παρατηρήσεων τούτων συνήγαγεν ὁ Faraday τὸν ἑξῆς θεμελιώδη νόμον τῆς ἠλεκτρολύσεως. Αἱ ἠλεκτρολυτικῶς ἐκλυόμεναι μᾶζαι εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰ γινόμενα τῶν χημικῶν ἰσοδυνάμων ἐπὶ τὰς ποσότητας τοῦ ἠλεκτρισμοῦ. Ἂν λοιπὸν εἶναι m τὸ ἄθροισμα τῶν ἀτομικῶν βαρῶν τῶν ἀτόμων τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν ἰόν τι, n ἡ ἀτομικότης τοῦ ἰόντος καὶ q ἡ διαβιβασθεῖσα ποσότης ἠλεκτρισμοῦ, τὰ ἐκλυθέντα ἰόντα θὰ ἔχουν μᾶζαν

$$M = A\,\frac{m}{n}\,q$$

ὅπου A εἶναι συντελεστὴς σταθερός, *ὁ αὐτὸς δι' ὅλα τὰ ἰόντα,* ἐξαρτώμενος μόνον ἀπὸ τὰς μονάδας.

§ 958. ***Ἠλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον. Ἠλεκτρολυτικὸς ὁρισμὸς τῆς μονάδος ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.*** Διὰ νὰ ἐκλυθῇ ἓν *γραμμοϊσοδύναμον* ἰόντος τινός, μᾶζα δηλ. ἴση πρὸς τόσα γραμμάρια, ὅσος εἶναι ὁ ἀριθμὸς ὁ ἐκφράζων τὸ χημικὸν ἰσοδύναμον τοῦ ἰόντος, χρειάζονται 96500 Coulomb, ἢ καὶ ἄλλως:

Φορτίον ἑνὸς γραμμοϊσοδυνάμου = 96 500 Coul.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὁ ἀριθμὸς 96500 ὀνομάζεται *ἠλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον*.

Κατὰ ταῦτα ἂν διαβιβασθῇ διὰ βολταμέτρου ἓν Coulomb, θὰ ἀποτεθῇ 1/96500 γραμμοϊσοδύναμον. Ἂν π. χ. ἔχωμεν βολτάμετρον μὲ διάλυμα $AgNO_3$ καὶ ἠλεκτρόδια ἐξ ἀργύρου, ἐπειδὴ τὸ ἀτομικὸν βάρος τοῦ ἀργύρου εἶναι 107,88 καὶ ὁ ἄργυρος εἶναι μονατομικός, εἰς κάθε διαβιβαζόμενον Coulomb θὰ ἀντιστοιχῇ ἀπόθεσις

$$107,88/96500 = 0,001118 \text{ gr. Ag}$$

εἰς τὴν κάθοδον.

Ἀλλὰ 1 Coulomb διαβιβάζεται ὅταν ρεῦμα ἐντάσεως 1 Ampère διαβιβασθῇ ἐπὶ ἓν δευτερόλεπτον. Ρεῦμα λοιπὸν ἐντάσεως 1 A διαβιβαζόμενον διὰ βολταμέτρου ἀργύρου ἀποθέτει εἰς κάθε δευτερόλεπτον ἐπὶ τῆς καθόδου

0,001118 gr. Ἀργύρου.

Τὴν σχέσιν ταύτην ἠμποροῦμεν νὰ μεταχειρισθῶμεν πρὸς πρακτικὸν ὁρισμὸν τοῦ Ampère. Ἓν Ampère δηλ. εἶναι ἡ ἔντασις σταθεροῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαβιβαζόμενον διὰ βολταμέτρου ἀργύρου ἀποθέτει κατὰ δευτερόλεπτον ἐπὶ τῆς καθόδου 0,001118 mg. ἀργύρου.

§ 959. ***Ἀτομικὴ φύσις τοῦ ἠλεκτρισμοῦ***. Εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον εἴδομεν ὅτι τὸ φορτίον ἑνὸς γραμμοϊσοδυνάμου οἱουδήποτε ἰόντος εἶναι σταθερόν, ἴσον πρὸς 96500 Coul.

Ἡ σταθερότης αὕτη τοῦ φορτίου δὲν ἠμπορεῖ νὰ ἐξηγηθῇ παρὰ ἂν δεχθῶμεν ὅτι ὁ ἠλεκτρισμὸς ἀποτελεῖται ἀπὸ ἴσα στοιχειώδη μέρη, ἄτομα ἠλεκτρισμοῦ, καὶ ὅτι ἕκαστον ἰόν, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ χημικὴ αὐτοῦ φύσις, φέρει τόσα στοιχειώδη φορτία, ὅση εἶναι ἡ ἀτομικότης αὐτοῦ.

Τὰ στοιχειώδη ταῦτα φορτία παριστάνομεν τὰ μὲν θετικὰ διὰ τῶν συμβόλων + ἢ · τιθεμένων δεξιὰ καὶ ἄνω τοῦ χημικοῦ συμβόλου, τὰ δὲ ἀρνητικὰ δι' ὁμοίως τιθεμένων συμβόλων — ἢ ′. Οὕτω παριστῶνται τὰ ἰόντα ὡς ἑξῆς:

H^+ ἢ $H\cdot$, Ag^+ ἢ $Ag\cdot$, Cu^{++} (ἰὸν διατομικοῦ χαλκοῦ), $Cu^{\cdot}$ (ἰὸν μονατομικοῦ χαλκοῦ) NO_3^- ἢ NO_3', SO_4'', PO_4''' κ. λ.

Σημειώνομεν ἐνταῦθα ὅτι ἡ ἀτομικὴ φύσις τοῦ ἠλεκτρισμοῦ πολλαχῶς ἐπεβεβαιώθη καὶ ὅτι, καθὼς βραδύτερον θὰ ἐκτεθῇ, τὰ ἄτομα τοῦ ἀρνητικοῦ ἠλεκτρισμοῦ, τὰ ἀρνητικὰ δηλ. στοιχειώδη φορτία, παρετηρήθησαν καὶ ἐλεύθερα, χωρὶς νὰ εἶναι συνδεδεμένα

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πρὸς τὰ ἄτομα τῶν χημικῶν στοιχείων, ἐνῶ θετικὰ φορτία δὲν κατωρθώθη μέχρι τοῦδε νὰ παρατηρηθοῦν ἀνεξάρτητα τῆς ὕλης τῶν γνωστῶν χημικῶν στοιχείων.

Τὰ ἀρνητικὰ στοιχειώδη φορτία ὀνομάζονται *ἠλεκτρόνια*, ἡ δὲ ποσότης τοῦ ἠλεκτρισμοῦ αὐτῶν εὑρέθη ἴση πρὸς $1{,}591 \cdot 10^{-19}$ Coul.

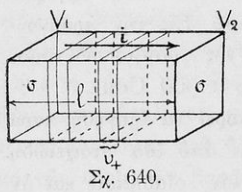
Ἐπειδὴ εἰς 1 γραμμοϊσοδύναμον ἀντιστοιχοῦν 96500 Coul, ἔπεται ὅτι εἰς ἓν γραμμοϊσοδύναμον περιέχονται

$$\frac{96\,500}{1{,}5911 \cdot 0^{-19}} = 6{,}07 \cdot 10^{23}$$

μονατομικὰ ἰόντα, ἤτοι εἰς 1 γραμμάριον ὑδρογόνου ἐμπεριέχονται $6{,}07 \cdot 10^{23}$ ἄτομα ἢ $3{,}035 \cdot 10^{23}$ μόρια καὶ εἰς ἓν κυβικὸν ἑκατοστὸν ὑδρογόνου ὑπὸ θερμοκρασίαν 0^0 καὶ πίεσιν 760 mm Hg (πυκνότης $8{,}995 \cdot 10^{-5}$) περιέχονται

$$3{,}035 \cdot 10^{23} \cdot 8{,}995 \cdot 10^{-5} = 27{,}29 \cdot 10^{18} \text{ μόρια.}$$

§ 961. ***Εὐκινησία τῶν ἰόντων. Σχέσις πρὸς τὴν ἀγωγιμότητα.*** Θεωροῦμεν ἠλεκτρολυτικὸν διάλυμα περιεχόμενον ἐντὸς ὀρθογωνίου παραλληλεπιπέδου δοχείου, τοῦ ὁποίου αἱ δύο ἀπέναντι ἕδραι, κατεσκευασμέναι ἀπὸ τὸ μέταλλον τοῦ κατιόντος, ἔχουν τομὴν σ ἡ δὲ ἀπόστασις αὐτῶν εἶναι l (σχ. 640). Τὰ λοιπὰ τοιχώματα τοῦ δοχείου εἶναι κατεσκευασμένα ἀπὸ μὴ ἀγωγὸν οὐσίαν. Ἂν συνδέσωμεν τὰς δύο μεταλλικὰς πλάκας μὲ τοὺς πόλους στοιχείου, θὰ διέλθῃ ρεῦμα ἠλεκτρικὸν διὰ τοῦ ἠλεκρολύτου καὶ ἂν εἶναι i ἡ ἔντασις αὐτοῦ, V_1, V_2 τὸ δυναμικὸν εἰς τὰ δύο ἠλεκτρόδια καὶ R ἡ ἀντίστασις τοῦ ἠλεκτρολύτου, θὰ ὑφίσταται ἡ σχέσις



Σχ. 640.

$$(1) \qquad i = \frac{V_1 - V_2}{R}$$

Ἔστω τώρα Π_2 ἡ περιεκτικότης τοῦ διαλύματος, ὁ λόγος δηλ. τῆς μάζης m τοῦ διαλελυμένου ἠλεκτρολύτου πρὸς τὸν ὄγκον Ω τοῦ διαλύματος (πρβ. Τ. Α΄ § 293). Διὰ τὴν ἁπλότητα θεωροῦμεν τὸ διάλυμα ὡς περιέχον ἕνα καὶ μόνον ἠλεκτρολύτην καὶ μόνον ἑνὸς εἴδους ἀνιόντα καὶ ἑνὸς εἴδους κατιόντα. Ἂν εἶναι μ τὸ μοριακὸν βάρος, ἡ μοριακὴ περιεκτικότης εἶναι

$$(2) \qquad \Pi_\mu = \frac{1}{\mu}\ \Pi_2 = \frac{1}{\mu}\ \frac{m}{\Omega}$$

ἴση ἀριθμητικῶς πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν γραμμομορίων, τὰ ὁποῖα περιέχονται εἰς τὴν μονάδα τοῦ ὄγκου.

Ἂν κλάσμα α τοῦ ὅλου ἀριθμοῦ τῶν μορίων εἶναι διεσπασμένον εἰς ἰόντα καὶ διασπᾶται τὸ μόριον εἰς ἀνιόντα *ὁλικῆς ἀτομικότητος* ν καὶ κατιόντα τῆς αὐ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῆς *ὁλικῆς ἀτομικότητος*, θὰ περιέχωνται εἰς τὴν μονάδα τοῦ ὄγκου

$$n = \frac{1}{\mu}\,\frac{m}{\Omega}\,.\,\alpha\,\nu$$

γραμμοϊσοδύναμα κατιόντων καὶ ἄλλα τόσα γραμμοϊσοδύναμα ἀνιόντων.

Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ἔχει ἔντασιν

$$E = \frac{V_1 - V_2}{l}$$

καὶ διεύθυνσιν ἐκ τῆς ἀνόδου πρὸς τὴν κάθοδον, θὰ κινηθοῦν τὰ ἰόντα, τὰ μὲν κατιόντα πρὸς τὴν κάθοδον, τὰ δὲ ἀνιόντα πρὸς τὴν ἄνοδον.

Ἔστω u_+ ἡ *εὐκινησία* τῶν κατιόντων, ἡ μέση δηλ. ταχύτης αὐτῶν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν πεδίου ἐντάσεως ἴσης πρὸς τὴν μονάδα. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου E ἡ μέση ταχύτης θὰ εἶναι

$$u = (u_+)E = (u_+)\,\frac{V_1 - V_2}{l}$$

καὶ ἐπομένως εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου θὰ προχωροῦν ὅλα κατὰ μέσον ὅρον τὰ κατιόντα ἐκ τῆς ἀνόδου πρὸς τὴν κάθοδον κατὰ τὸ διάστημα u, καὶ διὰ τῆς τομῆς τοῦ δοχείου θὰ διέρχωνται εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου τόσα κατιόντα, ὅσα περιέχονται εἰς ὄγκον τοῦ διαλύματος ἴσον πρὸς σ.u, ἤτοι ποσότης γραμμοϊσοδυνάμων

$$\eta\,\sigma\,u = \frac{1}{\mu}\,\frac{m}{\Omega}\,\alpha\,\nu\,.\,(u_+)\,\frac{V_1 - V_2}{l}$$

μεταφέρουσα ποσότητα ἠλεκτρισμοῦ

$$Q_+ = \frac{1}{\mu}\,\frac{m}{\Omega}\,\alpha\,\nu\,\sigma\,(u_+)\,\frac{V_1 - V_2}{l}\,.\,q$$

ὅπου q τὸ εἰς τὴν § 958 καθορισθὲν φορίον τοῦ γραμμοϊσοδυνάμου.

Τὰ ἀνιόντα κινοῦνται κατ' ἀντίθετον φοράν, καὶ ἂν εἶναι u_- ἡ εὐκινησία αὐτῶν, διέρχεται διὰ τῆς τομῆς τοῦ δοχείου εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου καὶ κατὰ φορὰν ἀντίθετον τῆς τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ ποσότης ἀρνητικοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἴση πρὸς

$$Q_- = \frac{1}{\mu}\,\frac{m}{\Omega}\,\alpha\,\nu\,\sigma\,(u_-)\left(\frac{V_1 - {}_2O}{l}\,.\,q\right)$$

καὶ ἐπομένως, ἐπειδὴ κίνησις ἀρνητικοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐκ τῆς καθόδου πρὸς τὴν ἄνοδον ἰσοδυναμεῖ πρὸς κίνησιν θετικοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐκ τῆς ἀνόδου πρὸς τὴν κάθοδον, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος θὰ εἶναι

$$(3) \qquad i = \frac{1}{\mu}\,\frac{m}{\Omega}\,\alpha\,\nu\,\sigma\,(u_+ + u_-)\,\frac{V_1 - V_2}{l}\,.\,q$$

Ἂν ὀνομάσωμεν γ τὴν εἰδικὴν ἀγωγιμότητα τοῦ διαλύματος, ἡ ἀντίστασις R εἶναι

$$R = \frac{1}{\gamma}\,\frac{l}{\sigma}$$

καὶ ἐπειδὴ εἶναι

$$i = \frac{V_1 - V_2}{R} = \gamma\,\sigma\,\frac{V_1 - V_2}{l}$$

εὑρίσκομεν ἐκ τῆς ἐξισ. (3)

$$(4) \qquad \gamma = (u_+ + u_-)\,\frac{1}{\mu}\,\frac{m}{\Omega}\,\alpha\,\nu\,.\,q$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῶν ποσῶν, τὰ ὁποῖα περιλαμβάνονται εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην, ἠμποροῦν νὰ μετρηθοῦν τὰ γ, μ, Ω. Τὸ ν εἶναι γνωστὸν ἐκ τοῦ χημικοῦ τύπου τοῦ ἠλεκτρολύτου (π. χ. $H_2SO_4 = 2H^{\cdot} + SO_4''$, $\nu = 2$, $HCl = H^+ + Cl$, $\nu = 1$ κ.λ.), τὸ δὲ α εὑρίσκεται ἐκ τῆς ὡσμωτικῆς πιέσεως (πρβλ. Τ. Α΄ § 401), καὶ ἑπομένως ἐκ τῆς ἐξισώσεως (4) ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν τὸ ἄθροισμα $v_+ + v_-$.

Ὁ λόγος $v_+ : v_- = B$ ἠμπορεῖ ἐπίσης νὰ προσδιορισθῇ, καθὼς θὰ ἐκτεθῇ εἰς τὴν ἑπομένην παράγραφον, καὶ ἑπομένως ἐκ τῶν δύο σχέσεων

$$v_+ + v_- = A$$
$$v_+ : v_- = B$$

εὑρίσκονται τὰ v_+ καὶ v_-.

$$v_+ = \frac{AB}{1+B} \qquad v_- = \frac{A}{1+B}$$

Ἡ σπουδαιότης τῆς θεωρίας ταύτης, ἡ ὁποία ὀφείλεται εἰς τὸν F. Kohlrausch, συνίσταται εἰς τοῦτο, ὅτι ἂν γνωρίζωμεν τὴν εὐκινησίαν τῶν ἰόντων, ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν τὴν ἀγωγιμότητα οἱουδήποτε διαλύματος, ἀρκεῖ νὰ γνωρίζωμεν τὸν συντελεστὴν α, τὸν *συντελεστὴν ἠλεκτρολυτικῆς διασπάσεως*.

Ἐνδιαφέρουσα εἶναι ἡ περίπτωσις τῶν *ἄκρως ἀραιῶν* διαλυμάτων. Εἰς ταῦτα εὑρίσκεται πειραματικῶς ὅτι ἡ ἀγωγιμότης εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν πυκνότητα. Τοῦτο ἐκφράζομεν διὰ τῆς ἐξισώσεως:

$$\gamma = \varkappa \frac{1}{\mu} \frac{m}{\Omega} \nu \tag{5}$$

τὴν δὲ σημασίαν τῆς σταθερᾶς κ εὑρίσκομεν ὡς ἑξῆς. ν εἶναι ἡ ὁλικὴ ἀτομικότης τῶν κατιόντων ἢ ἀνιόντων, εἰς τὰ ὁποῖα τὸ μόριον διασπᾶται, καὶ ἑπομένως μ/ν εἶναι τὸ *ἰσοδύναμον* τοῦ μορίου. $\frac{m\nu}{\mu}$ εἶναι ὁ ἀριθμὸς τῶν γραμμοϊσοδυνάμων τοῦ ἠλεκτρολύτου τὰ ὁποῖα περιέχονται εἰς τὸν ὄγκον Ω καὶ $\frac{1}{\mu}\frac{m}{\Omega}\nu = \Pi'$ εἶναι ἡ εἰς γραμμοϊσοδύναμα πυκνότης τοῦ διαλύματος. Ἂν εἶναι $\Pi' = 1$ λαμβάνομεν ἐκ τῆς ἐξ. (5)

$$\gamma = \varkappa$$

ἤτοι: ὁ συντελεστὴς κ εἶναι ἀριθμητικῶς ἴσος πρὸς τὴν εἰδ. ἀγωγιμότητα διαλύματος, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν μονάδα τοῦ ὄγκου περιέχει ἓν γραμμοϊσοδύναμον ἠλεκτρολύτου (*) καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζεται *εἰδικὴ ἀγωγιμότης τοῦ ἰσοδυνάμου*.

Εἰσάγοντες τὴν τιμὴν (5) τοῦ γ εἰς τὴν ἐξ. (4) καὶ θέτοντες $q\,v_+ = \varkappa_+$ $q\,v_- = \varkappa_-$ εὑρίσκομεν

$$\varkappa = (\varkappa_+ + \varkappa_-)\,\alpha. \tag{6}$$

Ἡ ἐξίσωσις αὕτη μᾶς λέγει ὅτι ἡ ἀγωγιμότης τῶν ἠλεκτρολυτῶν ἔχει τὴν προσθετικὴν ἰδιότητα, δηλ. ἡ εἰδικὴ ἀγωγιμότης τοῦ ἰσοδυνάμου ἠλεκτρολύτου τινὸς ἀποτελουμένου ἀπὸ δύο ἰόντα εὑρίσκεται ἐκ τοῦ ἀθροίσματος δύο ποσῶν $\varkappa_+$, $\varkappa_-$, ἐξαρτωμένων ἑκάστου ἀπὸ μόνον τὴν φύσιν τοῦ ἀντιστοίχου ἰόντος, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν *εἰδικὰς ἀγωγιμότητας τῶν ἰσοδυνάμων τῶν ἰόντων*, ἐξαρτᾶται δὲ καὶ ἀπὸ τὸν βαθμὸν τῆς ἠλεκτρολυτικῆς διασπάσεως τῶν μορίων.

(*) Ὑποτιθεμένου ὅτι ἡ ἀναλογία διατηρεῖται καὶ εἰς τὰ πυκνὰ ταῦτα διαλύματα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἐξίσωσις (6), ἡ ὁποία κατὰ προσέγγισιν μόνον ἰσχύει διὰ πυκνὰ διαλύματα, τόσον μικροτέραν, ὅσον πυκνότερα τὰ διαλύματα, ἰσχύει ἀκριβῶς διὰ πολὺ ἀραιὰ διαλύματα, εἰς τὰ ὁποῖα μάλιστα εὑρίσκεται ὅτι εἶναι α=1, δηλ. ἡ διάσπασις τῶν μορίων εἶναι πλήρης καὶ ἑπομένως εἶναι

$$\varkappa = \varkappa_+ + \varkappa_- \tag{7}$$

Αἱ ἐξισώσεις 6 καὶ 7 μᾶς παρέχουν τὸ μέσον τοῦ προσδιορισμοῦ τοῦ συντελεστοῦ διασπάσεως α. Ἂν δηλ. εἶναι $\varkappa'$ ἡ εἰδ. ἀγωγιμότης τοῦ ἰσοδυνάμου διὰ διάλυμά τι καὶ $\varkappa$ ἡ εἰδ. ἀγωγιμότης τοῦ ἰσοδυνάμου διὰ διάλυμα ἀπείρως ἀραιόν, δεχόμενοι ὅτι τὰ $\varkappa_+$, $\varkappa_-$ εἶναι εἰς τὰς δύο περιπτώσεις τὰ αὐτὰ εὑρίσκομεν ἐκ τῶν ἐξ. 6 καὶ 7

$$\alpha = \frac{\varkappa'}{\varkappa}$$

Ἀλλ' ὁ συντελεστὴς α ἠμπορεῖ νὰ εὑρεθῇ καὶ ἐκ τῆς ὡσμωτικῆς πιέσεως καὶ τοῦ συντελεστοῦ i τοῦ Vant' Hoff κατὰ τὴν ἐξίσωσιν

$$\alpha = \frac{i - 1}{n + 1}$$

ὅπου n ὁ ἀριθμὸς τῶν ἰόντων εἰς τὰ ὁποῖα διασπᾶται τὸ μόριον (πρβλ. Τ. Α' § 401 ἐξίσ. 15).

Ἡ συμφωνία τῶν κατὰ τὰς δύο ταύτας μεθόδους εὑρισκομένων τιμῶν τοῦ α δι' ἀραιὰ διαλύματα ἀποδεικνύει τὴν ὀρθότητα τῶν περὶ τῶν ἠλεκτρολυτικῶν διαλυμάτων ἀντιλήψεων ἡμῶν.

Περιοριζόμεθα ἐνταῦθα εἰς τὴν σκιαγράφησιν ταύτην τῆς θεωρίας τοῦ Kohlrausch χωρὶς νὰ ἐκταθῶμεν περισσότερον.

ΣΗΜ. — Συνήθως ὑπὸ τὸ ὄνομα τῆς *εὐκινησίας* τῶν ἰόντων ἐννοοῦνται τὰ ποσὰ $\varkappa_+$, $\varkappa_-$. Ἐπροτιμήσαμεν ὅμως εἰς τὴν στοιχειώδη ταύτην ἔκθεσιν τῆς θεωρίας τοῦ Kohlrausch νὰ μεταβάλωμεν κάπως τὴν γενικῶς ἰσχύουσαν ὀνοματοθεσίαν.

§ 961. *Ἀριθμοὶ μεταφορᾶς.* Θεωροῦμεν ἠλεκτρολυτικὸν διάλυμα διὰ τοῦ ὁποίου διαβιβάζομεν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα μεταχειριζόμενοι ἠλεκτρόδια, ἐπὶ τῶν ὁποίων παραμένουν τὰ ἀποτιθέμενα ἀνιόντα καὶ κατιόντα.

Ὑποθέσωμεν ὅτι διεβιβάσαμεν διὰ τοῦ βολταμέτρου ποσότητα ἠλεκτρισμοῦ τόσην, ὥστε νὰ ἀποτεθῇ ἐπὶ τῶν ἠλεκτροδίων 1 γραμμοϊσοδύναμον ἀνιόντος καὶ κατιόντος. Ἐπειδὴ καὶ τὰ ἀνιόντα καὶ τὰ κατιόντα κινοῦνται ἐντὸς τοῦ διαλύματος κατ' ἀντιθέτους φοράς, εἰς μὲν τὸ περὶ τὴν ἄνοδον μέρος τοῦ ἠλεκτρολύτου προσῆλθον n_- γραμμοϊσοδύναμα ἀνιόντος ἀπῆλθον δὲ n_+ γραμμοϊσοδύναμα κατιόντος, εἰς δὲ τὸ περὶ τὴν κάθοδον μέρος τοῦ ἠλεκτρολύτου προσῆλθον μὲν n_+ γρομμοϊσοδύναμα κατιόντος, ἀπῆλθον δὲ n_- γραμμοϊσοδύναμα ἀνιόντος καὶ εἶναι

$$n_+ + n_- = 1. \tag{8}$$

Ἂν εἶναι v_+, v_- αἱ ταχύτητες, μὲ τὰς ὁποίας τὰ ἰόντα κινοῦνται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν πεδίου ἐντάσεως 1, ὑφίσταται προφανῶς ἡ σχέσις

$$n_+ : n_- = v_+ : v_-.$$

Εἰς τὴν ἄνοδον ἀπετέθη 1 γραμμοϊσοδύναμον ἀνιόντος, καὶ ἐπειδὴ προσῆλθον n_- γραμμοϊσοδύναμα, ἔχομεν ἔλλειμμα n_+ γραμμοϊσοδυνάμων ἀνιόντος

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὡς καὶ ἐπίσης n_+ γραμμοϊσοδυνάμων κατιόντος, τὰ ὁποῖα ἀπεμακρύνθησαν, ἤτοι ἐν ὅλῳ ἀφῃρέθησαν ἀπὸ τὸ περὶ τὴν ἄνοδον διάλυμα ἐν ὅλῳ n_+ γραμμομόρια ἠλεκτρολύτου. Ὁμοίως σκεπτόμενοι εὑρίσκομεν ὅτι ἀπὸ τὸν περὶ τὴν κάθοδον χῶρον ἀφῃρέθησαν n_- γραμμομόρια. Οἱ ἀριθμοὶ n_+ καὶ n_- ἠμποροῦν νὰ προσδιορισθοῦν διὰ χημικῆς ἀναλύσεως τοῦ περὶ τὰ ἠλεκτρόδια διαλύματος καὶ ὠνομάσθησαν ὑπὸ τοῦ Hittorf, ὁ ὁποῖος συστηματικῶς ἐξήτασε τὰ φαινόμενα ταῦτα, *ἀριθμοὶ μεταφορᾶς*. Ἐκ τῆς ἐξ. (8) βλέπομεν ὅτι ἀρκεῖ ἡ μέτρησις τοῦ ἑνὸς τῶν ἀριθμῶν τούτων διὰ νὰ εὑρεθῇ ὁ ἄλλος. Ἕνεκα τούτου ἠμποροῦμεν νὰ προσδιορίσωμεν τοὺς ἀριθμοὺς μεταφορᾶς διὰ μετρήσεως τῆς ποσότητος τοῦ ἀποτεθέντος κατιόντος καὶ τῆς ἐλαττώσεως τοῦ ἠλεκτρολύτου εἰς τὸ περὶ τὴν κάθοδον μέρος τοῦ διαλύματος χωρὶς νὰ ἀσχοληθῶμεν μὲ τὰς δευτερογενεῖς ἀντιδράσεις, αἱ ὁποῖαι τυχὸν παρατηροῦνται εἰς τὴν ἄνοδον.

Ὁ Hittorf μετεχειρίσθη διὰ τοὺς προσδιορισμοὺς τούτους πλείστας συσκευάς. Ἁπλουστάτη συσκευή, ἡ ὁποία ἠμπορεῖ πρὸς τοῦτο νὰ χρησιμεύσῃ, ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ποτήρια, ἐντὸς τῶν ὁποίων τίθεται τὸ διάλυμα καὶ τὰ ὁποῖα συγκοινωνοῦν διὰ σίφωνος. Εἰς τὸ ἓν τῶν ποτηρίων τίθεται ἡ ἄνοδος εἰς δὲ τὸ ἄλλο ἡ κάθοδος. Ἀφοῦ ἐπί τινα χρόνον διαβιβασθῇ ρεῦμα διὰ τῆς συσκευῆς, διακόπτομεν τὴν συγκοινωνίαν τῶν δύο ποτηρίων ἀπομακρύνοντες τὸν σίφωνα, προσδιορίζομεν διὰ ζυγίσεως τὰ ἀποτεθέντα ἐπὶ τῆς καθόδου γραμμοϊσοδύναμα, ἔστω N, καὶ τὸν ἀριθμὸν τῶν γραμμοϊσοδυνάμων τοῦ ἠλεκτρολύτου, τὰ ὁποῖα *λείπουν* ἀπὸ τὸ ποτήριον, ἔστω N_-. Εἶναι φανερὸν ὅτι ἀπὸ τὸ περιέχον τὴν ἄνοδον ποτήριον θὰ λείπουν $N_+ = 1 - N_-$ γραμμοϊσοδύναμα ἀνιόντος καὶ θὰ εἶναι

$$\frac{n_+}{1-n_+} = \frac{n_+}{n_-} = \frac{N_+}{N_-} = \frac{1-N_-}{N} .$$

Ἐκ τῶν οὕτω προσδιοριζομένων ἀριθμῶν μετσφορᾶς εὑρίσκομεν τὸν λόγον $u_+ : u_-$ κατὰ τὴν ἐξίσωσιν

$$u_+ : u_- = n_+ : n_- .$$

Αἱ ἐργασίαι τοῦ Hittorf (1853—1859), προγενέστεραι τῶν τοῦ Kohlrausch, ἀπέδειξαν ὅτι πράγματι εἰς τοὺς ἠλεκτρολύτας ὁ ἠλεκτρισμὸς *μεταφέρεται* ὑπὸ τῶν κινουμένων ἐντὸς τοῦ διαλύματος ἰόντων. Ὁ Hittorf εὑρίσκει διὰ τὸ ὑδροβρώμιον τοὺς ἀριθμοὺς $n_+ = 0{,}822$, $n_- = 0{,}178$ διὰ τὸ ὑδροχλώριον $n_+ = 0{,}681$ ἕως $0{,}790$, $n_- = 0{,}319$ ἕως $0{,}210$. Διὰ τὸ νιτρικὸν νάτριον $n_+ = 0{,}412$ ἕως $0{,}387$, $n_- = 0{,}588$ ἕως $0{,}613$. Τὸ εὐκινητότατον τῶν ἰόντων εἶναι τὸ $H^{\cdot}$ μετ' αὐτὸ δὲ ἔρχεται τὸ OH'.

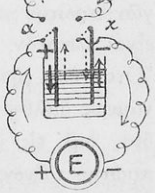
§ 962. *Ἀνακεφαλαίωσις*. Κατὰ τὰ ἀνωτέρω ἐκτεθέντα κατὰ τὴν δίοδον ρεύματος δι' ἠλεκτρολυτῶν ἔχομεν μεταφορὰν ἠλεκτρισμοῦ διὰ κινουμένων ὑλικῶν φορέων, τῶν ἰόντων, καὶ ἡ εἰδικὴ ἀγωγιμότης διαλύματός τινος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν εὐκινησίαν τῶν ἰόντων καὶ ἀπὸ τὸ πλῆθος αὐτῶν, τὸ ὁποῖον πάλιν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν περιεκτικότητα τοῦ διαλύματος καὶ ἀπὸ τὸν συντελεστὴν διασπάσεως. Αὐξανομένης τῆς θερμοκρασίας ἡ μὲν εὐκινησία τῶν ἰόντων γίνεται μεγαλυτέρα, καθὼς ἐν γένει καὶ ἡ διάσπασις αὐξάνεται. Πολλάκις ὅμως ἡ διάσπασις ἐλαττώνεται αὐξανομένης τῆς θερμοκρασίας καὶ οὕτω εἶναι δυνατὸν ὁ θερμικὸς συντελεστὴς τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως ἠλεκτρολύτου νὰ εἶναι θετικός, ὅπως εἰς τοὺς ἀγωγοὺς πρώτης τάξεως.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἐξάρτησις τῆς εἰδικῆς ἀγωγιμότητος ἀπὸ τὴν περιεκτικότητα τοῦ διαλύματος εἶναι πολύπλοκος διότι μεταβαλλομένης τῆς περιεκτικότητος μεταβάλλεται καὶ ὁ συντελεστὴς διασπάσεως. Διὰ τοῦτο εἶναι δυνατὸν ἀραιότερον διάλυμα νὰ εἶναι ἀγωγιμότερον πυκνοτέρου διαλύματος τοῦ αὐτοῦ ἠλεκτρολύτου, ὅταν ἕνεκα τῆς μεγαλυτέρας τιμῆς τοῦ συντελεστοῦ διασπάσεως ὁ ἀριθμὸς τῶν ἰόντων τῶν περιεχομένων εἰς τὴν μονάδα τοῦ ὄγκου εἶναι μεγαλύτερος εἰς τὸ ἀραιότερον διάλυμα.

§ 963. ***Πόλωσις τῶν ἠλεκτροδίων.*** Ἂν, διαθέτοντες πηγὴν σταθερᾶς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως ὀλίγων Volt, διαβιβάσωμεν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα διὰ βολταμέτρου καὶ δι' ἀμπερομέτρου παρακολουθοῦμεν τὴν ἔντασιν αὐτοῦ, παρατηροῦμεν ὅτι αὕτη μὲ τὴν πάροδον τοῦ χρόνου ἐλαττώνεται.

Ἐκ τοῦ θεμελιώδους τύπου τοῦ Ohm συνάγομεν ὅτι ἡ ἐλάττωσις αὕτη προέρχεται εἴτε ἀπὸ αὔξησιν τῆς ἀντιστάσεως τοῦ κυκλώματος εἴτε ἀπὸ ἐλάττωσιν τῆς ὅλης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως. Καὶ ἡ μὲν ἀντίστασις τοῦ βολταμέτρου μεταβάλλεται βεβαίως ἕνεκα τῆς ἠλεκτρολύσεως καὶ τῆς ἐκ ταύτης προερχομένης μεταβολῆς εἰς τὴν κατανομὴν τῆς περιεκτικότητος τοῦ διαλύματος, ἀλλ' ἡ μεταβολὴ αὕτη δὲν εἶναι ἱκανὴ νὰ ἐξηγήσῃ τὴν ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἢ καὶ τὴν τελείαν διακοπὴν αὐτοῦ. Τὸ αἴτιον πρέπει νὰ ἀναζητήσωμεν εἰς τὴν ἐλάττωσιν τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, εἰς τὴν ἐμφάνισιν δηλ. ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, ἀντιρρόπου πρὸς τὴν προκαλοῦσαν τὴν ἠλεκτρόλυσιν, τῆς ὁποίας ἕδρα δὲν ἠμπορεῖ νὰ εἶναι παρὰ τὸ βολτάμετρον.



Σχ. 641.

Τὴν ὕπαρξιν τῆς δευτερογενοῦς ταύτης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως δεικνύομεν διὰ τοῦ ἑξῆς πειράματος. Διαβιβάζομεν διὰ βολταμέτρου (σχ. 641) μὲ ἠλεκτρολύτην διάλυμα H_2SO_4, ἠλεκτρόδια δὲ ἐκ μολύβδου, ρεῦμα κατὰ τὴν φορὰν τῶν πλήρων βελῶν καὶ ἔπειτα διακόπτοντες τὴν σύνδεσιν τῶν ἠλεκτροδίων μὲ τοὺς ἀγωγοὺς τοῦ ρεύματος συνδέομεν αὐτὰ μὲ γαλβανόμετρον ἢ βολτόμετρον Β. Παρατηροῦμεν τότε ἀπόκλισιν ταχέως ἐλαττουμένην, ἡ φορὰ τῆς ὁποίας δεικνύει ὅτι τὸ νέον κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα κατὰ τὴν φορὰν τῶν στικτῶν βελῶν. Ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις δηλ. ἡ προκαλοῦσα τὸ ρεῦμα τοῦτο ἔχει

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φορὰν ἀντίθετον πρὸς τὴν ἀρχικήν, φθίνει δὲ ταχέως μὲ τὴν πάροδον τοῦ χρόνου.

Ἡ δευτερογενὴς αὕτη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ὀφείλεται εἰς τὰς μεταβολὰς αἱ ὁποῖαι συνοδεύουν τὴν διὰ τοῦ βολταμέτρου δίοδον τοῦ ρεύματος καὶ αἱ ὁποῖαι συνίστανται τὸ μὲν εἰς τὴν μεταβολὴν τῆς περιεκτικότητος ἢ καὶ τῆς χημικῆς συστάσεως τοῦ περὶ τὰ ἠλεκτρόδια ἠλεκτρολύτου, τὸ δέ, καὶ κυριώτερον, εἰς τὴν μεταβολὴν αὐτῶν τῶν ἠλεκτροδίων ὡς ἐκ τῆς ἀποθέσεως τῶν προϊόντων τῆς ἠλεκτρολύσεως καὶ τῶν δευτερογενῶν ἀντιδράσεων, αἱ ὁποῖαι τυχὸν τὴν συνοδεύουν.

Οὕτω διὰ νὰ διαβιβασθῇ ρεῦμα διὰ βολταμέτρου χρειάζεται μετὰ τὰς πρώτας στιγμὰς ἕνεκα τῆς ἀναπτυσσομένης ἀντιρρόπου ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως ἐντελῶς ὡρισμένη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, τῆς ὁποίας τὸ μέγεθος ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς φύσεως τοῦ ἠλεκτρολύτου καὶ τῶν ἠλεκτροδίων. Διὰ τοῦτο ἂν ἐντὸς τοῦ διαλύματος περιέχωνται διάφορα ἰόντα, π. χ. διάφορα μεταλλικὰ κατιόντα, δὲν ἀποτίθενται ὅλα μαζὶ εἰς τὴν κάθοδον, ἀλλὰ κατὰ σειρὰν (ἠλεκτρολυτικὸς χωρισμὸς τῶν κατιόντων).

Τὴν μεταβολὴν τῶν ἠλεκτροδίων, ἡ ὁποία ὀφείλεται εἰς τὴν δίοδον τοῦ ρεύματος καὶ προκαλεῖ τὴν δευτερογενῆ ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν ὀνομάζομεν *πόλωσιν*.

§ 964. ***Ἄρσις τῆς πολώσεως. Ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα.*** Ἡ πόλωσις παρατηρεῖται καὶ εἰς τὰ ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα, τὰς ἀλύσεις δηλ. ἀγωγῶν πρώτου καὶ δευτέρου εἴδους, εἰς τὰς ὁποίας, ὅταν τὸ κύκλωμα εἶναι κλειστόν, ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι διάφορος τοῦ μηδενός. Ὅταν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς *πρωτογενοῦς* ταύτης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως διέλθῃ διὰ τοῦ κυκλώματος ρεῦμα, ἐπέρχονται εἰς τὰ ἠλεκτρόδια, δηλ. εἰς τοὺς μὲ τὸν ἠλεκτρολύτην συγκοινωνοῦντας ἀγωγοὺς πρώτης τάξεως, τοιαῦται μεταβολαί, ὥστε ἀναπτύσσεται *δευτερογενὴς* ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἀντίρροπος πρὸς τὴν πρωτογενῆ, ἕνεκα τῆς ὁποίας ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ἐλαττώνεται. Ἡ πόλωσις εἶναι δυνατὸν νὰ ἀρθῇ ἀφ' ἑαυτῆς, ὅταν ἀφήσωμεν ἐπί τινα καιρὸν τὸ στοιχεῖον ἀνοικτὸν (δηλ. χωρὶς νὰ παρέχῃ ρεῦμα) διότι τὰ ἠλεκτρόδια δυνατὸν νὰ ἐπανέλθουν εἰς τὴν προτέραν αὐτῶν κατάστασιν, ἀλλὰ συνήθως αἴρομεν τὴν πόλωσιν προσθέτοντες οὐσίας, αἱ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὁποῖα διὰ δευτερογενῶν ἀντιδράσεων μὲ τὰ προϊόντα τῆς ἠλεκτρολύσεως ἐμποδίζουν τὴν μεταβολὴν τῶν ἠλεκτροδίων.

Στοιχεῖον Bunsen. Ἠλεκτρολύτης H_2SO_4. Ἠλεκτρόδια Zn καὶ ἄνθραξ. Τὸ θειϊκὸν ὀξὺ προσβάλλει τὸν ψευδάργυρον κατὰ τὴν ἐξίσωσιν (*) $Zn + H_2SO_4 = H_2 + ZnSO_4$ καὶ ὁ ψευδάργυρος χάνων θετικῶς φορτισμένα ἰόντα ἠλεκτρίζεται ἀρνητικῶς. Ἀρνητικὸς λοιπὸν πόλος εἶναι ὁ Zn θετικὸς δὲ ὁ ἄνθραξ.

Τὸ ἐπὶ τοῦ ἄνθρακος ἐκλυόμενον ὑδρογόνον ἐπιφέρει τὴν πόλωλωσιν αὐτοῦ. Πρὸς ἄρσιν τῆς πολώσεως χρειάζεται ὀξείδωσις τοῦ ὑδρογόνου. Ὁ Bunsen μετεχειρίσθη ὡς ὀξειδωτικὸν μέσον τὸ νιτρικὸν ὀξὺ καὶ κατεσκεύασε τὸ φερώνυμον αὐτοῦ στοιχεῖον ὡς ἑξῆς.

Ἐντὸς ὑαλίνου ἢ πηλίνου δοχείου τίθεται κυλινδρικὴ πλάξ ψευδαργύρου, ἐντὸς αὐτῆς πορῶδες πήλινον δοχεῖον καὶ ἐντὸς αὐτοῦ πρισματικὸν τεμάχιον ἄνθρακος σκληροῦ. Εἰς τὸ ἐξωτερικὸν δοχεῖον τίθεται ἀραιὸν διάλυμα H_2SO_4, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὑρίσκεται ὁ ψευδάργυρος, εἰς δὲ τὸ πορῶδες δοχεῖον τίθεται πυκνὸν νιτρικὸν ὀξύ, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εἶναι ἐμβαπτισμένος ὁ ἄνθραξ. Τὰ δύο ἠλεκτρολυτικὰ διαλύματα συγκοινωνοῦν διὰ τῶν πόρων τοῦ πορώδους δοχείου. Τὸ νιτρικὸν ὀξὺ ὀξειδώνει τὸ ἐπὶ τοῦ ἄνθρακος ἐκλυόμενον ὑδρογόνον διὰ τῶν πόρων τοῦ πορώδους δοχείου.

Ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις περίπου 1,9 Volt.

Στοιχεῖον Bunsen-Grenet. Ὁ Bunsen μετεχειρίσθη ἀντὶ τοῦ νιτρικοῦ ὀξέος καὶ διχρωμικὸν κάλιον ($K_2Cr_2O_7$) πρὸς ἄρσιν τῆς πολώσεως, μετεχειρίσθη δηλ. ὡς ἀγωγὸν δευτέρας τάξεως διάλυμα:

$$K_2Cr_2O_7 : H_2SO_4 : H_2O = 1 : 2 : 12$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην πορῶδες δοχεῖον δὲν χρειάζεται.

Ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις περίπου 2 Volt.

Τὰ στοιχεῖα τοῦ τύπου τούτου κατασκευάζονται συνήθως μὲ δοχεῖον εἰς σχῆμα σφαιρικῆς φιάλης καὶ ὀνομάζονται στοιχεῖα Grenet.

Στοιχεῖον Leclanché. Ἠλεκτρολύτης διάλυμα N_4HCl. Ἠλεκτρόδια Zn καὶ ἄνθραξ. Ἀρνητικὸς πόλος εἶναι ὁ Zn θετικὸς δὲ ὁ ἀν-

(*) Τὴν κατανάλωσιν τοῦ Zn εἰς τὸ *ἀνοικτὸν* στοιχεῖον ἀποφεύγομεν καλύπτοντες τὸν Zn διὰ στρώματος ἀμαλγάματος, τρίβοντες δηλ. τὴν ἐπιφάνειαν αὐτοῦ μὲ ὑδράργυρον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

θραξ. Εἰς τὸν ἀρνητικὸν πόλον τὸ Cl προσβάλλει τὸν ψευδάργυρον, εἰς δὲ τὸν θετικὸν ἐκλύεται Η π. χ. κατὰ τὴν ἀντίδρασιν

$$NH_4 + H_2O = NH_4OH + H$$

Τὸ Η ὀξειδώνεται δι' ὑπεροξειδίου τοῦ μαγγανίου (MnO_2), τὸ ὁποῖον εὑρισκόμενον ἐντὸς σάκκου ἢ πορώδους δοχείου περιβάλλει τὸν ἄνθρακα. Ἡ ὀξειδωτικὴ ἐπίδρασις τοῦ στερεοῦ MnO_2 εἶναι βραδεῖα καὶ διὰ τοῦτο μεταχειριζόμεθα τὰ στοιχεῖα ταῦτα ὅταν μεταξὺ τῶν διαδοχικῶν χρήσεων ὑπάρχῃ ἀρκετὸς χρόνος διὰ νὰ ἐπιδράσῃ τὸ MnO_2 ἐπὶ τοῦ Η, π. χ. εἰς τοὺς ἠλεκτρικοὺς κώδωνας.

Ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις περίπου 1,5 Volt.

Στοιχεῖον Daniel. Ἠλεκτρολύται $ZnSO_4$, $CuSO_4$, ἠλεκτρόδια Zn, Cu. Ὁ Zn εἶναι ὁ ἀρνητικὸς πόλος.

Τὸ στοιχεῖον ἀποτελεῖται ἀπὸ πήλινον ἢ ὑάλινον δοχεῖον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου τίθεται πλὰξ κυλινδρικὴ ἐκ Zn. Ἐντὸς αὐτῆς τίθεται πήλινον πορῶδες δοχεῖον καὶ ἐντὸς αὐτοῦ ράβδος Cu. Εἰς τὸ ἐξωτερικὸν δοχεῖον τίθεται διάλυμα $ZnSO_4$ εἰς δὲ τὸ ἐσωτερικὸν πορῶδες δοχεῖον τίθεται διάλυμα $CuSO_4$. Οἱ δύο ἠλεκτρολύται συγκοινωνοῦν διὰ τῶν πόρων τοῦ δοχείου.

Εἰς τὸν ἀρνητικὸν πόλον ὁ Zn ἑνώνεται μὲ τὸ ἀνιὸν SO_4 εἰς δὲ τὸν θετικὸν ἀποτίθεται Cu. Πόλωσις δὲν ὑπάρχει.

Ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις περίπου 1 Volt.

§ 965. ***Ξηρὰ στοιχεῖα. Στήλη τοῦ Zamboni.*** Ὀνομάζονται ξηρὰ στοιχεῖα τὰ στοιχεῖα, εἰς τὰ ὁποῖα τὸ ἠλεκτρολυτικὸν διάλυμα συγκρατεῖται ὑπὸ πορώδους σώματος, ὅπως π. χ. ὁ ἀμίαντος, ὁ ὑαλοβάμβαξ, ἡ ἄμμος, ρινήματα ξύλου κ. λ. Εἰς τὰ ξηρὰ στοιχεῖα ὁ θετικὸς πόλος ἀποτελεῖται ἀπὸ ἄνθρακα, ὁ ἀρνητικὸς ἀπὸ ψευδάργυρον, ὁ ὁποῖος χρησιμεύει καὶ ὡς δοχεῖον, πρὸς ἄρσιν δὲ τῆς πολώσεως χρησιμεύει τὸ ὑπεροξείδιον τοῦ μαγγανίου.

Ἄξια ἰδιαιτέρας μνείας εἶναι τὰ ξηρὰ στοιχεῖα, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦνται ἀπὸ δύο κυκλικοὺς δίσκους χάρτου τοῦ φερομένου εἰς τὸ ἐμπόριον ὡς ἐπιχρύσου (Cu+Zn) ἢ ἐπαργύρου (Zn+Sn), οἱ ὁποῖοι ἐπικολλῶνται ἐπ' ἀλλήλων, οὕτως ὥστε τὰ φέροντα τὸ μεταλλικὸν ἐπίχρισμα μέρη νὰ εἶναι πρὸς τὰ ἔξω. Ὡς ἀγωγὸς δευτέρου εἴδους χρησιμεύει τὸ ἴχνος τοῦ ὕδατος, τὸ ὁποῖον περιέχεται εἰς τὸν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής.

χάρτην, καὶ ἐντὸς τοῦ ὁποίου ὑπάρχουν ἐν διαλύσει διάφορα ἅλατα, τὰ ὁποῖα πάντοτε περιέχονται εἰς τὴν μᾶζαν τοῦ χάρτου. Χιλιάδες τοιούτων στοιχείων μὲ κεντρικὴν ὀπὴν ἐπιτίθενται ἐπ' ἀλλήλων περὶ ράβδον ἐβονίτου, ἡ ὁποία χρησιμεύει ὡς στήριγμα, καὶ ἀποτελοῦν τὴν καλουμένην *στήλην τοῦ Zamboni.*

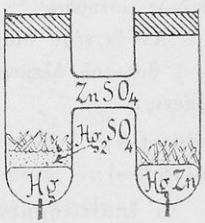
Ἡ στήλη τοῦ Zamboni χρησιμεύει ὁσάκις χρειαζόμεθα ἐλαχίστας ποσότητας ὑπὸ μεγάλην τάσιν ἠλεκτρισμοῦ, ὅπως π. χ. διὰ τὴν φόρτισιν ἠλεκτροσκοπίων. Ἔπειτα ἀπὸ ἑκάστην χρῆσιν πρέπει ἡ στήλη νὰ *ἀναπαυθῇ* διὰ νὰ φορτισθοῦν ἐκ νέου οἱ ἄκροι δίσκοι.

§ 966. ***Πρότυπα στοιχεῖα.*** Ὀνομάζονται *πρότυπα στοιχεῖα* τὰ στοιχεῖα ἐκεῖνα, τὰ ὁποῖα κατασκευαζόμενα κατὰ ἐντελῶς ὡρισμένους κανόνας παρουσιάζουν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν σταθερὰν δι' ἑκάστην θερμοκρασίαν. Ἀναφέρομεν ὡς τοιαῦτα:

Τὸ στοιχεῖον Clarke (σχ. 642): Pt—Hg—στερεὸς Hg_2OS_4—Κρύσταλλοι $ZnSO_4$ καὶ κεκορεσμένον διάλυμα $ZnSO_4$—Ἀμάλγαμα Zn—Pt. καὶ τὸ στοιχεῖον Weston, τὸ ὁποῖον ἀντὶ $ZnSO_4$ καὶ Zn ἔχει $CdSO_4$ καὶ Cd.

Ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῶν στοιχείων αὐτῶν εἰς Volt παρέχεται ἀπὸ τὸν ἑξῆς πίνακα

	Clarke	*Weston*
0^0	1,4492	1,0191
5_0	1,4441	1,0190
10^0	1,4386	1,0189
15^0	1,4328	1,0188
20^0	1,4267	1,0186
25^0	1,4203	1,0184



Σχ. 642.

§ 967. ***Δευτερογενῆ στοιχεῖα. Συσσωρευταί.*** Τὴν ἐκ τῆς πολώσεως τῶν ἠλεκτροδίων δευτερογενῆ ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν χρησιμοποιοῦμεν πρὸς παραγωγὴν ἠλεκτρικοῦ ρεύματος εἰς τὰ λεγόμενα δευτερογενῆ ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα ἢ τοὺς συσσωρευτάς, συστήματα δηλ. ἐκ δύο ἠλεκτροδίων καὶ ἑνὸς ἠλεκτρολύτου, εἰς τὰ ὁποῖα διὰ τῆς διαβιβάσεως ἠλεκτρικοῦ ρεύματος προκαλοῦμεν χημικὰς μεταβολάς, ἐκ τῶν ὁποίων προέρχεται ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις. Εἰς τὰ δευτερο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

γενῆ στοιχεῖα ἡ ἐνέργεια τοῦ ἐπιδρῶντος ρεύματος ἀποθηκεύεται κατὰ τὴν *φόρτισιν* ἢ *πλήρωσιν* ὑπὸ χημικὴν μορφὴν καὶ ἀποδίδεται πάλιν ὑπὸ ἠλεκτρικὴν μορφὴν κατὰ τὴν ἐκκένωσιν. Οἱ πρῶτοι συσσωρευταὶ κατεσκευάσθησαν ὑπὸ τοῦ Planté μὲ ἠλεκτρόδια ἐκ μολύβδου καὶ ἠλεκτρολύτην πυκνὸν θειϊκὸν ὀξὺ (22 Beaumé).

Ἂν διὰ τοιούτου στοιχείου διαβιβάσωμεν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, εἰς μὲν τὴν κάθοδον (—) τὸ ἐκλυόμενον Η ἀνάγει τὰ τυχὸν ὑπάρχοντα ὀξείδια τοῦ μολύβδου, εἰς δὲ τὴν ἄνοδον (+) σχηματίζεται ὑπεροξείδιον τοῦ μολύβδου κατὰ τὴν ἐξίσωσιν

$$2SO_4 + 2H_2O + Pb = 2H_2SO_4 + PbO_2$$

Ἂν ἑνώσωμεν δι' ἀγωγοῦ τὰ δύο ἠλεκτρόδια, διέρχεται δι' αὐτοῦ ρεῦμα ἐκ τῆς πρώην ἀνόδου πρὸς τὴν κάθοδον, τὸ ὁποῖον ἐντὸς τοῦ ἠλεκτρολύτου ἔχει τὴν διεύθυνσιν ἐκ τῆς πρώην καθόδου πρὸς τὴν ἄνοδον. Εἰς τὸ ἠλεκτρόδιον λοιπόν, τὸ ὁποῖον ἐσημειώσαμεν μὲ τὸ σημεῖον (+) ἐκλύεται τώρα ὑδρογόνον, εἰς δὲ τὸ ἠλεκτρόδιον (—) ἐκλύεται SO_4 καὶ ἐπομένως ἔχομεν τὰς ἀντιδράσεις:

Θετικὸς πόλος: $H_2 + PbO_2 + H_2SO_4 = PbSO_4 + 2H_2O$

Ἀρνητικὸς πόλος: $SO_4 + Pb = PbSO_4$

Κατὰ τὴν ἐκκένωσιν σχηματίζεται εἰς ἀμφότερα τὰ ἠλεκτρόδια θειϊκὸς μόλυβδος.

Ἂν ἐκ νέου διαβιβάσωμεν ρεῦμα μὲ κατεύθυνσιν ἐκ τοῦ πόλου (+) διὰ τοῦ ἠλεκτρολύτου πρὸς τὸν πόλον (—), ἔχομεν τὰς ἀντιδράσεις:

πόλος (+): $SO_4 + 2H_2O + PbSO_4 = 2H_2SO_4 + PbO_2$

πόλος (—): $H_2 + PbSO_4 = H_2SO_4 + Pb$

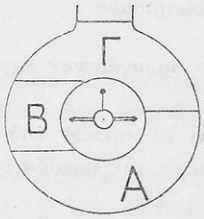
Δι' ἐπανειλημμένων πληρώσεων καὶ κενώσεων μορφώνονται τὰ ἠλεκτρόδια, παράγεται δηλ. ἐπ' αὐτῶν σπογγῶδες στρῶμα μολύβδου μὲν εἰς τὸν ἀρνητικὸν πόλον, ὑπεροξειδίου δὲ τοῦ μολύβδου εἰς τὸν θετικόν. Σήμερον τὰ ἠλεκτρόδια τῶν συσσωρευτῶν ἀποτελοῦνται συνήθως ἀπὸ μολυβδίνας πλάκας εἰς σχῆμα κηρήθρας, εἰς τὰς ὀπὰς τῶν ὁποίων τίθεται μῖγμα ἀποτελούμενον ἀπὸ ὀξείδια μολύβδου καὶ ἀδρανεῖς οὐσίας, π. χ. κόνιν πορσελάνης (Faure). Κατὰ τὴν μόρφωσιν τῶν πλακῶν τὰ ὀξείδια ταῦτα εἰς μὲν τὴν ἀρνητικὴν ἀνάγονται εἰς σπογγώδη μόλυβδον, εἰς δὲ τὴν θετικὴν μεταβάλ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

λονται εἰς ὑπεροξείδιον τοῦ μολύβδου. Κατὰ τὴν πλήρωσιν συνδέομεν τὴν θετικὴν πλάκα τοῦ συσσωρευτοῦ μὲ τὸν θετικὸν πόλον τῆς πηγῆς, κατὰ δὲ τὴν ἐκκένωσιν παράγεται ρεῦμα, τὸ ὁποῖον εἰς τὸν ἐξωτερικὸν ἀγωγὸν ἔχει φορὰν ἐκ τῆς θετικῆς πλακὸς πρὸς τὴν ἀρνητικήν. Ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῶν μολυβδίνων συσσωρευτῶν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν πυκνότητα τοῦ ὀξέος, εἶναι δὲ κατά τι ἀνωτέρα τῶν 2 Volt. Ἡ σταθερότης τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως καὶ ἡ μικρὰ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις εἶναι τὰ σπουδαιότατα προσόντα τῶν συσσωρευτῶν.

Ἀναφέρομεν ἀκόμη τὸν συσσωρευτὴν τοῦ Edison μὲ ἠλεκτρολύτην πυκνὸν διάλυμα KOH, θετικὸν πόλον ἐξ ὑπεροξειδίου τοῦ Νικελίου καὶ ἀρνητικὸν ἐκ σιδήρου.

§ 968. ***Κυκλώματα ἐκ μόνων ἠλεκτρολυτῶν.*** Εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους εἴδομεν ὅτι διὰ νὰ ἔχωμεν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν διάφορον τοῦ μηδενὸς εἰς κλειστὸν κύκλωμα πρέπει νὰ ὑπάρχῃ εἰς τοὐλάχιστον ἀγωγὸς δευτέρας τάξεως. Ἀλλὰ καὶ ἂν μόνον ἀγωγοὶ δευτέρας τάξεως, τοὐλάχιστον τρεῖς, ἀποτελοῦν τὸ κύκλωμα ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι ἐν γένει διάφορος τοῦ μηδενός.



Σχ. 643.

Τοῦτο δεικνύομεν διὰ τῆς ἑξῆς συσκευῆς. Εἰς δακτυλιοειδῆ ὑαλίνην φιάλην (σχ. 643) θέτομεν τρία ἠλεκτρολυτικὰ διαλύματα, προσέχοντες νὰ μὴ ἀναμιχθοῦν, π. χ. πρῶτον τὸ Α, ἔπειτα τὸ Β καὶ τελευταῖον τὸ Γ. Ὅταν τὸ διάλυμα Γ ἀποκαταστήσῃ τὴν ἠλεκτρικὴν συγκοινωνίαν μεταξὺ τοῦ Α καὶ τοῦ Β, παρατηροῦμεν ὅτι μαγνητικὴ βελόνη, κρεμαμένη εἰς τὸ διάκενον τῆς φιάλης ἀποκλίνει.

Εἰς τὴν διάταξιν ταύτην, ἂν καὶ ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐν γένει δὲν εἶναι μεγάλη, τὸ ρεῦμα εἶναι ἀρκετὰ ἰσχυρόν, διότι ἡ ἀντίστασις εἶναι πολὺ μικρὰ καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἀπόκλισις τῆς βελόνης, διὰ τῆς κατοπτρικῆς μάλιστα μεθόδου, γίνεται εὐκόλως ἀντιληπτή.

ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

§ 969. ***Νόμος τοῦ Joule.*** Εἰς τοὺς ἀγωγοὺς τοὺς διαρρεομένους ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα ἀναπτύσσεται θερμότης, τῆς ὁποίας τὸ ποσὸν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ τὴν ἀντίσασταν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τοῦ ἀγωγοῦ, καὶ ἀπὸ τὸν χρόνον. Τὰ φαινόμενα ταῦτα ἠρεύνησε πειραματικῶς ὁ Joule, ὁ ὁποῖος εὗρεν ὅτι ἡ θερμότης Θ ἡ ἀναπτυσσομένη εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀντίστασιν καὶ πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως, ἤτοι εἶναι

$$\Theta = \alpha i^2 r$$

ὅπου α εἶναι σταθερὸς συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὰς μονάδας.

Τὸν πειραματικὸν νόμον τοῦ Joule ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν θεωρητικῶς ἐκ τῶν μέχρι τοῦδε ἐκτεθέντων ὡς ἑξῆς.

Ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τοῦ δυναμικοῦ ἔπεται ὅτι, ἂν ποσότης ἠλεκτρισμοῦ Q κινηθῇ ἀπὸ τὸ δυναμικὸν V_1 εἰς τὸ δυναμικὸν V_2, θὰ παραχθῇ ἔργον

$$W = Q(V_1 - V_2)$$

Ἔστω τώρα ἀγωγὸς διαρρεόμενος ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i καὶ τοῦ ὁποίου ἡ ἀντίστασις εἶναι r μεταξὺ δύο σημείων, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ $V_1 - V_2 = V$.

Εἰς χρόνον t διέρχεται διὰ τῆς τομῆς τοῦ ἀγωγοῦ ποσότης ἠλεκτρισμοῦ

$$Q = it$$

τὸ παραγόμενον ἔργον εἶναι

$$W = tiV$$

καὶ τὸ πηλίκον τοῦ ἔργου διὰ τοῦ χρόνου, ἴσον ἀριθμητικῶς πρὸς τὸ εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου παραγόμενον ἔργον, εἶναι

$$w = iV, \tag{1}$$

Ἀλλὰ κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm εἶναι

$$V = ir$$

καὶ ἑπομένως ἡ ἐξίσωσις (1) γίνεται

$$w = i^2 r \tag{2}$$

ἢ

$$w = \frac{V^2}{r}, \tag{3}$$

Τὸ ἔργον, προερχόμενον ἐκ τῆς πηγῆς τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, π. χ. ἐξ ἠλεκτρικῆς στήλης, θὰ ἀναφανῇ ὑπὸ μορφὴν *θερμότητος* ἀναπτυσσομένης εἰς τὸν ἀγωγὸν ἐκ τῆς διόδου τοῦ ρεύματος.

Ἂν μετροῦμεν τὴν ἔντασιν εἰς Ampère, τὴν ἀντίστασιν εἰς Ohm καὶ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς Volt, τὸ w παρέχεται ἀπὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὰς ἓξ. 1, 2, 3 εἰς Joule κατὰ δευτερόλεπτον ἤτοι εἰς Watt (πρβλ. Τ. Α΄, § 71).

Ἐπειδὴ εἶναι

$$1 \text{ Joule} = 10^7 \text{ erg} = \frac{1}{9{,}81} \text{ kg}^* \text{m}$$

$$1 \text{ Cal} = 426{,}7 \text{ kg}^* \text{m}$$

ἔπεται

$$1 \text{ Joule} = \frac{1}{9{,}81 \cdot 426{,}7} \text{ Cal} = \frac{1}{4186} \text{ Cal}$$

$$1 \text{ Watt} = \frac{1}{4186} \text{ Cal/Sec}$$

καὶ ἑπομένως διὰ νὰ εὕρωμεν τὰς κατὰ δευτερόλεπτον παραγομένας θερμίδας πρέπει νὰ πολλαπλασιάσωμεν τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως, ἐκφραζομένης εἰς Ampère, ἐπὶ τὴν ἀντίστασιν, ἐκφραζομένην εἰς Ohm, καὶ νὰ διαιρέσωμεν διὰ τοῦ 4186.

§ 970. ***Ἠλεκτρικὴ κατανάλωσις. Ἠλεκτρικὴ ἰσχύς. Ἠλεκτρικὸν ἔργον.*** Ἡ ποσότης

$$w = iV$$

παριστᾷ τὴν ἐνέργειαν, τὴν ὁποίαν ὁ ἀγωγὸς λαμβάνει ἀπὸ τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου, καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν αὐτὴν *ἠλεκτρικὴν κατανάλωσιν*.

Ἡ αὐτὴ ποσότης, θεωρουμένη ὡς πρὸς τὴν παρέχουσαν τὴν ἐνέργειαν πηγήν, παριστᾷ τὴν *ἰσχὺν* (πρβλ. Τ. Α΄ § 71), τὸ πηλίκον δηλ. τῆς παρεχομένης ἐνεργείας διὰ τοῦ χρόνου.

Ἡ ἐνέργεια, τὴν ὁποίαν ὁ ἀγωγὸς λαμβάνει εἰς χρόνον t, εὑρίσκεται διὰ πολλαπλασισμοῦ τοῦ w ἐπὶ t.

Ἡ ἐνέργεια αὕτη δυνατὸν νὰ μεταβάλλεται εἰς μηχανικὸν ἔργον, ὅπως κατωτέρω θὰ ἴδωμεν, ἢ νὰ χρησιμοποιῆται πρὸς παραγωγὴν ἠλεκτρικῶν ρευμάτων εἰς ἄλλους ἀγωγούς. Εἰς τὰς περιπτώσεις ταύτας ἀναπτύσσονται εἰς τὸν ἀγωγὸν ἠλεκτρεγερτικαὶ δυνάμεις, ἐκ τῶν ὁποίων ἡ ἀντίστασις αὐτοῦ *φαινομενικῶς* αὐξάνεται. Ἂν δηλ. εἶναι **E** ἡ ἀναφαινομένη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἀντίθετος πρὸς τὴν **V**, θὰ εἶναι κατὰ τὸν πρῶτον κανόνα τοῦ Kirchhoff

$$ir = V - E$$

Ἂν δὲν ὑπῆρχεν ἡ ἀντίθετος ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις E, διὰ νὰ ἔχωμεν ἔντασιν i ὑπὸ διαφορὰν δυναμικοῦ V, θὰ ἔπρεπεν ἡ ἀντίστασις τοῦ ἀγωγοῦ νὰ εἶναι

$$R = \frac{V}{i} = r + \frac{E}{i}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ποσότης E/i εἶναι ἡ *φαινομενικὴ αὔξησις* τῆς ἀντιστάσεως ἡ δὲ r εἶναι ἡ *ὠμειος* ἀντίστασις.

Κατὰ τὴν ἐξ. (2) ἡ παραγομένη θερμότης ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ τὴν ὠμειον ἀντίστασιν τοῦ ἀγωγοῦ ἐνῶ ἡ ἠλεκτρικὴ κατανάλωσις ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φαινομένην ἀντίστασιν. Οὕτω π. χ. ὅταν διαβιβάζωμεν ρεῦμα διὰ κινητῆρος ἠλεκτρικοῦ, ἡ μὲν κατανάλωσις ἰσοῦται πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὴν διαφορὰν τοῦ δυναμικοῦ εἰς τοὺς ἀκροδέκτας τοῦ κινητῆρος, τὸ δὲ ποσὸν ἐνεργείας τὸ μεταβαλλόμενον κατὰ δευτερόλεπτον εἰς θερμότητα ἰσοῦται πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὴν ὠμειον ἀντίστασιν τῶν ἀγωγῶν τοῦ κινητῆρος. Ἡ διαφορὰ τῶν δύο ποσῶν ἰσοῦται πρὸς τὸ ὑπὸ τοῦ κινητῆρος εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου παραγόμενον ἔργον, δηλ. πρὸς τὴν ἰσχὺν αὐτοῦ. Καὶ τοῦ ἔργου τούτου μέρος μεταβάλλεται ἕνεκα τῶν τριβῶν εἰς θερμότητα.

§ 971. ***Πρακτικαὶ ἐφαρμογαί.*** Τὴν ὑπὸ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος παραγομένην θερμότητα, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν πολλάκις θερμότητα τοῦ Joule, χρησιμοποιοῦμεν πρακτικῶς κατὰ ποικίλους τρόπους εἴτε πρὸς θέρμασιν, ὅπως π. χ. εἰς τοὺς ἠλεκτρικοὺς κλιβάνους, τὰς ἠλεκτρικὰς θερμάστρας ἢ τὰς ἠλεκτρικῶς θερμαινομένας χύτρας, εἴτε πρὸς φωτισμόν, ὅπως εἰς τοὺς λαμπτῆρας πυρακτώσεως, εἰς τοὺς ὁποίους σύρμα ἐκ δυστήκτου μετάλλου (π. χ. Βολφραμίου) εὑρισκόμενον ἐντὸς ὑαλίνου δοχείου εἴτε κενοῦ ἀέρος εἴτε περιέχοντος ἀδιάφορον ἀέριον (π. χ. ἄζωτον) πυρακτώνεται ὑπὸ τοῦ διερχομένου ρεύματος μέχρι φωτοβολίας.

Τὴν θερμότητα τοῦ Joule πρέπει νὰ λαμβάνωμεν ὑπ' ὄψιν κατὰ τὴν ἐκλογὴν τῶν ἀγωγῶν, διὰ τῶν ὁποίων θὰ διαβιβασθῇ ρεῦμα, διότι, ἂν ἡ τομὴ τῶν ἀγωγῶν εἶναι δυσαναλόγως μικρὰ ὡς πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ἡ θερμοκρασία εἶναι δυνατὸν νὰ ἀνέλθῃ ἕνεκα τῆς παραγομένης θερμότητος μέχρι τοιούτου βαθμοῦ, ὥστε νὰ καταστραφοῦν τὰ κυκλώματα. Ἀσφαλίζομεν τὰ κυκλώματα κατὰ τῶν κινδύνων τούτων παρενθέτοντες σύρματα μολύβδινα, τὰ ὁποῖα, ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος γίνῃ μεγαλυτέρα τῆς ἐπιτρεπομένης, τήκονται. Οὕτω διακόπτεται τὸ ρεῦμα πρὶν προξενήσῃ εἰς τὰ κυκλώματα καὶ τὰ μετρητικὰ ὄργανα ἢ τὰς συσκευὰς ἀνεπανορθώτους ζημίας.

Ἐπειδὴ ἡ παραγομένη θερμότης δι' ὡρισμένην ἔντασιν τοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀντίστασιν τῶν ἀγωγῶν, ἔπεται ὅτι ἠμποροῦμεν νὰ λάβωμεν τὰ ἀγωγὰ σύρματα τόσον λεπτότερα, ὅσον ἀγωγιμότερον εἶναι τὸ μέταλλον αὐτῶν. Διὰ τοῦτο κατὰ προτίμησιν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

χρησιμοποιεῖται ὁ χαλκὸς πρὸς κατασκευὴν ἠλεκτρικῶν ἀγωγῶν, ἐπειδὴ ἔχει πολὺ μικρὰν εἰδικὴν ἀντίστασιν. Ἐπίσης ἠμποροῦμεν νὰ λάβωμεν λεπτοτέρους τοὺς ἀγωγούς, ὅταν φροντίσωμεν νὰ ἀποχετεύεται ἡ παραγομένη θερμότης, π. χ. διὰ καλοῦ ἀερισμοῦ.

Εἰς τοὺς ὑπεραγωγοὺς (§ 954), ἐπειδὴ ἡ ἀντίστασις εἶναι πρακτικῶς ἴση πρὸς μηδέν, δὲν ἀναπτύσσεται αἰσθητὴ θερμότης καὶ ἂν ἀκόμη ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι πολὺ μεγάλη. Οὕτω ὁ Kammerlingh Onnes διεβίβασε διὰ λεπτοτάτων ὑπεραγωγῶν συρμάτων ἐξ ὑδραργύρου ρεύματα ἐντάσεως πολλῶν Ampère (700 A/mm²) χωρὶς νὰ παρατηρήσῃ παραγωγὴν θερμότητος.

§ 972. ***Ἠλεκτρομαγνητικαὶ καὶ πρακτικαὶ μονάδες ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ, διαφορᾶς δυναμικοῦ, ἀντιστάσεως, ἠλεκτρικῆς ἰσχύος ἢ καταναλώσεως, ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας.***

Ποσότης ἠλεκτρισμοῦ. Ἀφοῦ ἐκ τοῦ νόμου τῶν Biot καὶ Savart ὡρίσθη ἡ μονὰς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος (§ 940) ὁρίζεται ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς CGS τῆς ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ ὡς ἴση πρὸς τὴν ποσότητα τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, ἡ ὁποία διέρχεται εἰς ἓν δευτερόλεπτον διὰ τῆς τομῆς ἀγωγοῦ διαρρεομένου ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως ἴσης πρὸς τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴν μονάδα.

Πρακτικὴ μονὰς ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ εἶναι τὸ Coulomb, ἴσον πρὸς τὸ $^1/_{10}$ τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς μονάδος.

Διαφορὰ δυναμικοῦ. Ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς CGS διαφορᾶς δυναμικοῦ εἶναι ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ δύο σημείων, ἐκ τοῦ ἑνὸς τῶν ὁποίων ἂν μετατεθῇ εἰς τὸ ἄλλο ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς τῆς ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ, παράγεται ἔργον ἴσον πρὸς 1 erg.

Πρακτικὴ μονὰς τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ εἶναι τὸ Volt, ἴσον πρὸς 10^8 ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας.

Ἀντίστασις. Ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς CGS ἀντιστάσεως εἶναι ἡ ἀντίστασις ἀγωγοῦ, ὁ ὁποῖος διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως ἴσης πρὸς τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴν μονάδα, ὅταν εἰς τὰ πέρατα αὐτοῦ ὑπάρχῃ διαφορὰ δυναμικοῦ ἴση πρὸς τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴν μονάδα.

Πρακτικὴ μονὰς ἀντιστάσεως εἶναι τὸ Ohm, ἴσον πρὸς 10^9 ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας.

Ἰσχύς.—Κατανάλωσις. Μονὰς ἠλεκτρομαγνητικῆς καταναλώσεως εἰς τὸ σύστημα CGS εἶναι ἡ κατανάλωσις εἰς ἀγωγόν, ὁ ὁποῖος

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως ἴσης πρὸς τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴν μονάδα καὶ εἰς τὰ πέρατα τοῦ ὁποίου ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἶναι ἴση πρὸς τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴν μονάδα. Ἡ μονὰς αὕτη τῆς καταναλώσεως εἶναι ἴση πρὸς $1\,\frac{\text{erg}}{\text{sec}}$.

Πρακτικὴ μονὰς καταναλώσεως εἶναι τὸ Watt, ἴσον πρὸς τὴν κατανάλωσιν εἰς ἀγωγὸν διαρρεόμενον ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως ἑνὸς Ampère καὶ εἰς τὰ πέρατα τοῦ ὁποίου ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἶναι ἴση πρὸς 1 Volt. Τὸ Kilowatt (Kw) ἰσοῦται πρὸς 1000 Watt.

Ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια. Ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς ἐνεργείας εἶναι τὸ erg.

Πρακτικαὶ μονάδες (πρβλ. Τ. Α', § 71).

1 Joule $= 1$ Watt $\times$ 1 sec $= 10^7$ erg

1 Kilo-Joule $= 1$ Kw $\times$ 1 sec $= 10^{10}$ erg

1 Kwh (ὡριαῖον Kw) $= 1$ Kw $\times 3600$ sec $= 3{,}6 \times 10^{13}$ erg.

§ 973. ***Διαστάσεις ἠλεκτρομαγνητικῶν ποσῶν.***

Ἔντασις ρεύματος. Ἐκ τοῦ νόμου τῶν Biot καὶ Savart (§ 940 ἐξ. 9) λαμβάνομεν

$$i = \frac{Fr^2}{s\,m\,\eta\mu\theta}$$

ὅπου F εἶναι δύναμις, r μῆκος, s μῆκος, m ποσότης μαγνητισμοῦ. Τὸ ημ θ εἶναι ἄνευ διαστάσεων. Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης εὑρίσκομεν

$$[i] = L^{\frac{1}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-1}$$

Ποσότης ἠλεκτρισμοῦ Ἡ ποσότης ἠλεκτρισμοῦ εἶναι ἴση μὲ τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὸν χρόνον. Ἑπομένως εἶναι

$$[Q] = L^{\frac{1}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}$$

Διαφορὰ δυναμικοῦ. Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ ἔχει τὰς διαστάσεις ἔργου διὰ ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ, καὶ ἑπομένως εἶναι

$$[V] = L^{\frac{3}{2}}\ M^{\frac{1}{2}}\ T^{-2}$$

Ἀντίστασις. Ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τῆς ἀντιστάσεως (§ 942 ἐξ. 4) εὑρίσκομεν

$$[R] = L\,T^{-1}$$

Κατανάλωσις. Ἔχει τὰς διαστάσεις ἔργου διὰ χρόνου, ἤτοι

$$L^2\,M\,T^{-3}$$

Ἐνέργεια. Αἱ διαστάσεις αὐτῆς εἶναι

$$L^2\,M\,T^{-2}$$

ΘΕΡΜΟΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ

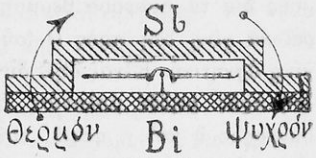
§ 974. ***Θερμοηλεκτρικὰ ρεύματα. Θερμοηλεκτρικὰ στοιχεῖα.*** Κατὰ τὸν νόμον τοῦ Volta (§ 937) ὅταν κύκλωμα κλειστὸν ἀποτελῆται ἀπὸ ἀγωγοὺς πρώτης τάξεως μόνον, ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύνα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μις ἰσοῦται πρὸς μηδὲν ἐφ' ὅσον ἡ θερμοκρασία εἶναι παντοῦ ἡ αὐτή. Ἂν ὅμως ἡ θερμοκρασία διαφόρων ἐπαφῶν εἶναι διάφορος, εἶναι δυνατὸν ἡ συνισταμένη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις νὰ εἶναι διάφορος τοῦ μηδενὸς καὶ ἑπομένως νὰ διαρρέῃ τὸ κύκλωμα ἠλεκτρικὸν ρεῦμα.

Ὅτι τοῦτο πραγματικῶς συμβαίνει ἀπέδειξεν ὁ Seebeck (1821).

Τὰ ρεύματα, τὰ ὁποῖα παράγονται ἐντὸς κυκλωμάτων ἀποτελουμένων ἀπὸ ἀγωγοὺς πρώτης τάξεως ἕνεκα τῆς διαφόρου θερμοκρασίας τῶν διαφόρων ἐπαφῶν, ὀνομάζομεν *θερμοηλεκτρικὰ* καὶ δεικνύομεν τὴν ὕπαρξιν αὐτῶν διὰ τῆς ἑξῆς συσκευῆς: δύο ἐλάσματα ἐκ δύο διαφόρων μετάλλων, π. χ. ἐκ βισμουθίου καὶ ἀντιμονίου, συγκολλῶνται κατὰ τὰ δύο ἄκρα των, οὕτως ὥστε νὰ ἀποτελεσθῇ κλειστὸν κύκλωμα (σχ. 644), ἐντὸς τοῦ ὁποίου τίθεται μαγνητικὴ βελόνη στηριζομένη ἐπὶ κατακορύφου ἄξονος.



Σχ. 644.

Ἂν θερμάνωμεν τὴν μίαν τῶν ἐπαφῶν Bi—Sb, παρατηροῦμεν ἀπόκλισιν τῆς μαγνητικῆς βελόνης, ἐκ τῆς φορᾶς τῆς ὁποίας συμπεραίνομεν ὅτι ρεῦμα ἠλεκτρικὸν διαρρέει τὸ κύκλωμα εἰς μὲν τὴν ψυχρὰν ἐπαφὴν ἐκ τοῦ Ἀντιμονίου πρὸς τὸ Βισμούθιον, εἰς δὲ τὴν θερμὴν ἐκ τοῦ Βισμουθίου πρὸς τὸ Ἀντιμόνιον.

Πρὸς ἐξήγησιν τοῦ φαινομένου τούτου ἠμποροῦμεν νὰ δεχθῶμεν ὅτι εἰς τὴν θερμὴν ἐπαφὴν ἀναπτύσσονται ἐπὶ τῶν δύο μετάλλων φορτία ἠλεκτρικά, θετικὸν μὲν εἰς τὸ Sb, ἀρνητικὸν δὲ εἰς τὸ Bi, καὶ ὅτι τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ Sb ρέει διὰ τῆς ψυχρᾶς ἐπαφῆς πρὸς τὸ Bi. Διὰ τοῦτο λέγομεν ὅτι τὸ Sb εἶναι *θερμικῶς ἠλεκτροθετικὸν* ὡς πρὸς τὸ Bi. Οὕτω τινὰ τῶν συνήθων μετάλλων κατατάσσονται εἰς τὴν ἑξῆς σειράν:

\+ Sb, Fe, Zn, Ag, Au, Sn, Pb, Cu, Pt, Ni, Bi —

Εἰς κύκλωμα π. χ. ἐξ ἐλασμάτων Fe καὶ Cu τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα εἰς τὴν ψυχρὰν ἐπαφὴν ἔχει διεύθυνσιν ἐκ τοῦ Fe πρὸς τὸν Cu.

Τὸ σύστημα τῶν δύο ἐπαφῶν τῶν αὐτῶν ἑτερογενῶν μετάλλων, τῶν ὁποίων ἡ συνισταμένη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι διάφορος τοῦ μηδενὸς ἕνεκα τῆς διαφορᾶς τῆς θερμοκρασίας, ὀνομάζεται *θερ-*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

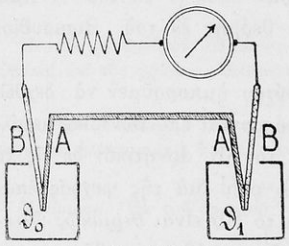
μοηλεκτρικὸν στοιχεῖον. Ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις θερμοηλεκτρικοῦ στοιχείου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν διαφορὰν θερμοκρασίας τῶν δύο ἐπαφῶν, ἐφ' ὅσον ἡ διαφορὰ αὕτη δὲν εἶναι πολὺ μεγάλη. Ἂν δηλ. εἶναι θ_0 καὶ θ_1 ἡ θερμοκρασία τῶν ἐπαφῶν, ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις E εἶναι

$$E = C(\theta_1 - \theta_0) \quad (1)$$

ὅπου C εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν δύο ἑτερογενῶν μετάλλων ἀλλὰ *καὶ ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν*.

Ἀξιοσημείωτον εἶναι ὅτι δι' ὡρισμένας θερμοκρασίας, διαφόρους διὰ τὰ διάφορα θερμοηλεκτρικὰ στοιχεῖα, ἡ τιμὴ τοῦ C ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ ἴση πρὸς 0 (οὐδέτερον σημεῖον) ἢ καὶ ἀπὸ θετικῆς νὰ γίνῃ ἀρνητική. Εἶναι δηλ. δυνατὸν ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις νὰ εἶναι ἴση πρὸς μηδὲν μολονότι ἡ θερμοκρασία τῶν δύο ἐπαφῶν εἶναι διάφορος ἢ καὶ ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος εἰς τὴν ψυχρὰν ἐπαφὴν νὰ εἶναι ὑπό τινας μὲν ὅρους θερμοκρασίας ἐκ τοῦ μετάλλου A πρὸς τὸ B, ὑπὸ ἄλλους δὲ ὅρους ἐκ τοῦ B πρὸς τὸ A.

975. ***Μέτρησις θερμοκρασίας διὰ θερμοηλεκτρικοῦ στοιχείου***. Ἡ ἐξίσωσις E ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ, ὅταν ὁ συντελεστὴς C εἶναι ἐκ προηγουμένων πειραμάτων γνωστός, πρὸς μέτρησιν τῆς διαφορᾶς θερμοκρασίας $\theta_1 - \theta_0$. Ἡ μέτρησις γίνεται συνήθως ὡς ἑξῆς. Εἰς τὰ δύο ἄκρα ἐλάσματος ἢ σύρματος ἐκ τοῦ μετάλλου A προσκολλῶμεν δύο ἐλάσματα ἢ σύρματα ἐξ ἄλλου μετάλλου B (σχ. 645) καὶ τὰ ἀντίθετα ἄκρα αὐτῶν συνδέομεν διὰ συρμάτων μὲ γαλβανόμετρον. Φέρομεν τὴν μίαν ἐπαφὴν εἰς τὴν γνωστὴν θερμοκρασίαν θ_0, π. χ. τὴν θερμοκρασίαν τοῦ τηκομένου πάγου, καὶ τὴν δευτέραν εἰς τὴν κατά τι ἀνωτέραν, γνωστὴν ἐπίσης, θερμοκρασίαν θ_1 καὶ μετροῦμεν διὰ τοῦ γαλβανομέτρου τὴν ἔντασιν i_0 τοῦ παραγομένου ρεύματος. Ἂν εἶναι E_0 ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις καὶ R ἡ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος, ἔχομεν τὴν σχέσιν



Σχ. 645.

$$i_0 = \frac{E_0}{R} = \frac{C}{R}(\theta_1 - \theta_0) \quad (2)$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Διατηροῦντες τώρα ἀμετάβλητον τὴν θερμοκρασίαν θ_0 τῆς πρώτης ἐπαφῆς φέρομεν τὴν δευτέραν ἐπαφὴν εἰς τὴν ἄγνωστον θερμοκρασίαν θ καὶ μετροῦμεν τὴν νέαν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Ἐπειδὴ ἡ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος δὲν μετεβλήθη αἰσθητῶς, εἶναι

$$(3) \qquad i = \frac{E}{R} = \frac{C}{R}(\theta - \theta_0)$$

Ἐκ τῶν ἐξισώσεων (2) καὶ (3) λαμβάνομεν

$$(\theta - \theta_0) : (\theta_1 - \theta_0) = i : i_0$$

$$\theta = \theta_0 + (\theta_1 - \theta_0)\frac{i}{i_0}$$

Ἂν ἡ φορὰ τοῦ νέου ρεύματος εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τοῦ πρώτου, ἡ θερμοκρασία θ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς θ^0, ἂν δὲ εἶναι ἀντίθετος, ἡ θερμοκρασία θ εἶναι μικροτέρα τῆς θ_0.

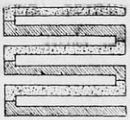
Ἀλλὰ καὶ μεγάλας διαφορὰς θερμοκρασίας ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν κατὰ τὴν ἐκτεθεῖσαν μέθοδον, ἂν γνωρίζωμεν ἐκ προηγουμένων πειραμάτων τὴν εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην πολυπλοκωτέραν σχέσιν τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως πρὸς τὴν διαφορὰν τῶν θερμοκρασιῶν τῶν δύο ἐπαφῶν. Οὕτω π. χ. στοιχεῖα ἐκ λευκοχρύσου καὶ κράματος ἰριδίου καὶ λευκοχρύσου χρησιμεύουν πρὸς μέτρησιν πολὺ ὑψηλῶν θερμοκρασιῶν (πυρόμετρα).

§ 976. ***Θερμοηλεκτρικαὶ στῆλαι.*** Αἱ θερμοηλεκτρικαὶ ἠλεκτρεγερτικαὶ δυνάμεις εἶναι συνήθως πολὺ μικραί, ἐν τούτοις τὰ θερμοηλεκτρικὰ ρεύματα ἔχουν ἀρκετὴν ἔντασιν ἕνεκα τῆς πολὺ μικρᾶς ἀντιστάσεως τῶν κυκλωμάτων, τὰ ὁποῖα ἠμποροῦν νὰ ἀποτελοῦνται ἀπὸ μεταλλίνους μόνον ἀγωγοὺς μεγάλης τομῆς.

Τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν αὐξάνομεν συνδέοντες πολλὰ στοιχεῖα εἰς στήλας (Nobili, Melloni). Πρὸς τοῦτο συγκολλῶνται ἐλάσματα ἐκ δύο διαφόρων μετάλλων, ὅπως εἰς τὸ σχ. 646, I φαίνεται, οὕτως ὥστε αἱ ἐπαφαὶ περιττῆς τάξεως νὰ εἶναι ἐστραμμέναι πρὸς τὸ ἓν μέρος, αἱ δὲ ἀρτίας πρὸς τὸ ἄλλο, τὰ δὲ δύο ἄκρα τοῦ συστήματος καταλήγουν εἰς δύο ἀκροδέκτας. Τὴν *γραμμικὴν* ταύτην θερμοηλεκτρικὴν στήλην ἠμποροῦμεν νὰ μεταχειρισθῶμεν πρὸς ἐξέτασιν τοῦ ὑπερερύθρου φάσματος (πρβλ. § 694). Ἐκθέτοντες δηλ. τὴν μίαν σειρὰν τῶν ἐπαφῶν εἰς τὴν ὑπὸ τοῦ φασματοσκοπίου ἀναλυομένην ἀκτινοβολίαν ἐνῶ ἡ ἄλλη σειρὰ τῶν ἐπαφῶν διατηρεῖται

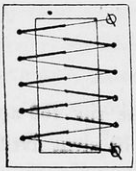
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ περιβάλλοντος, μετρσῦμεν διὰ τῆς ἐντάσεως τοῦ θερμοηλεκτρικοῦ ρεύματος τὴν ἔντασιν τῆς ἀκτινοβολίας.



Αἱ γραμμικαὶ στῆλαι συνδέονται πολλάκις οὕτως ὥστε νὰ ἀποτελῆται στήλη κυβικοῦ σχήματος, ὁ *θερμοηλεκτρικὸς κῦβος*.

Ἀναφέρομεν ἀκόμη τὴν θερμοηλεκτρικὴν στήλην τοῦ Rubens, ἀποτελουμένην ἀπὸ συγκολλημένα λεπτότατα σύρματα ἐκ σιδήρου καὶ κράματος Constantan πάχους 0,1 mm, τὰ ὁποῖα τείνονται ἐπὶ μονωτικοῦ πλαισίου (σχ. 646, II), οὕτως ὥστε αἱ ἐπαφαὶ περιττῆς τάξεως νὰ εὑρίσκωνται ἐπ' εὐθείας.



II

Σχ. 646.

§ 977. ***Φαινόμενον τοῦ Peltier.*** Τὸ θερμοηλεκτρικὸν ρεῦμα ἀναπτύσσει θερμότητα εἰς τοὺς ἀγωγούς, τοὺς ὁποίους διαρρέει, συμφώνως πρὸς τὸν νόμον τοῦ Joule, ἡ δὲ θερμότης αὕτη δὲν ἠμπορεῖ νὰ προέρχεται παρὰ ἀπὸ τὴν θερμότητα τὴν προσφερομένην εἰς τὴν θερμὴν ἐπαφήν. Ἐκ τούτου ἔπεται ὅτι τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα *ἀπάγει* θερμότητα ἐκ τῆς θερμῆς ἐπαφῆς, τὴν ὁποίαν μεταφέρει εἰς τὰ λοιπὰ μέρη τοῦ κυκλώματος, ὅτι δηλ. ἡ θερμὴ ἐπαφὴ *ψύχεται* ὑπὸ τοῦ ρεύματος. Οὕτω π. χ. ἡ ἐπαφὴ Ἀντιμονίου καὶ Βισμουθίου ψύχεται ὅταν δι' αὐτῆς διέρχεται ρεῦμα μὲ φορὰν ἐκ τοῦ Βισμουθίου πρὸς τὸ Ἀντιμόνιον.

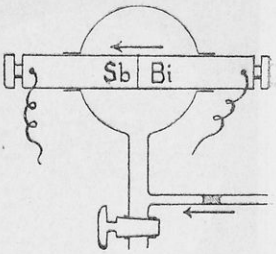
Ἡ ψῦξις τῆς ἐπαφῆς ἑτερογενῶν μετάλλων ὑπὸ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ὀνομάζεται ἐκ τοῦ πρώτου παρατηρήσαντος αὐτὴν *φαινόμενον τοῦ Peltier*. Διὰ νὰ δείξωμεν αὐτὴν πρέπει νὰ φροντίσωμεν νὰ μὴ καλυφθῇ ὑπὸ τῆς κατὰ τὸν νόμον τοῦ Joule θερμάνσεως. Τοῦτο κατορθώνομεν μεταχειριζόμενοι ράβδους μεγάλης τομῆς, π. χ. πάχους ἑνὸς ἑκατοστομέτρου, οὕτως ὥστε ἡ ἀντίστασις νὰ εἶναι πολὺ μικρὰ καὶ ἑπομένως ἡ θερμότης τοῦ Joule ἀνεπαίσθητος.

Συγκολλῶμεν δύο ράβδους ἐκ Bi καὶ Sb καὶ εἰσάγομεν αὐτάς, ὅπως εἰς τὸ σχ. 647 φαίνεται, εἰς σφαῖραν ὑαλίνην, ἡ ὁποία διὰ σωλῆνος φέροντος στρόφιγγα συγκοινωνεῖ μὲ λεπτὸν ὁριζόντιον σωλῆνα κλειόμενον διὰ σταγόνος ὑγροῦ. Ἂν διαβιβάσωμεν διὰ τῶν ράβδων ρεῦμα ἀρκετὰ ἰσχυρὸν μὲ φορὰν ἐκ τοῦ Bi πρὸς τὸ Sb, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ σταγὼν ἐντὸς τοῦ λεπτοῦ σωλῆνος μετακινεῖ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ται κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ βέλους, ὅτι δηλ. ὁ ἐντὸς τῆς σφαίρας ἀὴρ ἐψύχθη.

Ἐκ τῆς θεωρητικῆς ἐρεύνης ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ ψῦξις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Τοῦτο ἐπιβεβαιώνεται καὶ πειραματικῶς. Οὕτω ἡ μὲν ἐκ τῆς ἀντιστάσεως θέρμανσις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, ἡ δὲ ἐκ τῆς ἐπαφῆς τῶν ἑτερογενῶν μετάλλων ψῦξις ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν. Ἐκ τούτου ἔπεται ὅτι, ἂν ἀναστραφῇ ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος, μεταβληθῇ δηλ. τὸ ἀλγεβρικὸν σημεῖον τῆς ἐντάσεως, ἡ μὲν ὡς ἐκ τῆς ἀντιστάσεως θέρμανσις θὰ μείνῃ ἀμετάβλητος, ἡ δὲ ἀπαγωγὴ τῆς θερμότητος, ὡς ἐκ τοῦ φαινομένου τοῦ Peltier, θὰ μεταβληθῇ εἰς προσαγωγήν, ἡ ψῦξις δηλ. θὰ μεταβληθῇ εἰς θέρμασιν.



Σχ. 647.

Καὶ πράγματι, ἀναστρέφοντες τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος εἰς τὴν συσκευὴν τοῦ σχ. 647 παρατηροῦμεν διαστολὴν τοῦ ἀέρος, δηλ. θέρμανσιν αὐτοῦ.

ΗΛΕΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

§ 978. ***Μαγνητικὸν πεδίον ἡλεκτρικῶν ρευμάτων.*** Εἰς τὴν § 930 ἐξετέθησαν αἱ μαγνητικαὶ ἐκδηλώσεις, αἱ ὁποῖαι συνοδεύουν τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, καὶ ταύτας ἀκριβῶς μετεχειρίσθημεν διὰ νὰ ὁρίσωμεν τὴν μονάδα τῆς ἐντάσεως, διὰ νὰ ἀναγνωρίσωμεν τὴν ὕπαρξιν ρεύματος καὶ νὰ μετρήσωμεν τὴν ἔντασιν αὐτοῦ.

Τὸ πεδίον ἀτέρμονος εὐθυγράμμου ρεύματος εἶναι συμμετρικὸν περὶ τὸν ἀγωγὸν αἱ δὲ δυναμικαὶ αὐτοῦ γραμμαὶ εἶναι κυκλικαὶ περιφέρειαι, τῶν ὁποίων τὸ ἐπίπεδον εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸν ἀγωγὸν τὸ δὲ κέντρον κεῖται ἐπ' αὐτοῦ. (πρβλ. σχ. 627).

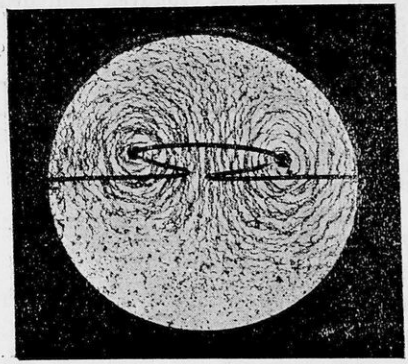
Ἐξητάσαμεν ἐπίσης τὴν κατεύθυνσιν καὶ τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον κυκλικοῦ ρεύματος (§ 941) καὶ εὕρομεν ὅτι ἡ κατεύθυνσις εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ ρεύματος ἡ δὲ ἔντασις εἶναι

$$H = \frac{2n\pi i}{R}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

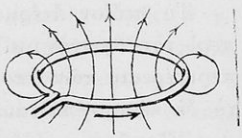
ὅπου i ἡ ἔντασις τοῦ τοῦ ρεύματος R ἡ ἀκτὶς τῆς περιφερείας καὶ n ὁ ἀριθμὸς τῶν σπειρῶν τοῦ ἀγωγοῦ.

Τὴν μορφὴν τοῦ ὅλου μαγνητικοῦ πεδίου ἀναγνωρίζομεν ἀπὸ τὸ μαγνητικὸν φάσμα (σχ. 648). Παρατηροῦμεν ὅτι αἱ μαγνητικαὶ γραμμαὶ περιβάλλουν τὸν ἀγωγὸν οὕτως ὥστε ὅλαι τέμνουν τὸν ὑπὸ τοῦ ἀγωγοῦ ὁριζόμενον κύκλον. Ἡ δυναμικὴ ροὴ λοιπὸν τοῦ πεδίου διέρχεται ὅλη δι' ἐπιφανείας, τῆς ὁποίας περίμετρος εἶναι ὁ ἀγωγός. Ἂν φαντασθῶμεν ὑμένα καταλαμβάνοντα τὸ διάκενον τοῦ ἀγωγοῦ, μαγνητικαὶ γραμμαὶ *ἐξέρχονται* ἐκ τῆς μιᾶς ἐπιφανείας αὐτοῦ, ἰσάριθμοι δὲ δυναμικαὶ γραμμαὶ *καταλήγουν* εἰς τὴν ἄλλην ἐπιφάνειαν. Ἀλλ' ἀρχαὶ δυναμικῶν γραμμῶν ἰσοδυναμοῦν πρὸς βόρεια μαγνητικὰ φορτία, καταλήξεις δὲ πρὸς νότια (§ 865) καὶ ἑπομένως ὁ νοητὸς ὑμὴν ἰσοδυναμεῖ πρὸς *μαγνητικὸν φύλλον* (§ 858, 864), φέρον ἐπὶ μὲν τῆς μιᾶς ἐπιφανείας βόρειον μαγνητισμόν, ἐπὶ δὲ τῆς ἄλλης νότιον.



Σχ. 648.

Ἐκ τοῦ σχήματος 649 φαίνεται ἀμέσως ὅτι, ἂν βλέπωμεν τὸ ρεῦμα διατρέχον τὸν ἀγωγὸν κατὰ τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τῶν δεικτῶν τοῦ ὡρολογίου, τὸ πρὸς ἡμᾶς ἐστραμμένον μέρος τοῦ ὑμένος φέρει *νότιον* μαγνητισμόν, ἂν δὲ βλέπωμεν τὸ ρεῦμα διατρέχον τὸν ἀγωγὸν ἀντιθέτως πρὸς τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τῶν δεικτῶν τοῦ ὡρολογίου, τὸ πρὸς ἡμᾶς ἐστραμμένον μέρος τοῦ ὑμένος φέρει *βόρειον* μαγνητισμόν.



Σχ. 649.

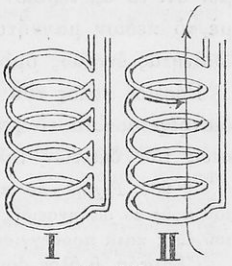
Ἀλλὰ καὶ οἱονδήποτε σχῆμα καὶ ἂν ἔχῃ τὸ κλειστὸν ρεῦμα, ἐπειδὴ ὅλαι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ *περιβάλλουν* αὐτό, ἔπεται ὅτι ὅλαι διέρχονται διὰ τοῦ διακένου αὐτοῦ. Κλειστὸν ρεῦμα ἰσοδυναμεῖ λοι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πὸν πάντοτε πρὸς μαγνητικὸν φύλλον, τοῦ ὁποίου περίμετρος εἶναι αὐτὸ τὸ ρεῦμα.

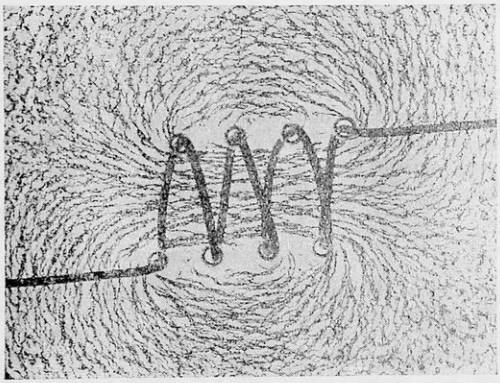
Τὸ σχῆμα τῆς ἐπιφανείας τοῦ φύλλου δὲν εἶναι ἀνάγκη νὰ ὁρισθῇ, διότι ἡ μαγνητικὴ ἐπίδρασις αὐτοῦ ἐξαρτᾶται, καθὼς κατωτέρω θὰ ἴδωμεν, *μόνον* ἀπὸ τὸ σχῆμα τῆς *περιμέτρου* του.

§ 979. ***Σωληνοειδές***. Ὑποθέσωμεν ὅτι ἔχομεν πολλοὺς ἐπιπέδους κυκλικοὺς ἀγωγοὺς τῆς αὐτῆς ἀκτῖνος, οἱ ὁποῖοι εἶναι τοποθετημένοι παραλλήλως εἰς ἴσας ἀπ' ἀλλήλων ἀποστάσεις περὶ κοινὸν ἄξονα καὶ διαρρέονται ἀπὸ ὁμόρροπα ρεύματα τῆς αὐτῆς ἐντάσεως. Τὸ σύστημα τῶν ἀγωγῶν τούτων ὀνομάζεται *σωληνοειδὲς* καὶ πραγματοποιεῖται διὰ τῆς διατάξεως τοῦ σχ. 650, I, ἁπλούστερον δὲ διὰ σπειροειδοῦς ἀγωγοῦ, τοῦ ὁποίου τὸ ἓν ἄκρον ἐπιστρέφει κατὰ μῆκος τῶν σπειρῶν παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα (σχ. 650, II).



Σχ. 650.

Τὸ σχ. 651 παριστᾷ τὸ μαγνητικὸν φάσμα τοῦ πεδίου σωληνοειδοῦς ἀποτελουμένου ἀπὸ ὀλίγας μόνον σπείρας. Ἐξ αὐτοῦ βλέ-


Σχ. 651.

πομεν ὅτι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ σωληνοειδοῦς εἶναι περίπου παράλληλοι καὶ ἐπομένως τὸ πεδίον εἶναι ὁμο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

γενὲς (§ 865) οἱονδήποτε καὶ ἂν εἶναι τὸ σχῆμα τῶν σπειρῶν, προσέτι δὲ ὅτι ἡ πυκνότης τῶν δυναμικῶν γραμμῶν εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ σωληνοειδοῦς εἶναι ἀσυγκρίτως μεγαλυτέρα παρὰ εἰς τὸν ἔξω χῶρον, ὅτι ἑπομένως εἰς τὸ ἐσωτερικὸν ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι ἀσυγκρίτως μεγαλυτέρα παρὰ εἰς τὸν ἔξω χῶρον.

Παραβάλλοντες τὸ σχ. 651 πρὸς τὰ σχ. 577 καὶ 578 ἀναγνωρίζομεν ὅτι τὸ ἐξωτερικὸν πεδίον τοῦ σωληνοειδοῦς εἶναι ἐντελῶς ὅμοιον μὲ τὸ πεδίον μαγνήτου, καὶ ὅτι ἑπομένως τὸ σωληνοειδὲς θὰ ἔχῃ ἰδιότητας ἐντελῶς ὁμοίας πρὸς τὰς ἰδιότητας μαγνητικῆς ῥάβδου.

Βόρειος πόλος τοῦ σωληνοειδοῦς εἶναι τὸ ἄκρον ἐκεῖνο, τὸ ὁποῖον διατρέχεται ἀπὸ τὸ ρεῦμα κατὰ φορὰν ἀντίθετον πρὸς τὴν τῆς κινήσεως τῶν δεικτῶν τοῦ ὡρολογίου (πρβλ. σχ. 649).

§ 980. ***Ροπὴ τοῦ πρὸς σωληνοειδὲς ἰσοδυνάμου μαγνήτου.*** Τὴν ροπὴν τοῦ πρὸς τὸ σωληνοειδὲς ἰσοδυνάμου μαγνήτου ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν διὰ τοῦ ἑξῆς κατὰ προσέγγισιν ὑπολογισμοῦ.

Ἔστω n ὁ ὅλος ἀριθμὸς τῶν πολὺ πλησίον ἀλλήλων κειμένων σπειρῶν τοῦ σωληνοειδοῦς, τὰς ὁποίας ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν ὡς ἐπιπέδους, l τὸ μῆκος τοῦ σωληνοειδοῦς καὶ i ἡ ἔντασις τοῦ διαρρέοντος αὐτὸ ρεύματος.

Ἂν μεταφέρωμεν τὴν μονάδα τοῦ βορείου μαγνητισμοῦ ἐπὶ δυναμικῆς γραμμῆς κατὰ τὴν φορὰν αὐτῆς μέχρι τοῦ σημείου ἀπὸ τοῦ ὁποίου τὴν παρελάβομεν, θὰ παραχθῇ ὑπὸ τοῦ πεδίου, ἐπειδὴ ἡ τροχιὰ περικλείει n ἀγωγοὺς διαρρεομένους ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i, ἔργον

$$W = 4\pi i . n$$

Ἂν εἶναι H ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ σωληνοειδοῦς, τὸ ἔργον τὸ παραγόμενον κατὰ τὴν μεταφορὰν τῆς μονάδος τοῦ βορείου μαγνητισμοῦ διὰ τοῦ ἐσωτερικοῦ τοῦ σωληνοειδοῦς ἀπὸ τοῦ ἑνὸς ἄκρου εἰς τὸ ἄλλο εἶναι ἴσον πρὸς lH, καὶ ἐπειδὴ ἕνεκα τῆς μικρᾶς ἐντάσεως τοῦ ἐξωτερικοῦ πεδίου τὸ ὅλον παραγόμενον ἔργον παράγεται σχεδὸν μόνον κατὰ τὴν μετακίνησιν ταύτην, εἶναι $lH = 4\pi i n$,

ὅθεν

$$(1) \qquad H = \frac{4\pi i n}{l}$$

Ἂν ὀνομάσωμεν σ τὴν ἐπιφάνειαν ἑκάστης σπείρας, δηλ. τὴν τομὴν τοῦ σωληνοειδοῦς, ἡ ὅλη δι' αὐτῆς δυναμικὴ ροὴ εἶναι

$$\Phi = \frac{4\pi i n}{l} \sigma$$

Καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν τὸ σωληνοειδὲς ὡς μαγνήτην, διότι τὰ δύο ἄκρα αὐτοῦ εἶναι πηγὴ καὶ καταβόθρα μαγνητικῆς ροῆς. Εἰς τὴν δυναμικὴν ροὴν Φ ἀντιστοιχεῖ φορτίον

$$m = \frac{\Phi}{4\pi} = \frac{in\sigma}{l}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

βόρειον καὶ νότιον εἰς τὰ δύο ἄκρα τοῦ σωληνοειδοῦς καὶ ἐπειδὴ τὰ ἄκρα ταῦτα εὑρίσκονται εἰς ἀπόστασιν l ἀπ' ἀλλήλων, ἕπεται ὅτι ἡ ροπὴ τοῦ πρὸς τὸ σωληνοειδὲς ἰσοδυνάμου μαγνήτου εἶναι

$$M = ml = in\sigma \qquad (2)$$

ἴση πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν σ μιᾶς τῶν σπειρῶν ἐπὶ τὸ γινόμενον in τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὸν ὅλον ἀριθμὸν τῶν σπειρῶν

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην τὸ M ἐκφράζεται εἰς μονάδας CGS, τὸ σ εἰς τετραγωνικὰ ἑκατοστά, τὸ δὲ i εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας CGS.

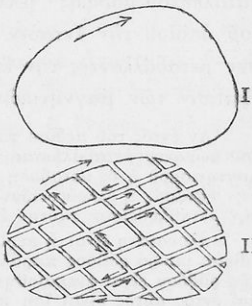
Ἂν μετροῦμεν τὴν ἔντασιν i εἰς Ampère, ἡ ἔντασις εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας εἶναι $i/_{10}$ καὶ ἑπομένως ἡ ἐξ. (2) γίνεται

$$M = \frac{in\sigma}{10} \qquad (3)$$

(i εἰς Ampère).

Τὸ γινόμενον in ὀνομάζεται *ἀριθμὸς ἀμπεροσπειρῶν* καὶ ἑπομένως κατὰ τὴν ἐξ. (3) ἡ ροπὴ σωληνοειδοῦς ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμετρον τῶν ἀμπεροσπειρῶν ἐπὶ τὸ ἐμβαδὸν μιᾶς σπείρας διὰ δέκα. Ἐκ τῶν ἐξ. 2 ἢ 3 εὑρίσκομεν, θέτοντες $n = 1$, τὴν ροπὴν τοῦ πρὸς ἐπίπεδον κλειστὸν ρεῦμα ἰσοδυνάμου μαγνητικοῦ φύλλου, ἡ ὁποία εἶναι ἴση πρὸς $i\sigma$ δηλ. πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος (εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας CGS) ἐπὶ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ὑπὸ τοῦ ρεύματος ὁριζομένης ἐπιφανείας. Ἡ ἐπιφανειακὴ μαγνήτισις τοῦ φύλλου (§ 858) ἰσοῦται πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος.

§ 981. ***Ροπὴ τοῦ πρὸς κλειστὸν ρεῦμα οἱασδήποτε μορφῆς ἰσοδυνάμου μαγνητικοῦ φύλλου.*** Ἔστω τώρα κλειστὸν ρεῦμα οἱασδήποτε μορφῆς (σχ. 652, I). Τὸ ρεῦμα τοῦτο ἀντικαθιστῶμεν διὰ πλήθους στοιχειωδῶν κλειστῶν ρευμάτων, τῆς αὐτῆς ἐντάσεως i, ὅπως εἰς τὸ σχ. 652, II φαίνεται, ἕκαστον τῶν ὁποίων ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἐπίπεδον. Ὅτι τὸ σύστημα τῶν ρευμάτων ἰσοδυναμεῖ πρὸς τὸ ἀρχικὸν ἀναγνωρίζομεν ἐκ τούτου, ὅτι ἐκτὸς τῶν κατὰ τὴν περίμετρον ρευμάτων ὅλα τὰ ἄλλα ἀμοιβαίως ἀναιροῦνται.



Σχ. 652.

Ἀλλ' ἕκαστον τῶν στοιχειωδῶν ρευμάτων ἰσοδυναμεῖ πρὸς μαγνητικὸν φύλλον, τοῦ ὁποίου ἡ ἐπιφανειακὴ μαγνήτισις εἶναι i καὶ ἑπομένως τὸ ἀρχικὸν ρεῦμα ἰσοδυναμεῖ μὲ μαγνητικὸν φύλλον περατούμενον εἰς αὐτό, τοῦ ὁποίου ἡ ἐπιφανειακὴ μαγνήτισις εἶναι ὁμοιόμορφος καὶ ἴση πρὸς τὴν ἔντασιν i τοῦ ρεύματος. Ἡ μορφὴ τοῦ φύλλου εἶναι ἐντελῶς ἀδιάφορος, διότι τὸ μαγνητικὸν αὐτοῦ δυναμικὸν V εἰς τὸ σημεῖον ἐξαρτᾶται, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν § 864, μόνον ἀπὸ τὴν περίμετρον αὐτοῦ καὶ τὴν ἐπιφανειακὴν μαγνήτισιν, εἶναι δηλ.

$$V = i\omega$$

ὅπου i ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος καὶ ω ἡ στερεὰ γωνία, ὑπὸ τὴν ὁποίαν φαίνεται ἐκ τοῦ θεωρουμένου σημείου τὸ ρεῦμα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 982. ***Μαγνητικὴ θεωρία τοῦ Ampère.*** Ὁ Ampère ἐπεχείρησε νὰ ἐξηγήσῃ τὰ φαινόμενα τῆς μαγνητίσεως δεχθεὶς ὅτι οἱ στοιχειώδεις μαγνῆται, τῶν ὁποίων ὁ διατεταγμένος προσανατολισμὸς προκαλεῖ τὴν μαγνήτισιν, εἶναι πράγματι στοιχειώδη ρεύματα ἰσοδύναμα πρὸς μαγνήτας.

Ἀξιοσημείωτος εἶναι ἡ πραγματοποίησις μονίμου μαγνήτου δι' ἀμειώτου ρεύματος ἄνευ ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, τὴν ὁποίαν ἐπέτυχε ὁ Kammerlingh Onnes διὰ τῶν ὑπεραγωγῶν (§ 954). Ἂν δηλ. ὑπὸ ἠλεκτρεγερτικῆς τινος δυνάμεως παραχθῇ ρεῦμα εἰς κύκλωμα ἀποτελούμενον ἀπὸ ὑπεραγωγούς, ἕνεκα τῆς ἐλλείψεως ἀντιστάσεως θὰ ἐξακολουθῇ ὑφιστάμενον τὸ ρεῦμα καὶ ὅταν παύσῃ ἐπιδρῶσα ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις. Οὕτω σωληνοειδῆ ἐκ λεπτοῦ μολυβδίνου σύρματος διετήρησαν τὰς μαγνητικὰς ἰδιότητάς ἐπὶ ἀρκετὰς *ἡμέρας* ἀφοῦ ἔπαυσεν ὑφισταμένη ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἡ ὁποία ἐπροκάλεσε τὸ ρεῦμα.

§ 983. ***Μαγνήτισις δι' ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.*** Τὸ μαγνητικὸν πεδίον τῶν σωληνοειδῶν, ὁμογενὲς *κατὰ προσέγγισιν* εἰς τὰ ἁπλᾶ σωληνοειδῆ σταθερᾶς τομῆς, ἀκριβῶς ὁμογενὲς εἰς σωληνοειδῆ ἄλλης καταλλήλου μορφῆς (ἐλλειψοειδῆ τριαξονικὰ ἢ ἐκ περιστροφῆς) καὶ τοῦ ὁποίου τὴν ἔντασιν ἠμποροῦμεν κατὰ βούλησιν νὰ μεταβάλωμεν μεταβάλλοντες τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, χρησιμοποιοῦμεν πρὸς ἐξέτασιν τῶν μαγνητικῶν ἰδιοτήτων τῶν σωμάτων (§ 870).

Ἂν ἐντὸς τοῦ πεδίου τοῦ σωληνοειδοῦς φέρωμεν σῶμα τι, τὸ πεδίον ἐντὸς τοῦ σώματος μεταβάλλεται ἐκ τοῦ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας αὐτοῦ ἀναφαινομένου μαγνητισμοῦ ἡ δὲ μεταβολὴ αὕτη εὐκόλως ὑπολογίζεται ὅταν τὸ σῶμα ἔχῃ μορφὴν σφαίρας ἢ ἐλλειψοειδοῦς. Ἡ ποσότης Η τῶν ἐξ. (1, 2) τῆς § 870 παριστᾶ τὴν μεταβληθεῖσαν ταύτην ἔντασιν τοῦ πεδίου.

Ἁπλουστάτη εἶναι ἡ περίπτωσις πολὺ μακροῦ σωληνοειδοῦς ἐντὸς τοῦ ὁποίου τίθεται μακρὰ ράβδος παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονά του. Ἡ ἐπίδρασις τῶν ἄκρων τῆς ράβδου εἶναι ἀνεπαίσθητος καὶ ἑπομένως ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἐντὸς αὐτῆς εἶναι ἴση πρὸς τὴν ἐκ τῆς ἐξ. (1) τῆς § 980 ὑπολογιζομένην.

Ἂν λοιπὸν περὶ σιδηρᾶν ράβδον μήκους l καὶ τομῆς σ περιτυλίξωμεν n ἐν ὅλῳ ὁμοιομόρφως κατανεμημένας σπείρας καὶ διαβιβάσωμεν δι' αὐτῶν ρεῦμα ἐντάσεως i, ἡ ράβδος θὰ μαγνητισθῇ ὁμοιομόρφως.

Ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ σωληνοειδοῦς

$$H = \frac{4\pi in}{l}$$

ἡ μαγνήτισις εἶναι

$$J = \varkappa H = \varkappa \frac{4\pi in}{l}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

καὶ ἡ ἔντασις τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς

$$B = \mu \frac{4\pi in}{l}$$

καὶ ἂν κόψωμεν τὴν ράβδον περὶ τὸ μέσον της, οὕτως ὥστε νὰ σχηματισθῇ στενὸν διάκενον περιοριζόμενον ἀπὸ παραλλήλους ἐπιφανείας, καθέτους ἐπὶ τὸν ἄξονα τοῦ σωληνοειδοῦς, ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐντὸς αὐτοῦ θὰ εἶναι ἴση πρὸς B.

Ἡ ὁλικὴ ἐπαγωγικὴ ροὴ διὰ τῆς ράβδου εἶναι

$$\Phi' = \mu \frac{4\pi in\sigma}{l}$$

Ἀντὶ μακρᾶς ράβδου ἠμοροῦμεν καλλίτερον νὰ μεταχειρισθῶμεν κρίκον, περὶ τὸν ὁποῖον περιτυλίσσομεν τὸ σύρμα. Ἐπειδὴ ὅλαι αἱ γραμμαὶ ἐπαγωγῆς εὑρίσκονται τώρα ἐντὸς τῆς μάζης τοῦ κρίκου δὲν ἔχομεν ἐξωτερικὰς μαγνητικὰς ἐκδηλώσεις (*), ἂν ὅμως κόψωμεν τὸν δακτύλιον, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχ. 592, ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἰς τὸ διάκενον θὰ ἰσοῦται μὲ τὴν ἔντασιν τῆς ἐπαγωγῆς. Ἐκ τῶν B καὶ H εὑρίσκεται ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης τῆς ράβδου ἢ τοῦ δακτυλίου.

§ 984. ***Ἠλεκτρομαγνῆται.*** Σιδηροῦς ἢ χαλύβδινος πυρήν, περιβαλλόμενος ἀπὸ σπειροειδῆ ἀγωγόν, διὰ τοῦ ὁποίου διαβιβάζομεν ρεῦμα, ἀποτελεῖ τὸν καλούμενον *ἠλεκτρομαγνήτην*.

Οἱ ἠλεκτρομαγνῆται, ὅταν μᾶς ἐνδιαφέρῃ μόνον τὸ μεταξὺ τῶν πόλων αὐτῶν μαγνητικὸν πεδίον, κατασκευάζονται μὲ πυρῆνα ἐκ χάλυβος ὁ ὁποῖος ἔχει πολλάκις τοιοῦτον σχῆμα, ὥστε οἱ δύο κωνικοὶ πόλοι εὑρίσκονται ἀπέναντι καὶ εἰς μικρὰν ἀπόστασιν ἀπ' ἀλλήλων. Εἰς τὸ μεταξὺ τῶν πόλων διάστημα ἔχομεν ἐκ τούτου μεγάλην συσσώρευσιν δυναμικῶν γραμμῶν καὶ ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι πολὺ μεγάλη. Οὕτω εἰς τοὺς ἰσχυροτάτους νεωτέρους ἠλεκτρομαγνήτας ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου φθάνει τὰς 50000 Gauss (§ 860) ἀλλὰ τὸ ἰσχυρὸν τοῦτο πεδίον περιορίζεται εἰς στενώτατον χῶρον, εἰς ὀλίγα δηλ. κυβικὰ χιλιοστά.

Ἀπὸ πρακτικῆς ἀπόψεως πολυτιμότατα ὄργανα εἶναι οἱ ἠλεκτρομαγνῆται μὲ πυρῆνα ἐκ μαλακοῦ σιδήρου, ὁ ὁποῖος μεταβάλλεται εἰς μαγνήτην ὅταν διέλθῃ διὰ τοῦ ἀγωγοῦ ρεῦμα καὶ παραμένει μαγνητισμένος μόνον ἐφ' ὅσον διαρκεῖ τὸ ρεῦμα. Ὅταν τὸ ρεῦμα

(*) Κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν ἢ διακοπὴν τοῦ ρεύματος παρατηροῦνται φαινόμενα περὶ τῶν ὁποίων βραδύτερον θὰ γίνῃ λόγος, καὶ τὰ ὁποῖα ἐπιτρέπουν τὴν μέτρησιν τῆς ἐπαγωγικῆς ροῆς.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διακοπῇ ὁ σιδηροῦς πυρὴν ἐπανέρχεται εἰς **τὴν ἀδρανῆ κατάστασιν.**

Ἂν λοιπὸν ὑπάρχῃ ἀπέναντι **τοῦ** σιδηροῦ πυρῆνος τεμάχιον σιδήρου συγκρατούμενον ὑπὸ ἐλατηρίου εἰς τὴν θέσιν του, ἕλκεται **μὲν** ἀπὸ τὸν πυρῆνα ὅταν διὰ τοῦ ἀγωγοῦ διέρχεται ρεῦμα, ἐπα**νέρχεται** δὲ εἰς τὴν ἀρχικὴν θέσιν ὅταν **τὸ ρεῦμα διακοπῇ.** Τὸ **ἑλκό**μενον τεμάχιον σιδήρου ὀνομάζεται *ὁπλισμός*.

Οὕτω ἠμποροῦμεν διὰ τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν νὰ προκαλέσωμεν κινήσεις εἰς μακρὰς ἀποστάσεις διαβιβάζοντες διὰ τοῦ ἀγωγοῦ αὐτῶν **ρεῦμα** ἢ διακόπτοντες αὐτό. **Μερικὰς** τῶν πρακτικῶν ἐφαρμογῶν **τῶν** ἠλεκτρομαγνητῶν θὰ ἐκθέσωμεν εἰς ἰδιαίτερον κεφάλαιον.

ΜΗΧΑΝΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

§ 985. *Ἐπίδρασις ρεύματος ἐπὶ μαγνήτου.* Τὰ μαγνητικὰ πεδία τῶν ἠλεκτρικῶν μευμάτων, μὲ τὰ ὁποῖα ἠσχολήθημεν εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους ἠμποροῦν νὰ προκαλέσουν κίνησιν **μαγνητῶν** ἢ καὶ σωμάτων, τὰ ὁποῖα ὑπ' αὐτῶν τούτων τῶν πεδίων μαγνητίζονται.

Οὕτω π. χ. ἔχομεν κίνησιν μαγνήτου εἰς τὸ θεμελιῶδες πείραμα **τοῦ** Oersted. Πλησιάζοντες σωληνοειδὲς διαρρεόμενον ὑπὸ ρεύματος εἰς μαγνήτην παρατηροῦμεν κίνησιν τοῦ μαγνήτου ἐκ τῆς ἕλξεως **τῶν** ἑτερωνύμων πόλων καὶ τῆς ἀπώσεως τῶν ὁμωνύμων.

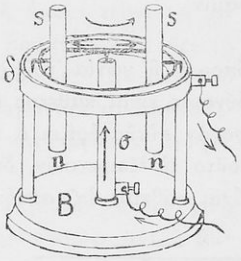
Ράβδος σιδηρᾶ ἔχουσα τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος τοῦ σωληνοειδοῦς ἕλκεται πρὸς τὸ ἐσωτερικὸν αὐτοῦ διότι μαγνητίζεται ὑπὸ τοῦ πεδίου οὕτως ὥστε τὸ πρὸς τὸ σωληνοειδὲς ἐστραμμένον ἄκρον νὰ γίνεται πόλος ἑτερώνυμος πρὸς τὸν ἐπιδρῶντα πόλον τοῦ σωληνοειδοῦς.

§ 986. ***Συνεχὴς περιστροφὴ μαγνήτου ἐντὸς τοῦ πεδίου ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.*** Ἐπειδὴ ἡ δύναμις, ἡ ὁποία **ἀσκεῖται** ὑπὸ **μαγνητικοῦ** πεδίου **εὐθυγράμμου ρεύματος ἐπὶ μαγνητικοῦ πόλου, εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα τὴν συνδέουσαν τὸν πόλον μὲ τὸ ρεῦμα καὶ** ἔχει ἐπὶ τῆς **κυκλικῆς δυναμικῆς γραμμῆς πάντοτε τὴν αὐτὴν φοράν, ἔπεται ὅτι ὁ πόλος, ἂν εἶναι ἐλεύθερος νὰ κινηθῇ,** θὰ περιφέρεται διαρκῶς ἐπὶ κυκλικῆς τροχιᾶς, καὶ εἰς ἑκάστην περιφορὰν θὰ παράγεται ἡ αὐτὴ ποσότης ἔργου συμφώνως πρὸς τὴν ἐξίσωσιν (6) τῆς προηγουμένης παραγράφου. Θὰ **ἀποτελῇ** λοιπὸν τὸ σύστημα *ἠλεκτρομαγνητικὸν κινητῆρα,* ὁ ὁποῖος **παρέχει μηχανικὸν**

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἔργον προερχόμενον ἐκ τῆς ἐνεργείας τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ἢ τῆς πηγῆς αὐτοῦ.

Τοιοῦτος κινητὴρ ἠμπορεῖ π. χ. νὰ κατασκευασθῇ ὡς ἑξῆς. Ἐπὶ τῆς βάσεως Β στηρίζεται διὰ μονωτικῶν στηριγμάτων ὁ μεταλλικὸς ὁριζόντιος δακτύλιος δ (σχ. 653) φέρων κυκλικὴν ἐνσκαφήν, ἐντὸς τῆς ὁποίας ὑπάρχει ὑδράργυρος. Ἐπὶ τῆς αὐτῆς βάσεως στηρίζεται μετάλλινος στύλος σ, ὁ ὁποῖος εἰς τὸ ἄνω ἄκρον αὐτοῦ, εὑρισκόμενον εἰς τὸ κέντρον τοῦ δακτυλίου δ, ἔχει κοίλωμα πλῆρες ὑδραργύρου. Εἰς τὸ κοίλωμα τοῦτο στηρίζεται διὰ σιδηρᾶς ἀκίδος ὁριζόντιον στέλεχος, τὸ ὁποῖον εἰς τὰ δύο του ἄκρα φέρει δύο μαγνητικὰς ῥάβδους μὲ τοὺς ὁμωνύμους πόλους πρὸς τὸ αὐτὸ μέρος, ἔστω π. χ. μὲ τοὺς βορείους πόλους πρὸς τὰ κάτω, προεκτεινόμενον δὲ ἑκατέρωθεν τὸ στέλεχος καταλήγει εἰς δύο ἀκίδας, αἱ ὁποῖαι βυθίζονται ἐντὸς τοῦ ὑδραργύρου τοῦ δακτυλίου δ. Αἱ μαγνητικαὶ ῥάβδοι εἶναι προσηρμοσμέναι οὕτως ὥστε τὸ κέντρον βάρους τοῦ συστήματος νὰ εὑρίσκεται κάτω τῆς στηριζούσης ἀκίδος καὶ οὕτω τὸ ὅλον σύστημα, εὑρισκόμενον εἰς εὐσταθῆ ἰσορροπίαν, ἠμπορεῖ νὰ στρέφεται περὶ κατακόρυφον ἄξονα κατὰ δὲ τὴν περιστροφὴν αἱ ἄκραι ἀκίδες ἐγγίζουν διαρκῶς τὸν ὑδράργυρον τοῦ δακτυλίου.



Σχ. 653.

Ἂν ἑνώσωμεν διὰ συρμάτων τὸν δακτύλιον δ καὶ τὸν στύλον σ μὲ τοὺς δύο πόλους πηγῆς, θὰ διέλθῃ ρεῦμα, ἔστω κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῶν βελῶν. Τοῦ ρεύματος τούτου μόνον τὸ διὰ τοῦ στύλου διερχόμενον κατακόρυφον μέρος ἠμπορεῖ νὰ προκαλέσῃ κίνησιν τῶν μαγνητῶν, ἡ δὲ ἐπίδρασίς του εἶναι, καθὼς καὶ εἰς τὴν ἑπομένην παράγραφον θὰ ἐκτεθῇ, πολὺ ἰσχυροτέρα ἐπὶ τῶν ἐγγυτέρων βορείων πόλων παρὰ ἐπὶ τῶν ἀπωτέρων νοτίων. Οὕτω τὸ σύστημα τῶν μαγνητῶν, συμφώνως πρὸς τοὺς κανόνας τῆς προηγουμένης παραγράφου, θὰ ἀρχίσῃ περιστρεφόμενον κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ βέλους καὶ ἡ περιστροφὴ θὰ διαρκῇ ἐφ' ὅσον διέρχεται διὰ τοῦ στύλου ρεῦμα. Κατὰ τὴν κίνησιν ταύτην παράγεται διαρκῶς ἔργον, τὸ ὁποῖον διὰ καταλλήλων μηχανισμῶν ἠμποροῦμεν νὰ χρησιμοποιήσωμεν.

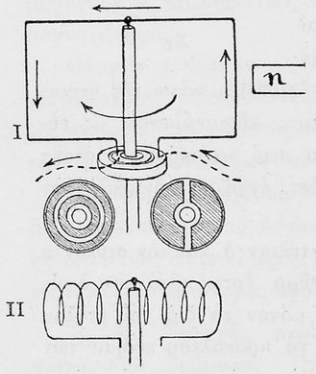
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν ἀναστρέψωμεν τοὺς μαγνήτας οὕτως ὥστε οἱ νότιοι πόλοι νὰ εἶναι πρὸς τὰ κάτω, ἡ φορὰ τῆς κινήσεως ἀναστρέφεται. Ἐπίσης ἀναστρέφεται ἡ φορὰ τῆς κινήσεως ἂν ἀναστρέψωμεν τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος, ἂν δηλ. ἐναλλάξωμεν τὴν σύνδεσιν τῶν συρμάτων μὲ τοὺς πόλους τῆς πηγῆς.

§ 987. ***Κίνησις ἀγωγοῦ διαρρεομένου ὑπὸ ρεύματος ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου.*** Στοιχεῖον ρεύματος μήκους s καὶ ἐντάσεως i ἐξασκεῖ ἐπὶ μαγνητικοῦ πόλου m εὑρισκομένου εἰς ἀπόστασιν r δύναμιν

$$f = \frac{ism\eta\mu\theta}{r^2} \qquad (1)$$

ὅπου θ ἡ γωνία τοῦ ρεύματος πρὸς τὴν εὐθεῖαν r (σχ. 629). Ἡ δύναμις εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ ρεῦμα καὶ ἐπὶ τὴν εὐθεῖαν r τὴν δὲ φορὰν αὐτῆς ὁρίζει ὁ κανὼν τοῦ Ampère. Ἡ δύναμις αὕτη ἔχει τοῦτο τὸ ἐξαιρετικόν, ὅτι δὲν ἔχει τὴν διεύθυνσιν τῆς εὐθείας r ἀλλ' εἶναι κάθετος ἐπ' αὐτήν. Ἐν τούτοις καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἰσχύει ὁ νόμος τῆς δράσεως καὶ ἀντιδράσεως καὶ ἐπὶ τοῦ στοιχείου τοῦ ρεύματος ἐξασκεῖται ὑπὸ τοῦ μαγνητικοῦ πόλου δύναμις ἴση καὶ ἀντίρροπος πρὸς τὴν f, κάθετος δηλ. ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ρεύματος.



Σχ. 654.

Τὴν ὕπαρξιν τῶν δυνάμεων τούτων δεικνύομεν διὰ τῆς ἑξῆς συσκευῆς. Ἐπὶ κατακορύφου στύλου στηρίζεται δι' ἀκίδος ὀρθογώνιον ἐκ σύρματος, ὅπως εἰς τὸ σχ. 654, I φαίνεται, τοῦ ὁποίου ἡ κάτω ὁριζοντία πλευρὰ διακόπτεται καὶ τὰ δύο ἄκρα καμπτόμενα βυθίζονται εἰς δύο δακτυλιοειδεῖς λεκάνας ἐκ μονωτικῆς οὐσίας πλήρεις ὑδραργύρου. Τὸν ἐντὸς τῶν δύο λεκανῶν ὑδράργυρον θέτομεν διὰ συρμάτων εἰς συγκοινωνίαν μὲ τοὺς δύο πόλους ἠλεκτρικῆς στήλης, οὕτως ὥστε ρεῦμα ἠλεκτρικὸν διατρέχει τὸ παραλληλόγραμμον, ἔστω κατὰ τὴν φορὰν τῶν βελῶν. Ὡς ἐκ τοῦ τρόπου τῆς ἐξαρτήσεως τὸ παραλληλόγραμμον ἠμπορεῖ νὰ στραφῇ περὶ τὸν στύλον ὡς ἄξονα χωρὶς νὰ διακοποῦν αἱ ἠλεκτρικαὶ ἐπαφαί.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Φέρομεν τώρα μαγνητικὴν ράβδον εἰς τὴν θέσιν, ἡ ὁποία ὑποδεικνύεται εἰς τὸ σχ. 654. Εἰς τὴν θέσιν ταύτην ἠμποροῦμεν νὰ περιορισθῶμεν μόνον εἰς τὰς δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι ἐνεργοῦν μεταξὺ τοῦ βορείου πόλου τοῦ μαγνήτου καὶ τοῦ πλησίον αὐτοῦ κατακορύφου μέρους τοῦ σύρματος.

Ὑπὸ τοῦ ρεύματος ἐξασκεῖται ἐπὶ τοῦ πόλου N δύναμις, ἡ ὁποία κατὰ τὸν κανόνα τοῦ Ampère τείνει νὰ μετακινήσῃ αὐτὸν πρὸς τὰ ὀπίσω τοῦ σχήματος. Τἀνάπαλιν ὑπὸ τοῦ πόλου N ἐξασκεῖται ἐπὶ τοῦ κατακορύφου ρεύματος δύναμις ἡ ὁποία τείνει νὰ κινήσῃ αὐτὸ πρὸς τὰ ἐμπρός. Καὶ πράγματι παρατηροῦμεν ὅτι τὸ ὀρθογώνιον κινεῖται κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ βέλους. Ἂν ἀντὶ τοῦ βορείου πόλου πλησιάσωμεν τὸν νότιον, τὸ ὀρθογώνιον κινεῖται ἀντιθέτως, ὁ πρὸς τὸν πόλον δηλ. ἐστραμμένος κατακόρυφος ἀγωγὸς κινεῖται πρὸς τὰ ὀπίσω.

Τὸ ὀρθογώνιον θὰ ἰσορροπήσῃ ὅταν τὸ ἐπίπεδον αὐτοῦ γίνῃ κάθετον ἐπὶ τὴν μαγνητικὴν ράβδον. Ἀλλὰ τὴν κίνησιν αὐτοῦ ἠμποροῦμεν νὰ μεταβάλωμεν εἰς συνεχῆ περιστροφὴν ἂν ἀντὶ τῶν δύο δακτυλιοειδῶν λεκανῶν μεταχειρισθῶμεν δύο ἡμικυκλικὰς λεκάνας, εἰς τὰς ὁποίας κατὰ τὴν περιστροφὴν τοῦ ὀρθογωνίου ἐναλλὰξ βυθίζονται τὰ ἄκρα τοῦ σύρματος. Οὕτω καθ' ἑκάστην ἡμίσειαν περιστροφὴν ἀναστρέφεται ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος, τὸ πρὸ τοῦ πόλου ἑκάστοτε παρερχόμενον μέρος τοῦ σύρματος διατρέχεται πάντοτε κατὰ τὴν αὐτὴν φορὰν ὑπὸ τοῦ ρεύματος καὶ ἑπομένως ἡ ὑπὸ τοῦ πόλου ἀσκουμένη δύναμις ἔχει πάντοτε τὴν αὐτὴν φορὰν καὶ ἡ περιστροφικὴ κίνησις διατηρεῖται παρὰ τὰς τριβάς.

Ἂν τὸ ὀρθογώνιον εἶναι πολὺ εὐκίνητον καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ἀρκετὰ μεγάλη, εἶναι δυνατὸν αὐτὸ τὸ μαγνητικὸν πεδίον τῆς γῆς νὰ προκαλέσῃ τὴν κίνησιν αὐτοῦ.

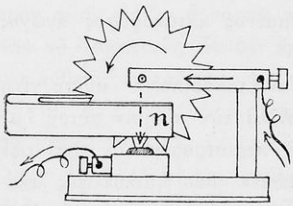
Τὰ σωληνοειδῆ, τὰ ὁποῖα, καθὼς προηγουμένως ἐξετέθη, εἶναι ἰσοδύναμα πρὸς μαγνήτας, κινοῦνται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν μαγνητῶν. Τὸ σχ. 654, II παριστᾷ σωληνοειδὲς στηριζόμενον οὕτως ὥστε νὰ ἠμπορῇ νὰ στραφῇ περὶ κατακόρυφον ἄξονα. Τὸ ρεῦμα προσάγεται καὶ ἀπάγεται διὰ τοῦ ὑδραργύρου τῶν δύο δακτυλιοειδῶν λεκανῶν. Τὸ οὕτω στηριζόμενον σωληνοειδὲς λαμβάνει τοιαύτην διεύθυνσιν, ὥστε ὁ ἄξων του νὰ κεῖται ἐπὶ τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ, αἱ σπεῖ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ραι του δηλ. νὰ εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὸν μαγνητικὸν μεσημβρινόν. Πλησιάζοντες μαγνήτην παρατηροῦμεν ἄπωσιν τῶν ὁμωνύμων πόλων καὶ ἕλξιν τῶν ἑτερωνύμων.

Ἂν ἀντικαταστήσωμεν τὰς δακτυλιοειδεῖς λεκάνας διὰ τῶν ἡμικυκλικῶν, τὸ σωληνοειδὲς ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γηΐνου πεδίου ἢ τοῦ πεδίου μονίμου μαγνήτου περιστρέφεται συνεχῶς

Τὴν κίνησιν ρεύματος ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου δεικνύομεν καὶ διὰ τῆς ἑξῆς συσκευῆς τοῦ Barlow. Ὀδοντωτὸς μετάλλινος τροχὸς ἠμπορεῖ νὰ στραφῇ περὶ ὁριζόντιον ἄξονα, στηριζόμενον ἐπὶ μονωμένου στελέχους, εἰς τὸ κατώτατον δὲ μέρος οἱ ὀδόντες βυθίζονται εἰς ὑδράργυρον περιεχόμενον ἐντὸς μεταλλίνης λεκάνης (σχ. 655).



Σχ. 655.

Ἂν διοχετεύσωμεν διὰ τοῦ τροχοῦ ρεῦμα, ὅπως εἰς τὸ σχῆμα φαίνεται, καὶ φέρωμεν ἑκατέρωθεν αὐτοῦ τὰ δύο σκέλη πεταλοειδοῦς μαγνήτου, περιστρέφεται ὁ τροχὸς κατὰ τὴν φορὰν τοῦ βέλους.

Εἰς τὴν διάταξιν τοῦ σχ. 655 τὸ μὲν διαρρέον τὸν τροχὸν ρεῦμα ἔχει διεύθυνσιν ἐκ τῶν ἄνω πρὸς τὰ κάτω, τὸ δὲ μαγνητικὸν πεδίον ἐκ τῶν ἐμπρὸς πρὸς τὰ ὀπίσω. Κατὰ τὸν κανόνα τοῦ Ampère τὸ πεδίον τοῦ ρεύματος τείνει νὰ κινήσῃ ἀμφοτέρους τοὺς πόλους τοῦ μαγνήτου πρὸς τὰ ἀριστερὰ καί, ἐπειδὴ ὁ μαγνήτης εἶναι ἀκίνητος, κινεῖται τὸ κάτω μέρος τοῦ τροχοῦ πρὸς τὰ δεξιά.

Εἰς τὴν ἐξ. (1) τὸ πηλίκον m/r^2 ἰσοῦται πρὸς τὴν ἔντασιν H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ πόλου m εἰς τὴν θέσιν τοῦ στοιχείου τοῦ ρεύματος. Ἡ ἔντασις λοιπὸν τῆς δυνάμεως, ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ στοιχείου τοῦ ρεύματος, εἶναι

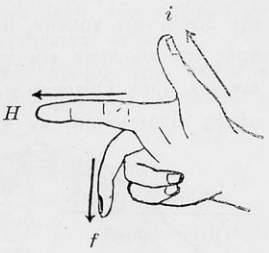
$$f = i s H \eta\mu\theta$$

Εἰς τὸν τύπον τοῦτον εἶναι H ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, θ ἡ γωνία τοῦ ρεύματος πρὸς τὰς μαγνητικὰς γραμμάς, i ἡ ἔντασις καὶ s τὸ μῆκος τοῦ στοιχείου τοῦ ρεύματος.

Ἡ δύναμις εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ ρεῦμα καὶ ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου ἡ δὲ φορὰ αὐτῆς εὑρίσκεται κατὰ τὸν ἑξῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

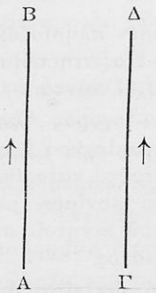
κανόνα. Ἂν ὁ ἀντίχειρ τῆς *δεξιᾶς* χειρὸς παριστᾷ τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος καὶ ὁ δείκτης τὴν φορὰν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τότε ὁ μέσος παριστᾷ τὴν φορὰν τῆς ἐπὶ τοῦ ρεύματος ἐνεργούσης δυνάμεως (σχ. 656).



Σχ. 656.

§ 988. ***Δυνάμεις μεταξὺ δύο ρευμάτων*** Εἰς τὴν § 987 ἐξετέθη ὅτι ρεῦμα εὑρισκόμενον ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου ὑφίσταται τὴν ἐπίδρασιν δυνάμεων. Ἀλλὰ γνωρίζομεν ὅτι μαγνητικὸν πεδίον ἠμπορεῖ νὰ προέρχεται ὄχι μόνον ἀπὸ μαγνήτας ἀλλὰ καὶ ἀπὸ ρεύματα. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι, ὅταν δύο ἀγωγοὶ διαρρέωνται ἀπὸ ἠλεκτρικὰ ρεύματα, ἐνεργοῦν μεταξὺ αὐτῶν δυνάμεις, ἕλξεις ἢ ἀπώσεις, τὰς ὁποίας ὀνομάζομεν *ἠλεκτροδυναμικάς*.

Θεωροῦμεν π. χ. τοὺς δύο παραλλήλους ἀγωγοὺς ΑΒ καὶ ΓΔ, διαρρεομένους ἀπὸ ὁμόρροπα ρεύματα κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῶν βελῶν. Τὸ ἐκ τοῦ ρεύματος ΑΒ μαγνητικὸν πεδίον εἶναι εἰς τὴν θέσιν ΓΔ κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος καὶ αἱ δυναμικαὶ αὐτοῦ γραμμαὶ διευθύνονται ἐκ τῶν ἐμπρὸς πρὸς τὰ ὀπίσω. Ἡ ἐκ τοῦ πεδίου τούτου ἀσκουμένη ἐπὶ τοῦ ρεύματος ΒΔ δύναμις εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος καὶ ἔχει διεύθυνσιν ἐκ δεξιῶν πρὸς τὰ ἀριστερά, τείνει δηλ. νὰ πλησιάσῃ τὸν ἀγωγὸν ΓΔ πρὸς τὸν ΑΒ. Ἂν ἀναστραφῇ ἡ φορὰ τοῦ ἑνὸς ρεύματος, ἀναστρέφεται καὶ ἡ δύναμις. Παράλληλα λοιπὸν ρεύματα ἕλκονται μὲν ἂν εἶναι ὁμόρροπα, ἀπωθοῦνται δὲ ἂν εἶναι ἀντίρροπα.



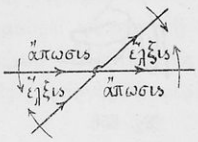
Σχ. 657.

Πειραματικῶς δεικνύομεν τὰς ἕλξεις καὶ ἀπώσεις ταύτας πλησιάζοντες εἰς τὰ κατακόρυφα σύρματα τοῦ κινητοῦ ἀγωγοῦ τοῦ σχ. 654 κατακορύφους ἀγωγοὺς διαρρεομένους ἀπὸ ρεῦμα.

Ἂν εἰς τὸ ἄνω ὁριζόντιον σύρμα τοῦ κινητοῦ ἀγωγοῦ πλησιάσωμεν ὁριζόντιον ἀγωγὸν διαρρεόμενον ἀπὸ ρεῦμα, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ κινητὸν ὀρθογώνιον κινεῖται οὕτως ὥστε τὸ ρεῦμα εἰς τὸ ἄνω ὁριζόντιον σύρμα νὰ γίνῃ παράλληλον καὶ ὁμόρροπον πρὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ ἐπιδρῶν. Ἐκ τούτου συμπεραίνομεν ὅτι δύο ρεύματα σχηματίζοντα γωνίαν ἕλκονται μὲν ὅταν ἀμφότερα διευθύνωνται πρὸς τὴν κορυφὴν τῆς γωνίας ἢ ἀμφότερα ἔχουν φορὰν ἀντίθετον πρὸς τὴν διεύθυνσιν ταύτην, ἀπωθοῦνται δὲ ὅταν τὸ μὲν ἓν διευθύνεται πρὸς τὴν κορυφὴν τῆς γωνίας, τὸ δὲ ἄλλο ἔχῃ ἀντίθετον διεύθυνσιν (σχ. 658). Οὕτω π. χ., ἂν πλαίσιον, πηνίον δηλ. τοῦ ὁποίου τὸ μῆκος εἶναι μικρὸν ἐν σχέσει πρὸς τὴν διάμετρον ἢ ἐν γένει τὰς διαστάσεις τῶν σπειρῶν, κινητὸν περὶ ἄξονα, εὑρίσκεται ἐντὸς ἄλλου ἀκινήτου πλαισίου καὶ διαβιβάσωμεν δι' ἀμφοτέρων ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, στρέφεται τὸ κινητὸν πλαίσιον οὕτως ὥστε τὸ ἐπίπεδον αὐτοῦ (τὸ ἐπίπεδον τῶν σπειρῶν) νὰ γίνῃ παράλληλον πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ ἀκινήτου πλαισίου, ἡ δὲ φορὰ τοῦ ρεύματος νὰ εἶναι εἰς ἀμφότερα ἡ αὐτή.



Σχ. 658.

Ἂν διὰ διατάξεως ἀναλόγου πρὸς τὰς δύο ἡμικυκλικὰς λεκάνας τοῦ σχ. 654 ἀναστρέφεται εἰς τὸ κινητὸν πλαίσιον τὸ ρεῦμα καθ' ἑκάστην ἡμίσειαν περιστροφήν, τὸ πλαίσιον περιστρέφεται διαρκῶς, ἡ συσκευὴ δηλ ἀποτελεῖ *ἠλεκτροδυναμικὸν κινητῆρα.*

Τὰς ἠλεκτροδυναμικὰς ἕλξεις καὶ ἀπώσεις δεικνύομεν πλησιάζοντες εἰς κινητὸν σωληνοειδὲς δεύτερον σωληνοειδές. Παρατηροῦμεν ὅτι οἱ ὁμώνυμοι πόλοι ἀπωθοῦνται οἱ δὲ ἑτερώνυμοι ἕλκονται.

§ 989. *Ἠλεκτρικοὶ κινητῆρες.* Διὰ νὰ ἔχωμεν ἰσχυρὰς ἠλεκτροδυναμικὰς ἐπιδράσεις πρέπει νὰ εἶναι τὰ ρεύματα ἰσχυρὰ ἢ τὸ μαγνητικὸν πεδίον μεγάλης ἐντάσεως. Τὸ τελευταῖον τοῦτο κατορθώνομεν πρῶτον μεταχειριζόμενοι ἠλεκτρομαγνήτας ἀντὶ μονίμων μαγνητῶν καὶ δεύτερον περιτυλίσσοντες τὰ σύρματα τοῦ κινητοῦ συστήματος περὶ πυρῆνας ἐκ σιδήρου καταλλήλου σχήματος.

Δακτύλιος τοῦ Gramme. Τὸ κινητὸν σύστημα ἀποτελεῖται ἀπὸ δακτύλιον ἐκ μαλακοῦ σιδήρου, περὶ τὸν ὁποῖον περιτυλίσσεται μονωμένον σύρμα ἀποτελοῦν ἀτέρμονα ἀγωγὸν (σχ. 659). Ὁ δακτύλιος ἠμπορεῖ νὰ περιστραφῇ μεταξὺ τῶν πόλων S, N ἰσχυροῦ μαγνήτου ἢ ἠλεκτρομαγνήτου. Εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν ὁ κινητὴρ λέγεται μαγνητοηλεκτρικός, εἰς δὲ τὴν δευτέραν δυναμοηλεκτρικός.

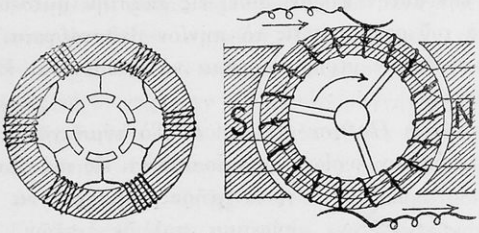
Κατὰ τὸ περιφερικὸν μέρος τοῦ δακτυλίου ἀφαιρεῖται ἡ μόνωσις τοῦ ἀγωγοῦ, καὶ διὰ δύο ἐλαστικῶν ἐλασμάτων, τὰ ὁποῖα εἰς τὴν ἠλεκτροτεχνίαν ὀνομάζονται *ψῆκτραι*, προσάγεται καὶ ἀπάγεται τὸ ρεῦμα, π. χ. κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῶν βελῶν.

Αἱ δυναμικαὶ γραμμαί, αἱ ὁποῖαι ἐξέρχονται ἀπὸ τὸν πόλον N

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τοῦ μαγνήτου, διέρχονται, ἕνεκα τῆς μεγάλης μαγνητικῆς διαπερατότητος τοῦ σιδήρου (§ 868) κυρίως διὰ τῆς μάζης τοῦ δακτυλίου καὶ καταλήγουν εἰς τὸν πόλον S, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχηματικὸν διάγραμμα 659. Οὕτω μόνον τὰ ἐξωτερικὰ μέρη τῶν σπειρῶν τοῦ ἀτέρμονος ἀγωγοῦ εὑρίσκονται ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου.

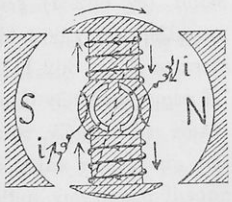
Εἰς τὸ διάγραμμα 659 τὸ μαγνητικὸν πεδίον ἔχει φορὰν ἐκ δεξιῶν πρὸς τὰ ἀριστερά. Εἰς τὸ δεξιὸν μέρος τοῦ δακτυλίου τὰ



Σχ. 659.

ἐξωτερικὰ ρεύματα διευθύνονται ἐκ τῶν ὀπίσω πρὸς τὰ ἐμπρὸς καὶ ἑπομένως ἡ ἐπ᾽ αὐτῶν ἐνεργοῦσα ἐκ τοῦ πεδίου δύναμις ἔχει διεύθυνσιν ἐκ τῶν ἄνω πρὸς τὰ κάτω. Εἰς τὸ ἀριστερὸν μέρος τοῦ δακτυλίου τὰ ἐξωτερικὰ ρεύματα διευθύνονται ἐκ τῶν ἐμπρὸς πρὸς τὰ ὀπίσω καὶ ἡ ἐπ᾽ αὐτῶν ἐνεργοῦσα δύναμις ἔχει διεύθυνσιν ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω. Οὕτω ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ δακτυλίου ζεῦγος κατὰ τὴν φορὰν τοῦ βέλους, τὸ ὁποῖον ἠμποροῦμεν νὰ χρησιμοποιήσωμεν πρὸς παραγωγὴν ἔργου.

Ἀντὶ τοῦ ἀτέρμονος ἀγωγοῦ περιτυλίσσονται συνήθως περὶ τὸν σιδηροῦν δακτύλιον πηνία, τῶν ὁποίων τὰ πέρατα συνδέονται πρὸς ἄλληλα καὶ πρὸς ἐλάσματα μονωμένα, ἀποτελοῦντα κύλινδρον περὶ τὸν ἄξονα τῆς μηχανῆς, τὸν ὀνομαζόμενον *συλλέκτην*. Εἰς τὰ ἐλάσματα τοῦ συλλέκτου προσάγεται διὰ τῶν ψηκτρῶν τὸ ρεῦμα.



Σχ. 660.

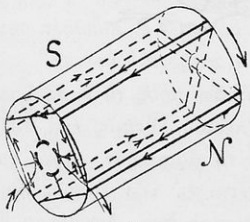
Διπλοῦν Τ τοῦ Siemens. Εἰς τὴν διάταξιν ταύτην ὁ πυρὴν ἔχει τὸ σχῆμα τοῦ διαγράμματος 660, ἡ τομή του δηλ. εἶναι διπλοῦν Τ. Περὶ τὸ μέσον τμῆμα περιτυλίσσονται δύο πηνία, τῶν ὁποίων τὰ μὲν δύο πέρατα συνδέονται πρὸς ἄλληλα, τὰ δὲ ἄλλα δύο

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

καταλήγουν εἰς δύο μονωμένα ἐλάσματα α, β. Εἰς τὰ ἐλάσματα ταῦτα προσάγεται διὰ τῶν ψηκτρῶν τὸ ρεῦμα.

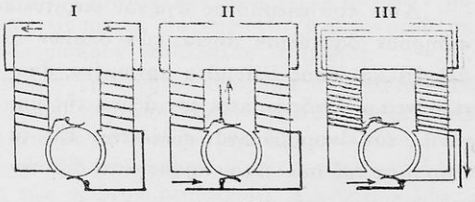
Ἂν ὑποθέσωμεν ὅτι εἰς τὸ δεξιὸν μέρος τῶν σπειρῶν τοῦ ἀγωγοῦ τὸ ρεῦμα ἔχει διεύθυνσιν ἐκ τῶν ὀπίσω πρὸς τὰ ἐμπρός, εἰς δὲ τὸ ἀριστερὸν ἐκ τῶν ἐμπρὸς πρὸς τὰ ὀπίσω, τὸ κινητὸν σύστημα θὰ κινηθῇ κατὰ τὴν φορὰν τοῦ βέλους, ἡ δὲ κίνησις θὰ ἐξακολουθήσῃ κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν, διότι εἰς ἑκάστην ἡμίσειαν περιστροφὴν ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πηνίον ἀναστρέφεται οὕτως ὥστε πάντοτε εἰς τὸ δεξιὸν μέρος τὸ ρεῦμα νὰ διευθύνεται ἐκ τῶν ὀπίσω πρὸς τὰ ἐμπρός.

Τύμπανον τοῦ Hefner-Alteneck. Τὸ τύμπανον τοῦ Hefner-Alteneck, τὸ ὁποῖον κυρίως χρησιμοποιεῖται εἰς τοὺς ἰσχυροὺς ἠλεκτροκινητῆρας, ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς σύστημα πολλῶν διπλῶν T (σχ. 661). Ὑπερέχει τοῦ δακτυλίου τοῦ Gramme διὰ τὴν στερεότητα καὶ διὰ τὴν καλλιτέραν χρησιμοποίησιν τῶν ἀγωγῶν, οἱ ὁποῖοι ὑφίστανται ὁλόκληροι τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου καὶ ὄχι μόνον κατὰ τὸ ἥμισυ μέρος, ὅπως εἰς τὸν δακτύλιον τοῦ Gramme.



Σχ. 661.

Σύνδεσις τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν μὲ τοὺς ἀγωγοὺς τοῦ κινητοῦ συστήματος. Ἡ περιέλιξις τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν συνδέεται πρὸς τοὺς ἀγωγοὺς τοῦ στρεφομένου συστήματος εἴτε ἐν σειρᾷ (σχ. 662, I) εἴτε παραλλήλως (σχ. 662, II) εἴτε μικτῶς (σχ. 662, III). Ἡ περιγραφὴ τῶν ἰδιοτήτων τῶν τριῶν τούτων συνδέσεων καὶ τῶν παρεμβαλλομένων ρυθμιστικῶν ἀντιστάσεων ἀνάγεται πλέον εἰς τὴν ἠλεκτροτεχνίαν.



Σχ. 662.

§ 990. ***Φαινόμενον τοῦ Hall.*** Ἡ ἐπὶ τῶν ὑπὸ ρεύματος διαρρεομένων ἀγωγῶν ἐπίδρασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου δὲν περιορίζε

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ται μόνον εἰς τὰς ἐπ' αὐτῶν ἐξασκουμένας δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι ἠμποροῦν νὰ προκαλέσουν τὴν κίνησίν των, ἀλλὰ προκαλεῖ καὶ μεταβολὴν τῆς κατανομῆς τοῦ δυναμικοῦ εἰς αὐτούς.

Ἡ ἁπλουστάτη διάταξις, διὰ τῆς ὁποίας δεικνύομεν τὴν μεταβολὴν ταύτην εἶναι ἡ ἑξῆς. Διὰ λεπτοτάτου μεταλλίνου κυκλικοῦ ἐλάσματος, εὑρισκομένου μεταξὺ τῶν πόλων ἰσχυροῦ ἠλεκτρομαγνήτου, διαβιβάζομεν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα προσάγοντες καὶ ἀπάγοντες αὐτὸ διὰ δύο ἐκ διαμέτρου ἀντιθέτων σημείων. Ἂν ἐνώσωμεν τὰ δύο ἄκρα τῆς ἐπὶ τὴν διάμετρον ταύτην καθέτου διαμέτρου μὲ εὐπαθὲς γαλβανόμετρον (χωρὶς νὰ διεγείρωμεν τὸν ἠλεκτρομαγνήτην), ἐπειδὴ ἕνεκα τῆς συμμετρίας τῆς διατάξεως τὸ δυναμικὸν αὐτῶν θὰ εἶναι τὸ αὐτό, δὲν θὰ παρατηρήσωμεν ἀπόκλισιν. Ἂν τώρα διεγείρωμεν τὸν ἠλεκτρομαγνήτην, παρατηροῦμεν ἀπόκλισιν τοῦ γαλβανομέτρου, ἡ ὁποία ἀναστρέφεται ἂν ἀναστρέψωμεν τὸ ρεῦμα τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου, ἂν δηλ. ἀναστρέψωμεν τὴν φορὰν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἡ ἀπόκλισις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ ἔλασμα, ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸ πάχος τοῦ ἐλάσματος, ἡ δὲ φορά της ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν οὐσίαν τοῦ ἐλάσματος. Ἐκ τούτου ἀναγνωρίζομεν ὅτι, ἐνῶ τὰ δύο σημεῖα τοῦ ἐλάσματος εἶχον πρότερον τὸ αὐτὸ δυναμικόν, ὅταν διηγέρθη τὸ μαγνηνικὸν πεδίον ἔλαβον διάφορον δυναμικόν. ὅτι ἐπομένως ἡ συμμετρία τῆς ροῆς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ μετεβλήθη ὑπὸ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Μετέβαλε λοιπὸν τὸ πεδίον ὄχι τὸ σχῆμα ἢ τὴν θέσιν τοῦ ἀγωγοῦ, ἀλλὰ τὸ σχῆμα τῶν *τροχιῶν* τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐντὸς αὐτοῦ.

§ 991. ***Μεταβολὴ τῆς ἀντιστάσεως ἀγωγῶν ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου.*** Συναφὴς πρὸς τὸ φαινόμενον τοῦ Hall εἶναι ἡ ἐπίδρασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τῆς ἀντιστάσεως τῶν ἀγωγῶν. Ἡ ἀντίστασις τῶν ἀγωγῶν ἐν γένει μεταβάλλεται ὑπὸ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου κατὰ νόμους πολυπλόκους, διότι ἡ μεταβολὴ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν οὐσίαν τοῦ ἀγωγοῦ, ἀπὸ τὴν σχετικὴν αὐτοῦ θέσιν ὡς πρὸς τὸ πεδίον, ἀκόμη δὲ καὶ ἀπὸ τὸ εἶδος τοῦ διαρρέοντος αὐτὸν ρεύματος διότι εἶναι ἄλλη ἐν γένει διὰ ρεῦμα σταθερᾶς ἐντάσεως καὶ ἄλλη διὰ ρεῦμα περιοδικῶς ἐναλλασσούσης φορᾶς.

Ἰδιαιτέρως μεγάλη εἶναι ἡ μεταβολὴ τῆς ἀντιστάσεως τοῦ Βι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σμουθίου, ἡ ὁποία καὶ λεπτομερῶς ἔχει μελετηθῇ. Ἡ μεταβολὴ τῆς ἀντιστάσεως σπείρας ἐκ σύρματος βισμουθίου ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου ἠμπορεῖ νὰ μᾶς δείξῃ τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου καὶ οὕτω ἀνάγεται ἡ μέτρησις τῆς ἐντάσεως ἰσχυρῶν μαγνητικῶν πεδίων εἰς τὴν εὔκολον μέτρησιν ἠλεκτρικῆς ἀντιστάσεως.

ΕΠΑΓΩΓΗ

§ 992. *Θεμελιώδη πειράματα.* Ἂν μετακινήσωμεν ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου ἀγωγόν, τοῦ ὁποίου τὰ ἄκρα συνδέονται μὲ τοὺς ἀκροδέκτας εὐπαθοῦς γαλβανομέτρου, παρατηροῦμεν ὅτι, ἐὰν ὁ ἀγωγὸς ἢ ἡ διεύθυνσις τῆς κινήσεως δὲν εἶναι παράλληλος πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμάς, τὸ γαλβανόμετρον δεικνύει τὴν δίοδον ρεύματος *ἐφ' ὅσον διαρκεῖ ἡ κίνησις τοῦ ἀγωγοῦ* (Faraday). Ἀναπτύσσεται λοιπὸν εἰς τὸν ἀγωγὸν κατὰ τὴν ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου κίνησιν ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἰδίας φύσεως, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν *ἐπαγωγικὴν* ἢ *ἐξ ἐπαγωγῆς (*)* καὶ τὰ ἐκ ταύτης προερχόμενα ρεύματα ὀνομάζομεν ἐπίσης *ἐξ ἐπαγωγῆς* ἢ *ἐπαγωγικά*.

Τὴν σχέσιν τῆς ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου καὶ τὴν ταχύτητα τῆς κινήσεως εὑρίσκομεν ὡς ἑξῆς.

Ἔστω εὐθύγραμμον τμῆμα κλειστοῦ κυκλώματος, κάθετον ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς μαγνητικοῦ πεδίου, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις εἶναι H. Τὸν ἀγωγόν, τοῦ ὁποίου τὸ μῆκος εἶναι l, κινοῦμεν καθέτως πρὸς ἑαυτὸν καὶ πρὸς τὸ πεδίον μὲ ταχύτητα υ καὶ ἔστω E ἡ εἰς τὰ πέρατα αὐτοῦ ἀναφαινομένη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις καὶ i ἡ ἔντασις τοῦ διαρρέοντος αὐτὸν ρεύματος.

Εἰς χρόνον t προσφέρεται εἰς τὸν ἀγωγὸν ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια ἴση πρὸς iEt, ἡ ὁποία προέρχεται ἐκ τοῦ διὰ τὴν μετακίνησιν αὐτοῦ καταναλισκομένου ἔργου. Ἀλλ' ἡ ἐκ τοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ ρεύματος ἐνεργοῦσα δύναμις εἶναι $f = iHl$, ὁ δρόμος κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς δυνάμεως εἶναι υt, ἄρα τὸ ἔργον εἶναι ἴσον πρὸς $iHl\upsilon t$.

Ἐξισώνοντες τὰς δύο τιμὰς τοῦ ἔργου εὑρίσκομεν

$$E = Hl\upsilon. \qquad (1)$$

(*) Πρβλ. τὴν ὑποσημείωσιν τῆς σελ 395.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἀλλὰ lv εἶναι τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας, τὴν ὁποίαν διαγράφει ὁ ἀγωγὸς εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου, Hlv ὁ ἀριθμὸς τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι τέμνουν τὴν ἐπιφάνειαν ταύτην καὶ ἑπομένως ἡ σημασία τῆς ἐξισώσεως (1) εἶναι ὡς ἑξῆς:

Ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν μαγνητικῶν δυναμικῶν γραμμῶν, τὰς ὁποίας τέμνει ὁ ἀγωγὸς εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου.

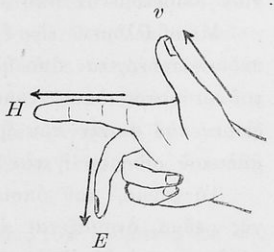
Ἂν τὸ μέσον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου κινεῖται ὁ ἀγωγός, ἔχῃ μαγνητικὴν διαπερατότητα μ διάφορον τῆς μονάδος, ἡ διὰ τῆς ἐπιφανείας δυναμικὴ ροὴ εἶναι ἡ *ἐπαγωγικὴ ροὴ* (§ 870), καὶ διὰ τοῦτο ὁ ἀνωτέρω νόμος διατυποῦται ἀκριβέστερον ὡς ἑξῆς:

Ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν γραμμῶν ἐπαγωγῆς, τὰς ὁποίας ὁ ἀγωγὸς τέμνει εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου.

Ἀντὶ τῆς ἐξ. (1) ἔχομεν λοιπὸν τὴν ἑξῆς σχέσιν:

$$E = B lv = \mu H lv \qquad (2)$$

Ἐκ τῆς ἐξ. (2) ἔχομεν τὸν ἠλεκτρομαγνητικὸν ὁρισμὸν τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως: Μονὰς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως εἶναι ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐξ ἐπαγωγῆς εἰς ἀγωγόν, τέμνονται εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου μίαν μαγνητικὴν δυναμικὴν γραμμήν. Ἡ οὕτω ὁριζομένη μονὰς εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ ἐκείνην, τὴν ὁποίαν ὡρίσαμεν εἰς τὴν § 972.



Σχ. 663.

Ἡ *φορὰ* τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως παρέχεται ἀπὸ τὸν ἑξῆς κανόνα: Ἂν ὁ ἀντίχειρ *τῆς δεξιᾶς χειρὸς* παριστᾷ τὴν διεύθυνσιν τῆς κινήσεως τοῦ ἀγωγοῦ καὶ ὁ δείκτης τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου, ὁ μέσος παριστᾷ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως.

Ἂν ὁ ἀγωγὸς εἶναι κλειστός, τὸ σύνολον τῶν ὑπ' αὐτοῦ τεμνομένων δυναμικῶν γραμμῶν ἰσοῦται πρὸς τὴν μεταβολὴν τῆς δι' αὐτοῦ δυναμικῆς ροῆς (ἀκριβέστερον ἐπαγωγικῆς ροῆς) καὶ ἑπομένως ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἰς κλειστὸν κύκλωμα ἰσοῦ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ται ἀριθμητικῶς πρὸς τὴν εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου μεταβολὴν τῆς δι' αὐτοῦ διερχομένης δυναμικῆς (ἐπαγωγικῆς) ροῆς.

Ἡ φορὰ τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως εὑρίσκεται κατὰ τὸν ἑξῆς κανόνα: Ἂν ἡ δυναμικὴ ροὴ αὐξάνεται, ἡ φορὰ τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως εἶναι ἀριστερόστροφος ὡς πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμάς, ἂν δὲ ἡ δυναμικὴ ροὴ ἐλαττώνεται, ἡ φορὰ τῆς ἠλεκτρεγερτιδυνάμεως εἶναι δεξιόστροφος ὡς πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμάς.

§ 993. ***Τρόποι παραγωγῆς ἐπαγωγικῶν ρευμάτων.*** Διὰ νὰ παραγάγωμεν εἰς κλειστὸν κύκλωμα ρεύματα ἐξ ἐπαγωγῆς πρέπει νὰ μεταβάλωμεν τὴν δι' αὐτοῦ ἐπαγωγικὴν ροήν, τὸν ἀριθμὸν δηλ. τῶν δι' αὐτοῦ διερχομένων γραμμῶν μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς. Τοῦτο ἐπιτυγχάνομεν κατὰ τοὺς ἑξῆς τρόπους μεταχειριζόμενοι συνήθως ἀγωγοὺς εἰς σχῆμα πηνίων ἢ πλαισίων ἢ καὶ ἁπλῶν σπειρῶν.

Μετακινοῦμεν τὸν ἀγωγὸν ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου ἢ μεταβάλλομεν τὸν προσανατολισμὸν αὐτοῦ. Π. χ. στρέφομεν τὸ πηνίον ἐντὸς τοῦ γηΐνου μαγνητικοῦ πεδίου, ἢ πλησιάζομεν τὸ πηνίον πρὸς μαγνήτην ἢ τὸ ἀπομακρύνομεν ἀπὸ αὐτόν, ἢ πλησιάζομεν τὸ πηνίον πρὸς ἄλλο πηνίον ἢ σωληνοειδὲς διαρρεόμενον ἀπὸ ρεῦμα ἢ τὸ ἀπομακρύνομεν ἀπὸ αὐτό.

Μετακινοῦμεν τὸ μαγνητικὸν πεδίον ὡς πρὸς τὸν ἀγωγόν. Π. χ. πλησιάζομεν πρὸς τὸν ἀγωγὸν ἢ ἀπομακρύνομεν μαγνήτην ἢ πηνίον διαρρεόμενον ἀπὸ ρεῦμα.

Μεταβάλλομεν τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου ἐπαγωγῆς. Ἂν π. χ. τὸ πεδίον προέρχεται ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, μεταβάλλομεν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, διακόπτομεν ἢ ἀποκαθιστῶμεν αὐτὸ ἢ καὶ ἀναστρέφομεν τὴν φοράν του ἢ εἰσάγομεν εἰς τὸ ἓν τῶν πηνίων πυρῆνα μαλακοῦ σιδήρου ἢ τὸν ἀπομακρύνομεν.

Τὸ ρεῦμα, τοῦ ὁποίου αἱ μεταβολαὶ προκαλοῦν τὸ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεῦμα, ὀνομάζεται *πρωτεῦον* καὶ τὸ κύκλωμα αὐτοῦ *πρωτεῦον κύκλωμα*, τὸ δὲ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεῦμα ὀνομάζεται *δευτερεῦον* καὶ τὸ κύκλωμα αὐτοῦ *δευτερεῦον κύκλωμα*.

§ 994. ***Νόμος τοῦ Lenz.*** Τὴν φορὰν τῶν ἐπαγωγικῶν ρευμάτων εὑρίσκομεν διὰ τοῦ ἑξῆς ἁπλουστάτου νόμου τοῦ Lenz.

Τὸ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεῦμα ἔχει τοιαύτην φοράν, ὥστε νὰ τείνῃ νὰ ἀναιρέσῃ τὴν προκαλοῦσαν αὐτὸ μεταβολήν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν π. χ. *πλησιάσωμεν* πηνίον διαρρεόμενον ὑπὸ ρεύματος πρὸς ἄλλο πηνίον, θὰ παραχθῇ, ἐφ' ὅσον τὸ δεύτερον πηνίον ἀποτελεῖ κλειστὸν κύκλωμα, ρεῦμα τοιοῦτον, ὥστε νὰ *ἀπωθῇ* τὸ ἐπιδρῶν πηνίον, ρεῦμα δηλ. *ἀντίρροπον* πρὸ τὸ ἐπιδρῶν.

Ἂν *ἀπομακρύνωμεν* τὸ πηνίον, θὰ παραχθῇ ρεῦμα *ἕλκον* τὸ ἐπιδρῶν πηνίον, ρεῦμα δηλ. *ὁμόρροπον* πρὸς τὸ ἐπιδρῶν.

Αὔξησις τῆς ἐντάσεως τοῦ ἐπιδρῶντος ρεύματος ἰσοδυναμεῖ πρὸς αὔξησιν τῆς δυναμικῆς ροῆς, ἑπομένως τὸ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεῦμα θὰ εἶναι τοιοῦτον, ὥστε ἡ ἐξ αὐτοῦ δυναμικὴ ροὴ νὰ τείνῃ νὰ ἀναιρέσῃ τὴν αὔξησιν τῆς δυναμικῆς ροῆς τοῦ ἐπιδρῶντος ρεύματος. Θὰ εἶναι λοιπὸν *ἀντίρροπον* πρὸς τὸ ἐπιδρῶν.

Ὅταν ἐλαττώνεται ἡ ἔντασις τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος παράγεται ἐξ ἐπαγωγῆς ὁμόρροπον ρεῦμα.

Ἂν *πλησιάσωμεν* μαγνητικὸν πόλον πρὸς σωληνοειδὲς ἢ πηνίον, θὰ παραχθῇ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεῦμα τοιοῦτον ὥστε νὰ *ἀπωθῆται* ὁ ἐπιδρῶν πόλος, θὰ ἀναφανῇ δηλ. εἰς τὸ πρὸς τὸν ἐπιδρῶντα μαγνήτην ἐστραμμένον ἄκρον τοῦ σωληνοειδοῦς πόλος *ὁμώνυμος* πρὸς τὸν ἐπιδρῶντα.

Ἂν *ἀπομακρύνωμεν* τὸν πόλον, θὰ παραχθῇ ρεῦμα τοιοῦτον, ὥστε νὰ ἀναφανῇ εἰς τὸ πρὸς τὸν ἐπιδρῶντα πόλον ἐστραμμένον ἄκρον τοῦ σωληνοειδοῦς πόλος *ἑτερώνυμος*.

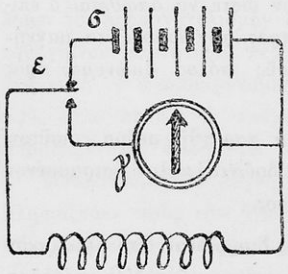
§ 995. ***Αὐτεπαγωγή***. Ὅταν ἀγωγὸς διαρρέεται ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἰδίου αὐτοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ πᾶσα μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος συνοδεύεται ἀπὸ ἀντίστοιχον μεταβολὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου. Ἀλλ' ἐκ τῆς μεταβολῆς ταύτης τοῦ πεδίου ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξ ἐπαγωγῆς, ἡ ὁποία κατὰ τὸν κανόνα τοῦ Lenz τείνει νὰ ἀντισταθῇ κατὰ τῆς μεταβολῆς.

Ἡ ἐπίδρασις τῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἐπὶ τῆς ἐντάσεως αὐτοῦ τούτου τοῦ ρεύματος ὀνομάζεται *αὐτεπαγωγή*.

Ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος αὐξάνεται, ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι τοιαύτη ὥστε νὰ ἀνθίσταται εἰς τὴν αὔξησιν. Διὰ τοῦτο, ὅταν κλείωμεν κύκλωμα εἰς τὸ ὁποῖον ὑπάρχει πηγὴ ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, τὸ ρεῦμα δὲν ἔχει ἀμέσως τὴν ἐκ τοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νόμου τοῦ Ohm ὁριζομένην ἔντασιν, ἀλλὰ φθάνει εἰς αὐτὴν βαθμηδὸν μετὰ πάροδον χρονικοῦ διαστήματος, τὸ ὁποῖον συνήθως εἶναι ἐλάχιστον, ἀλλὰ ἠμπορεῖ νὰ μετρηθῇ. Ἐν τούτοις εἶναι δυνατὸν εἰς κατάλληλον κύκλωμα (π. χ. πηνίον μεγάλου ἠλεκτρομαγνήτου) τὸ χρονικὸν τοῦτο διάστημα νὰ ἀνέρχεται εἰς ἀρκετὰ δευτερόλεπτα καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εὐκόλως παρακολουθοῦμεν διὰ τοῦ ἀμπερομέτρου τὴν βαθμιαίαν αὔξησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Ὅταν διακόπτωμεν τὸ ρεῦμα διακόπτοντες εἴς τι σημεῖον τὴν συνέχειαν τοῦ κυκλώματος, ἐκ τῆς ἐλαττώσεως τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου παράγεται ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξ ἐπαγωγῆς τείνουσα νὰ προκαλέσῃ ρεῦμα ὁμόρροπον πρὸς τὸ ἀρχικόν. Ἕνεκα τούτου ἔχομεν εἰς τὰ σημεῖα τῆς διακοπῆς τοῦ κυκλώματος συσσώρευσιν ἑτερωνύμων ἠλεκτρισμῶν ὑπὸ μεγάλην σχετικῶς διαφορὰν δυναμικοῦ, προκαλοῦσαν πολλάκις ἠλεκτρικὸν σπινθῆρα. Ἂν ἀμέσως μετὰ τὴν διακοπὴν τοῦ ἀρχικοῦ ρεύματος φροντίσωμεν νὰ ἀποκαταστήσωμεν κλειστὸν κύκλωμα, διέρχεται δι' αὐτοῦ ἰσχυρὸν στιγμιαῖον ρεῦμα, ὁμόρροπον πρὸς τὸ ἀρχικόν. Τὸ ἐπαγωγικὸν τοῦτο ρεῦμα ὀνομάζεται *ἐπίρρευμα*.



Σχ. 664.

Τὸ ἐπίρρευμα δεικνύομεν π. χ. διὰ τῆς ἑξῆς διατάξεως. Σχηματίζομεν κύκλωμα περιλαμβάνον ἠλεκτρικὴν στήλην σ καὶ πηνίον (σχ. 663). Ἂν ἀποτόμως ὠθήσωμεν πρὸς τὰ κάτω τὸ ἔλασμα ε, ἡ μὲν στήλη τίθεται ἐκτὸς κυκλώματος, ἀλλὰ τὸ κύκλωμα τοῦ πηνίου συμπληροῦται διὰ τοῦ γαλβανομέτρου καὶ παρατηροῦμεν στιγμιαίαν ἀπόκλισιν τοῦ γαλβανομέτρου, δεικνύουσαν ρεῦμα ὁμόρροπον πρὸς τὸ ἀρχικόν, τοῦ ὁποίου ὅμως ἡ ἔντασις ταχέως φθίνει καὶ μηδενίζεται.

§ 996. ***Σχέσεις τῆς ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ πρὸς τὴν μεταβολὴν τῆς ἐπαγωγικῆς ροῆς.*** Ἔστω Φ_1 ἡ διά τινος κλειστοῦ ἀγωγοῦ μαγνητικὴ ροή, ἡ ὁποία ὁμαλῶς μεταβαλλομένη λαμβάνει μετὰ χρόνον t τὴν τιμὴν Φ_2. Ἡ μεταβολὴ εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου εἶναι $(\Phi_2 - \Phi_1)/t$ καὶ ἑπομένως ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ναμις εἶναι

$$E = -\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{t}$$

Τὸ ἀρνητικὸν σημεῖον τοῦ δευτέρου μέλους τῆς ἐξισώσεως σημαίνει ὅτι, ἂν ἐξ *αὐξήσεως* τῆς ἐντάσεως τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος αὐξάνεται ἡ διὰ τοῦ δευτερεύοντος κυκλώματος ροή, ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τείνει νὰ προκαλέσῃ ρεῦμα ἀντίρροπον πρὸς τὸ πρωτεῦον.

Ἂν εἶναι R ἡ ἀντίστασις τοῦ ἀγωγοῦ, ἡ ἔντασις τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος εἶναι

$$i = -\frac{E}{R} = -\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R\,t}$$

καὶ ἡ ποσότης ἠλεκτρισμοῦ, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῆς τομῆς τοῦ ἀγωγοῦ κατὰ τὸν χρόνον t εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν

$$Q = it = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R}$$

Ἡ ποσότης ἠλεκτρισμοῦ δηλ., ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῆς τομῆς τοῦ ἀγωγοῦ, ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὴν μεταβολὴν τῆς ἐπαγωγικῆς ροῆς διὰ τῆς ἀντιστάσεως.

Φανερὸν εἶναι ὅτι ἡ σχέσις αὕτη ἰσχύει καὶ δι' οἱανδήποτε μεταβολὴν τῆς ἐπαγωγικῆς ροῆς, διότι πᾶσα μεταβολὴ ἠμπορεῖ νὰ ἀναλυθῇ εἰς ἀλληλουχίαν ὁμοιομόρφων μεταβολῶν.

Ὡς μερικὸν συμπέρασμα τοῦ νόμου τούτου ἐξάγομεν τὴν ἑξῆς πρότασιν. Ἂν ρεῦμα ἐξ ἐπαγωγῆς παράγεται εἰς δευτερεῦον πηνίον ἐκ τῆς ἀποκαταστάσεως καὶ διακοπῆς τοῦ ρεύματος εἰς ἄλλο πρωτεῦον πηνίον, αἱ ποσότητες ἠλεκτρισμοῦ, αἱ ὁποῖαι διέρχονται διὰ τῆς τομῆς τοῦ δευτερεύοντος ἀγωγοῦ κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν τοῦ ρεύματος εἰς τὸν πρωτεύοντα ἀγωγόν, εἶναι ἴσαι πρὸς τὰς ποσότητας, αἱ ὁποῖαι διέρχονται διὰ τῆς τομῆς τοῦ ἀγωγοῦ κατ' ἀντίθετον φορὰν ὅταν τὸ πρωτεῦον ρεῦμα διακόπτεται.

§ 997. ***Συντελεσταὶ ἐπαγωγῆς.*** Ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξαρτᾶται, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους, ἀπὸ τὴν *ταχύτητα τῆς μεταβολῆς* τῆς ἐπαγωγικῆς ροῆς. Ὅταν τὸ μαγνητικὸν πεδίον ὀφείλεται εἰς ρεῦμα, ἐπειδὴ ἡ ἔντασις αὐτοῦ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, ἕπεται ὅτι ἡ ταχύ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

της τῆς μεταβολῆς τῆς δι' οἱασδήποτε ἐπιφανείας ροῆς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ταχύτητα μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.

Ἂν εἶναι i ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος κατά τινα χρονικὴν στιγμὴν καὶ Φ ἡ διά τινος ἐπιφανείας μαγνητικὴ ροή, ὑφίσταται ἡ σχέσις

$$\Phi = L\,i \tag{1}$$

ὅπου L εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὸ σχῆμα τοῦ ἀγωγοῦ, ἀπὸ τὴν περίμετρον τῆς ἐπιφανείας καὶ ἀπὸ τὰς μονάδας.

Μετὰ πάροδον τοῦ μικροῦ χρονικοῦ διαστήματος t ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος θὰ εἶναι i_1 ἡ δὲ μαγνητικὴ διὰ τῆς ἐπιφανείας ροὴ Φ_1 καὶ θὰ ὑφίσταται πάλιν ἡ σχέσις.

$$\Phi_1 = L i_1 \tag{2}$$

Ἐκ τῶν ἐξ. (2, 3) λαμβάνομεν

$$\frac{\Phi_1 - \Phi}{t} = L\,\frac{i_1 - i}{t}$$

ἤτοι: ἡ μέση ταχύτης τῆς μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς κατὰ τὸν χρόνον t ἰσοῦται πρὸς τὴν μέσην ταχύτητα τῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὸν συντελεστὴν L. Ἂν λάβωμεν τὸ χρονικὸν διάστημα t πολὺ μικρόν, αἱ μέσαι ταχύτητες ἰσοῦνται πρὸς τὰς *ταχύτητας* τῆς μεταβολῆς τῆς ροῆς καὶ τῆς ἐντάσεως, τὰς ὁποίας παριστῶμεν διὰ τῶν συμβόλων Φ' καὶ i' καὶ ἑπομένως ἔχομεν τὴν σχέσιν

$$\Phi' = L i'$$

§ 998. ***Συντελεστὴς ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς.*** Ἔστω κλειστὸν κύκλωμα, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν *πρωτεῦον* καὶ παριστῶμεν διὰ τοῦ συμβόλου (1), διαρρεόμενον ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i_1, καὶ πλησίον αὐτοῦ κύκλωμα, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν *δευτερεῦον* καὶ παριστῶμεν διὰ τοῦ συμβόλου (2). Ἂν ὀνομάσωμεν Φ_2 τὴν δυναμικὴν ροὴν τὴν διερχομένην διὰ τοῦ δευτερεύοντος κυκλώματος ὡς ἐκ τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος i_1, θὰ εἶναι

$$\Phi_2' = L_{12}\, i_1'$$

ὅπου ὁ συντελεστὴς L_{12} θὰ ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν γωμετρικὴν μορφὴν τῶν κυκλωμάτων καὶ τὰς μαγνητικὰς ἰδιότητας (διαπερατότητα) τοῦ περιβάλλοντος αὐτὰ μέσου.

Ἂν ἡ ἔντασις τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος μεταβληθῇ, θὰ ἀναπτυχθῇ εἰς τὸ δευτερεῦον κύκλωμα ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις E_2, τῆς ὁποίας ἡ τιμὴ παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν

$$E_2 = -\Phi_2' = -L_{12}\, i_1'$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἰσοῦται δηλ. ἀπολύτως πρὸς τὴν ταχύτητα τῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος ἐπὶ τὸν συντελεστὴν L_{12}, τὸν ὁποῖον διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν *συντελεστὴν ἐπαγωγῆς* τοῦ κυκλώματος (1) ὡς πρὸς τὸ κύκλωμα (2).

Ἂν διαρρέεται τὸ κύκλωμα (2) ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i_2, διέρχεται διὰ τοῦ κυκλώματος (1) δυναμικὴ ροὴ Φ_1, ἡ ὁποία παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν

$$\Phi_1 = L_{21}\, i_2$$

καὶ ἂν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος μεταβληθῇ, θὰ ἀναπτυχθῇ ἐπὶ τοῦ κυκλώμανος (1) ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις

$$E_1 = -\Phi_1' = -L_{21}\, i_2'.$$

Ὁ συντελεστὴς L_{21} ὀνομάζεται συντελεστὴς ἐπαγωγῆς τοῦ κυκλώματος (2) ὡς πρὸς τὸ κύκλωμα (1).

Ἐκ τοῦ θεωρητικοῦ ὑπολογισμοῦ ἀγόμεθα εἰς τὸ καὶ πειραματικῶς βεβαιούμενον ἀξιοσημείωτον πόρισμα ὅτι οἱ δύο συντελεσταὶ L_{12} καὶ L_{21} εἶναι ἴσοι πρὸς ἀλλήλους: Διὰ τοῦτο ἀντὶ τῶν δύο διαφόρων συμβόλων μεταχειριζόμεθα ἓν καὶ μόνον σύμβολον, π.χ. L_{12} τὴν δὲ σταθερὰν ταύτην ὀνομάζομεν *συντελεστὴν ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς* ἢ καὶ ἁπλῶς *συντελεστὴν ἐπαγωγῆς* τῶν δύο κυκλωμάτων.

Αἱ ἐξισώσεις τῆς ἐπαγωγῆς τῶν δύο κυκλωμάτων γίνονται λοιπὸν

$$(1) \qquad E_2 = -L_{12}\, i_1' \qquad\qquad E_1 = -L_{12}\, i_2'.$$

§ 999. ***Συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς.*** Ὅταν ὁ ἀγωγὸς (1) διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i, ἡ δι' αὐτοῦ τούτου τοῦ ἀγωγοῦ δυναμικὴ ροὴ Φ συνδέεται πρὸς τὴν ἔντασιν i διὰ τῆς σχέσεως

$$\Phi = -L_1\, i$$

ὅπου L_1 εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος μόνον ἀπὸ τὸ σχῆμα τοῦ ἀγωγοῦ καὶ τὰς μαγνητικὰς ἰδιότητας τοῦ περιβάλλοντος.

Ἂν ἡ ἔντασις i μεταβληθῇ, εὑρίσκομεν σκεπτόμενοι ὅπως καὶ εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον ὅτι ἡ ἐξ αὐτεπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις E συνδέεται πρὸς τὴν ταχύτητα i' τῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος διὰ τῆς ἐξισώσεως

$$(2) \qquad E = -L_1\, i'.$$

Ὁ συντελεστὴς L_1 ὀνομάζεται *συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς* ἢ καὶ ἁπλῶς *αὐτεπαγωγὴ* τοῦ ἀγωγοῦ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 1000. ***Μονάδες καὶ διαστάσεις συντελεστῶν ἐπαγωγῆς.*** Ἐκ τῆς ἐξισώσεως (2) τῆς προηγουμένης παραγράφου εὑρίσκομεν ὅτι ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς CGS αὐτεπαγωγῆς εἶναι ἡ αὐτεπαγωγὴ ἀγωγοῦ, εἰς τὸν ὁποῖον ἀναπτύσσεται ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἴση πρὸς τὴν μονάδα ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἰς ἓν δευτερόλεπτον μεταβάλλεται κατὰ ποσότητα ἴσην πρὸς τὴν μονάδα τῆς ἐντάσεως.

Πρακτικὴ μονὰς αὐτεπαγωγῆς εἶναι τὸ Henry (H), ἴσον πρὸς τὴν αὐτεπαγωγὴν κυκλώματος, εἰς τὸ ὁποῖον ἀναπτύσσεται ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἴση πρὸς 1 Volt ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ διαρρέοντος αὐτὸ ρεύματος μεταβάλλεται κατὰ 1 Ampère εἰς ἓν δευτερόλεπτον.

Τὸ Henry ἰσοῦται πρὸς 10^9 ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας.

Ἡ ἀμοιβαία ἐπαγωγὴ δύο κυκλωμάτων μετρεῖται μὲ τὰς αὐτὰς μονάδας.

Αἱ διαστάσεις τῆς αὐτεπαγωγῆς εὑρίσκονται ἀπὸ τὴν ἐξ. (2) τῆς προηγουμένης παραγράφου, ὅπου τὸ i′ ἔχει τὰς διαστάσεις ἐντάσεως ρεύματος διὰ χρόνου, εἶναι λοιπὸν

$$[\text{Αὐτεπαγωγὴ}] = \frac{[\,E\,]\,[\,t\,]}{[\,i\,]} = [\,L\,]\,.$$

Ἡ αὐτεπαγωγὴ ἔχει τὰς διαστάσεις μήκους καὶ διὰ τοῦτο παρίσταται συνήθως διὰ τοῦ συμβόλου L.

§ 1001. ***Παραδείγματα ὑπολογισμοῦ συντελεστῶν ἐπαγωγῆς.*** Ὁ ὑπολογισμὸς τοῦ συντελεστοῦ ἐπαγωγῆς εἶναι ἐν γένει πρόβλημα πολὺ δύσκολον καὶ πολλάκις ἄλυτον. Διὰ τοῦτο προσδιορίζεται ὁ συντελεστὴς L πειραματικῶς. Θὰ δείξωμεν ἐν τούτοις εἰς ἁπλοῦν παράδειγμα τὸν τρόπον τοῦ ὑπολογισμοῦ.

Ἔστω πηνίον μήκους l ἀποτελούμενον ἀπὸ n_1 σπείρας τομῆς σ καὶ δεύτερον πηνίον τοῦ αὐτοῦ μήκους, ἀποτελούμενον ἀπὸ n_2 σπείρας τῆς αὐτῆς τομῆς σ καὶ περιτυλιγμένον οὕτως ὥστε αἱ σπεῖραι του νὰ εὑρίσκωνται ἐπὶ τῆς κυλινδρικῆς ἐπιφανείας τῶν σπειρῶν τοῦ πρώτου πηνίου καὶ αἱ ἄκραι σπεῖραι νὰ εὑρίσκωνται εἰς τὸ αὐτὸ ἐπίπεδον. Διὰ τῆς διατάξεως ταύτης κατορθώνομεν ὥστε ὅλη ἡ ἐκ τοῦ πρώτου πηνίου προερχομένη δυναμικὴ ροὴ νὰ διέρχεται διὰ τοῦ δευτέρου καὶ τἀνάπαλιν.

Ἂν τὸ πρῶτον πηνίον διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i_1, ἡ δι' ἑκάστης σπείρας δυναμικὴ ροὴ εἶναι

$$\varphi = \frac{4\pi i_1\, n_1 \sigma}{l}$$

καὶ ἑπομένως ἡ διὰ τῶν n_2 σπειρῶν τοῦ δευτέρου πηνίου ροὴ εἶναι

$$\Phi_2 = \frac{4\pi i_1\, n_1\, n_2 \sigma}{l}$$

Ὁμοίως εὑρίσκομεν ὅτι, ἂν τὸ δεύτερον πηνίον διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i_2, ἡ διὰ τῶν n_1 σπειρῶν τοῦ πρώτου πηνίου ροὴ εἶναι

$$\Phi_2 = \frac{4\pi i_2\, n_1\, n_2 \sigma}{l}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὁ συντελεστὴς ἐπαγωγῆς εἶναι λοιπὸν

$$L_{12} = \frac{\Phi_2}{i_1} = \frac{\Phi_1}{i_2} = \frac{4\pi n_1 n_2 \sigma}{l} \quad (2)$$

Ἂν τὰ πηνία εἶναι περιτυλιγμένα περὶ σιδηροῦν πυρῆνα διαπερατότητος μ, ἡ δυναμικὴ (ἐπαγωγικὴ) ροὴ εἶναι μ φορὰς μεγαλυτέρα καὶ ἑπομένως καὶ ὁ συντελεστὴς ἐπαγωγῆς μ φορὰς μεγαλύτερος.

Τὸν συντελεστὴν ἐπαγωγῆς δύο κυκλωμάτων μεταβάλλομεν μεταβάλλοντες τὴν ἀπόστασιν αὐτῶν ἢ τὸν πρὸς ἄλληλα προσανατολισμὸν ἢ εἰσάγοντες σιδηροῦς πυρῆνας.

Ἔστω ἀκόμη πηνίον μήκους l μὲ n πυκνὰς σπείρας τομῆς σ. Ἂν τὸ πηνίον τοῦτο διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i, ἡ δι' ἑκάστης σπείρας δυναμικὴ ροὴ εἶναι

$$\varphi = \frac{4\pi i n \sigma}{l}$$

καὶ διὰ τῶν n σπειρῶν ἡ ροὴ εἶναι

$$\Phi = \frac{4\pi i n^2 \sigma}{l}$$

Ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου εἶναι λοιπὸν

$$L_1 = \frac{4\pi n^2 \sigma}{l} \quad (4)$$

Ἂν τὸ πηνίον εἶναι περιτυλιγμένον περὶ σιδηροῦν πυρῆνα διαπερατότητος μ, ἡ αὐτεπαγωγὴ θὰ εἶναι μ φορὰς μεγαλυτέρα.

Αἱ ἐξισώσεις (3, 4) παρέχουν τὴν τιμὴν τῶν συντελεστῶν ἐπαγωγῆς εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας CGS. Ἐπειδὴ ἡ πρακτικὴ μονὰς Henry εἶναι ἴση πρὸς 10^9 μονάδας CGS, ἔπεται ὅτι διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν τιμὴν τῶν συντελεστῶν ἐπαγωγῆς εἰς Henry πρέπει νὰ διαιρέσωμεν τὰ δεύτερα μέλη τῶν ἐξισώσεων (3,4) διὰ 10^9. Οὕτω π. χ. ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς πηνίου εἶναι

$$L = \mu \frac{4\pi n^2 \sigma}{l} \cdot 10^{-9} \text{ Henry}$$

Τὸ σ εἰς τὸν τύπον τοῦτον ἐκφράζεται εἰς τετραγωνικὰ ἑκατοστά, τὸ δὲ l εἰς ἑκατοστά.

Ἔστω π. χ. πηνίον μήκους 50 cm μὲ 500 σπείρας τυλιγμένας περὶ πυρῆνα σιδηροῦν ($\mu = 100$) διαμέτρου 6 cm. Ἡ τομὴ σ τῆς σπείρας εἶναι $\sigma = 9\pi$ καὶ ἡ αὐτεπαγωγὴ εἶναι

$$L = 100 \frac{4\pi . 500^2 . 9\pi}{50} \cdot 10^{-9} = 0,178 \text{ Henry}$$

Τὸν συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς πηνίου ἠμποροῦμεν νὰ μεταβάλωμεν πλησιάζοντες ἢ ἀπομακρύνοντες ἀπ' ἀλλήλων τὰς σπείρας του ἢ εἰσάγοντες πυρῆνα σιδηροῦν.

Ἀγωγοὶ μεταβλητῆς αὐτεπαγωγῆς κατασκευάζονται ἀπὸ δύο πηνία συνδεόμενα ἐν σειρᾷ, τὸ ἓν τῶν ὁποίων εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἄλλου καὶ ἠμπορεῖ νὰ στραφῇ περὶ ἄξονα (σχ. 665). Ὅταν αἱ σπεῖραι τῶν δύο πηνίων εἶναι παράλληλοι καὶ τὸ ρεῦμα διατρέχῃ αὐτὰς κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν, ἡ διὰ τοῦ συστήματος δυναμικὴ ροὴ ὑπὸ δοθεῖσαν ἔντασιν ρεύματος εἶναι μεγίστη καὶ ἑπομένως καὶ ἡ αὐτεπαγωγὴ εἶναι μεγίστη. Ἂν στρέψωμεν τὸ ἐσωτερικὸν πηνίον κατὰ 180°, οὕτως ὥστε αἱ σπεῖραι του νὰ γίνουν πάλιν παράλληλοι πρὸς τὰς τοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐξωτερικοῦ ἀλλὰ τὸ ρεῦμα νὰ διατρέχῃ αὐτὰς κατὰ φορὰν ἀντίθετον, ἡ δυναμικὴ ροὴ καὶ ἑπομένως καὶ ἡ αὐτεπαγωγὴ εἶναι ἐλαχίστη. Εἰς διαμέσους θέσεις τοῦ στρεπτοῦ πηνίου ἡ αὐτεπαγωγὴ ἔχει μέσας τιμάς.

Σχ. 665.

Ἂν προσαρμόσωμεν εἰς τὸν ἄξονα τοῦ στρεπτοῦ πηνίου δείκτην στρεφόμενον ἐπὶ γωνιομετρικοῦ κύκλου γ, ἠμποροῦμεν νὰ καταρτισωμεν πειραματικῶς πίνακα παρέχοντα τὴν αὐτεπαγωγὴν τὴν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς διαφόρους θέσεις αὐτοῦ καὶ ἑπομένως ἠμποροῦμεν νὰ μεταβάλωμεν κατὰ βούλησιν τὴν αὐτεπαγωγὴν τοῦ συστήματος μεταξὺ τῶν δύο ἄκρων τιμῶν. Διὰ τοῦτο ἡ διάταξις αὕτη ὀνομάζεται *μεταβολόμετρον* (Variomètre, Variometer).

§ 1002. ***Σημασία τῶν συντελεστῶν ἐπαγωγῆς.*** Ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς εἶναι, καθὼς ἀνωτέρω ἐξετέθη, ὁ συντελεστής, ἐπὶ τὸν ὁποῖον πρέπει νὰ πολλαπλασιάσωμεν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν διὰ τοῦ κυκλώματος δυναμικὴν ροήν. Τὴν βαθυτέραν σημασίαν αὐτοῦ ἀναγνωρίζομεν διὰ τῶν ἑξῆς συλλογισμῶν.

Εἰς τὴν § 918 ἐξετέθη ὅτι ἡ πυκνότης τῆς ἐνεργείας ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου εἶνσι

$$w = \frac{1}{8\pi} K H^2 = \frac{1}{8\pi} D H$$

ὅπου K ἡ σταθερὰ διηλεκτρικότητος, H ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου καὶ D ἡ ἔντασις τῆς ἐπαγωγῆς.

Ἀποδεικνύεται κατ' ἀνάλογον τρόπον ὅτι ἡ πυκνότης τῆς ἐνεργείας μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι

$$w = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 = \frac{1}{8\pi} B H$$

ὅπου μ ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης, H ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου, B ἡ ἔντασις τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς.

Ἔστω τώρα μακρὸν σωληνοειδὲς ὁλικοῦ μῆκους l μὲ n πυκνὰς σπείρας ἐμβαδοῦ σ περιτυλιγμένας περὶ σιδηροῦν πυρῆνα διαπερατότητος μ. Ἡ αὐτεπαγωγὴ τοῦ πηνίου τούτου εἶναι εἰς μονάδας CGS

$$L = \mu \frac{4\pi n^2 \sigma}{l} \tag{5}$$

Ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου ἐντὸς τοῦ σωληνοειδοῦς εἶναι

$$H = \frac{4\pi n i}{l}$$

καὶ ἑπομένως ἡ πυκνότης τῆς μαγνητικῆς ἐνεργείας εἶναι

$$w = \mu \frac{2\pi n^2 i^2}{l}$$

Ἀλλ' ἐπειδὴ ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου ἐντὸς τοῦ σωληνοειδοῦς εἶναι ἀσυγκρίτως μεγαλυτέρα τῆς ἐντάσεως εἰς τὸν ἔξω χῶρον, ἠμποροῦμεν νὰ δεχθῶμεν κατὰ προσέγγισιν ὅτι ὅλη ἡ μαγνητικὴ ἐνέργεια περιέχεται εἰς τὸν ἐντὸς τοῦ σωλη-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νοειδοῦς χῶρον, εἰς ὄγκον δηλ. σl, καὶ ὅτι ἑπομένως ἡ ὅλη μαγνητικὴ ἐνέργεια τοῦ πεδίου εἶναι

$$W = \sigma l w = \mu \frac{2\pi n^2 \sigma i^2}{l}$$

Συγκρίνοντες τὴν ἐξίσωσιν ταύτην μὲ τὴν (5) εὑρίσκομεν τὴν σπουδαιοτάτην σχέσιν

$$W = \frac{1}{2} L i^2 \tag{6}$$

ἡ ὁποία δι' ἀκριβεστέρου λογισμοῦ ἀποδεικνύεται ὅτι ἰσχύει δι' οἱονδήποτε κύκλωμα.

Ἡ μαγνητικὴ ἐνέργεια τοῦ ρεύματος δηλ. ἰσοῦται πρὸς τὸ ἥμισυ τῆς αὐτεπαγωγῆς ἐπὶ τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Ἂν ἡ αὐτεπαγωγὴ καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ἐκφράζωνται εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας CGS, ἡ ἐνέργεια παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξ. (6) εἰς erg. Ἂν δὲ ἡ αὐτεπαγωγὴ ἐκφράζεται εἰς Henry (μονὰς 10^9 φορὰς μεγαλυτέρα τῆς CGS), ἡ δὲ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἰς Ampère (μονὰς 10 φορὰς μικροτέρα τῆς CGS) ἡ ἐνέργεια παρέχεται εἰς μονάδας $10^9 : 10^2 = 10^7$ φορὰς μεγαλυτέρας τοῦ erg δηλ. εἰς Joule.

Οὕτω π. χ. ἂν διὰ τοῦ πηνίου, τοῦ ὁποίου τὴν αὐτεπαγωγὴν ὑπελογίσαμεν εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, διαβιβάσωμεν ρεῦμα ἐντάσεως 10 A, ἡ ἐνέργεια τοῦ πεδίου θὰ εἶναι

$$W = \frac{1}{2} \cdot 0{,}178 . 10 = 0{,}89 \text{ Joule}$$

Ὅταν ἡ ἐνέργεια αὕτη ἀποδοθῇ ἀπὸ τὴν πηγήν, θὰ φθάσῃ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος τὴν τιμὴν τῶν 10 Ampère, ἀλλὰ πρὸ τούτου ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος θὰ εἶναι μικροτέρα ἐκείνης, τὴν ὁποίαν θὰ ἀνεμένομεν ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Ohm, ἡ φαινομένη δηλ. ἀντίστασις τοῦ πηνίου εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ὠμείου (πρβλ. § 970). Ὅταν ἡ ἔντασις γίνῃ ἴση πρὸς 10 A, ἡ κατανάλωσις ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας εἰς τὸν ἀγωγὸν εἶναι ἴση πρὸς τὴν κατὰ δευτερόλεπτον ἀναπτυσσομένην θερμότητα τοῦ Joule.

Ἂν θέσωμεν ἐκτὸς κυκλώματος τὴν πηγὴν τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, τὸ μαγνητικὸν πεδίον θὰ παύσῃ ὑφιστάμενον ἀλλ' ἡ ἐνέργεια αὐτοῦ δὲν ἠμπορεῖ νὰ ἐξαφανισθῇ. Θὰ μεταβληθῇ εἰς ἄλλην μορφὴν ἐνεργείας, π. χ. εἰς τὴν θερμότητα Joule τοῦ ἐπιρρεύματος, ἢ εἰς τὴν ἐνέργειαν πεδίου ρευμάτων ἐξ ἐπαγωγῆς, ἢ καί, καθὼς κατωτέρω θὰ ἴδωμεν εἰς ἐνέργειαν *ἠλεκτρομαγνητικοῦ κύματος*.

Ἀνάλογος εἶναι ἡ σημασία τοῦ συντελεστοῦ ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς.

Ἂν δηλ. ἔχωμεν δύο κυκλώματα, (1) καὶ (2), καὶ εἶναι L_1 ἡ αὐτεπαγωγὴ τοῦ πρώτου, L_2 ἡ αὐτεπαγωγὴ τοῦ δευτέρου, L_{12} ὁ συντελεστὴς ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς, διαρρέωνται δὲ τὸ μὲν πρῶτον ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i_1 τὸ δὲ δεύτερον ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i_2, ἡ μαγνητικὴ ἐνέργεια τοῦ πεδίου ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι

$$W = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + L_{12} i_1 i_2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2. \tag{7}$$

Τὴν ὀρθότητα τῆς ἐξισώσεως ταύτης δεικνύομεν εἰς τὸ ἑξῆς παράδειγμα.

Θεωροῦμεν τὰ δύο πηνία μήκους l μὲ σπείρας n_1, n_2, τῶν ὁποίων τὸν συντελεστὴν ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς ὑπελογίσαμεν εἰς τὴν § 1001. Οἱ συντελεσταὶ ἐπαγωγῆς εἶναι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

$$L_1 = \mu \frac{4\pi n_1^2 \sigma}{l} \qquad L_2 = \mu \frac{4\pi n_2^2 \sigma}{l} \qquad L_{12} = \mu \frac{4\pi n_1 n_2}{l}$$

Ἂν διὰ μόνου τοῦ πρώτου πηνίου διαβιβάσωμεν ρεῦμα ἐντάσεως i, ἡ ἐνέργεια τοῦ πεδίου θὰ εἶναι

$$W_1 = \frac{1}{2} L_1 i^2$$

ἂν δὲ διὰ μόνου τοῦ δευτέρου πηνίου διαβιβάσωμεν ρεῦμα τῆς αὐτῆς ἐντάσεως, ἡ ἐνέργεια τοῦ πεδίου θὰ εἶναι

$$W_2 = \frac{1}{2} L_2 i^2$$

Διαβιβάζομεν τώρα διὰ τῶν δύο πηνίων συγχρόνως ρεῦμα ἐντάσεως i, ὁμόρροπον εἰς ἀμφότερα τὰ πηνία.

Ἡ ἐνέργεια θὰ εἶναι κατὰ τὴν ἐξ. (7)

$$W = \frac{1}{2}\left\{L_1 + 2L_1 + L_2\right\} i^2 \tag{8}$$

Ἀλλὰ ἠμποροῦμεν καὶ ἄλλως νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν ἐνέργειαν W. Θεωροῦμεν δηλ. τὰ δύο πηνία ὡς ἀποτελοῦντα ἓν καὶ μόνον πηνίον μὲ $n_1 + n_2$ σπείρας. Ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου τούτου εἶναι

$$L = \mu \frac{4\pi (n_1+n_2)^2 \sigma}{l} = L_1 + 2L_{12} + L_2$$

καὶ ἑπομένως ἡ ἐνέργεια τοῦ πεδίου εὑρίσκεται καὶ κατὰ τὸν ὑπολογισμὸν τοῦτον

$$W = \frac{1}{2} L i^2 = \frac{1}{2}\left\{L_1 + 2L_{12} + L_2\right\} i^2.$$

Ἂν τὰ δύο πηνία διαρρέωνται ἀντιρρόπως ἀπὸ τὸ ρεῦμα, ἡ ἔντασις θὰ εἶναι $+i$ εἰς τὸ ἓν καὶ $-i$ εἰς τὸ ἄλλο καὶ ἑπομένως ἡ ἐνέργεια θὰ εἶναι

$$W = \frac{1}{2} L_1 (+i)^2 + L_{12}(+i)(-i) + \frac{1}{2} L_2 (-i)^2 = \frac{1}{2}(L_1 - 2L_{12} + L_2) i^2$$

Ἀλλὰ τὰ δύο πηνία ἰσοδυναμοῦν τώρα μὲ ἓν καὶ μόνον, τὸ ὁποῖον ἔχει $n_1 - n_2$ σπείρας, τοῦ ὁποίου ἑπομένως ὁ συντελεστὴς ἐπαγωγῆς εἶναι

$$L = \mu \frac{4\pi (n_1 - n_2)^2 \sigma}{l} = L_1 - 2L_{12} + L_2$$

§ 1003. ***Μηχανικὸν ἀνάλογον.*** Ἀξιοσημείωτος εἶναι ἡ ὁμοιότης τῆς ἐξ. (6) πρὸς τὰς ἐξισώσεις, αἱ ὁποῖαι μᾶς δίδουν τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν. Εἶναι δηλ. (T. A'. § 73, 128)

$$W = \frac{1}{2} m v^2 \qquad W = \frac{1}{2} K \omega^2$$

ὅπου m ἡ μᾶζα, v ἡ ταχύτης, K ἡ ροπὴ ἀδρανείας καὶ ω ἡ γωνιακὴ ταχύτης.

Ἂν λοιπὸν θεωρήσωμεν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ὡς ἀντίστοιχον πρὸς τὴν ταχύτητα, γραμμικὴν ἢ γωνιακήν, κινουμένου ὑλικοῦ συστήματος, ἡ αὐτεπαγωγὴ πρέπει νὰ θεωρηθῇ ὡς ἀντίστοιχος πρὸς τὴν μᾶζαν ἢ τὴν ροπὴν ἀδρανείας. Ἡ σημασία τῆς ἀντιστοιχίας ταύτης εἶναι πιθανῶς πολὺ βαθυτέρα παρ' ὅσον ἐκ πρώτης ὄψεως φαίνεται.

§ 1004. ***Ρεύματα τοῦ Foucault.*** Ὅταν ἀγωγὸς κινῆται ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου, ἀναπτύσσονται ἠλεκτρεγερτικαὶ δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἂν ὁ ἀγωγὸς ἔχῃ μεγάλην τομὴν καὶ μικρὰν εἰδικὴν ἀντίστασιν, παράγουν τοπικὰ ρεύματα μεγάλης ἐντάσεως. Παρόμοια ρεύματα παράγονται καὶ ὅταν ἀγωγὸς εἶναι ἐκτεθειμένος εἰς μεταβαλλόμενον, π. χ. περιοδικῶς ἐναλλασσόμενον, μαγνητικὸν πεδίον.

Τὰ ρεύματα ταῦτα ὀνομάζονται ἐν γένει ρεύματα τοῦ Foucault, ἠμποροῦμεν δὲ νὰ δείξωμεν τὴν ὕπαρξιν αὐτῶν π. χ. κατὰ τοὺς ἑξῆς τρόπους.

Περιβάλλομεν διὰ πηνίου πυρῆνα ἐκ συρμάτων σιδηρῶν καὶ διαβιβάζομεν δι' αὐτοῦ ρεῦμα ἐναλλασσομένης φορᾶς, οὕτως ὥστε ὁ πυρὴν νὰ μαγνητίζεται μὲ ἐναλλασσομένους πόλους. Ἂν περιβάλωμεν τὸν σιδηροῦν πυρῆνα διὰ χαλκοῦ δακτυλίου, παρατηροῦμεν ὅτι ἐντὸς ὀλίγου ὁ δακτύλιος θερμαίνεται ἰσχυρῶς ἐκ τῶν ἐπαγωγικῶν ρευμάτων.

Ἂν θελήσωμεν νὰ κινήσωμεν τεμάχιον χαλκοῦ, π. χ. παχὺ ἔλασμα, ἐντὸς τοῦ ἰσχυροῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ὑπάρχει μεταξὺ τῶν πόλων μεγάλου ἠλεκτρομαγνήτου, εὑρίσκομεν ἀντίστασιν ὁμοίαν πρὸς ἐκείνην, τὴν ὁποίαν θὰ παρετηροῦμεν ἂν ἐκινοῦμεν τὸ ἔλασμα ἐντὸς πυκνορρεύστου ὑγροῦ. Ἡ ἀντίστασις προέρχεται ἀπὸ τὰ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεύματα, τὰ ὁποῖα κατὰ τὸν νόμον τοῦ Lenz ἔχουν τοιαύτην φοράν, ὥστε νὰ ἀνθίστανται εἰς τὴν προκαλοῦσαν αὐτὰ αἰτίαν.

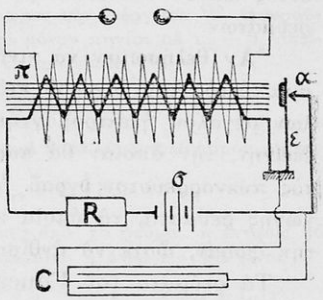
Τὰ ρεύματα τοῦ Foucault προκαλοῦν ἐν γένει μεταβολὴν ἐνεργείας εἰς θερμότητα καὶ διὰ τοῦτο εἰς τὴν ἠλεκτροτεχνίαν προσπαθοῦν νὰ δώσουν εἰς τοὺς ἀγωγούς τῶν ἠλεκτρικῶν μηχανῶν τοιοῦτον σχῆμα ὥστε νὰ μὴ εὐνοῆται ἡ παραγωγὴ των· Οὕτω π. χ. οἱ σιδηροῖ πυρῆνες οἱ ἐκτεθειμένοι εἰς ἐναλλασσομένην μαγνήτισιν κατασκευάζονται ἀπὸ σύρματα ἢ ἐλάσματα, τὰ ὁποῖα εἶναι μονωμένα ἀπ' ἀλλήλων διὰ μονωτικοῦ βερνικίου ἢ φύλλων χάρτου.

§ 1005. ***Ἐπαγωγικὸν πηνίον τοῦ Ruhmkorff.*** Ἡ συνηθεστάτη συσκευὴ πρὸς παραγωγὴν ἐπαγωγικῶν ρευμάτων εἶναι τὸ πηνίον τοῦ Ruhmkorff, τὸ ὁποῖον ὑπὸ τὴν ἀρχικὴν αὐτοῦ μορφὴν εἶναι κατασκευασμένον ὡς ἑξῆς.

Περὶ πυρῆνα π ἐκ συρμάτων ἀπὸ μαλακὸν σίδηρον (σχ. 666) περιτυλίσσεται πρωτεῦον πηνίον ἀποτελούμενον ἀπὸ παχύ μονωμένον χάλκινον σύρμα, περὶ τοῦτο δὲ περιτυλίσσεται δευτερεῦον πηνίον, ἀποτελούμενον ἀπὸ πολὺ περισσοτέρας σπείρας λεπτοῦ μονω-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μένου χαλκίνου ἐπίσης σύρματος. Ἂν διὰ τοῦ πρωτεύοντος πηνίου διαβιβάσωμεν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα καὶ διαδοχικῶς διακόπτομεν καὶ ἀποκαθιστῶμεν αὐτό, ἀναπτύσσεται εἰς τὸ δευτερεῦον πηνίον ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἡ ὁποία, ἂν μὲν τὸ κύκλωμα εἶναι κλειστόν, προκαλεῖ ρεῦμα ὁμόρροπον πρὸς τὸ πρωτεῦον κατὰ τὴν διακοπὴν ἀντίρροπον δὲ κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν αὐτοῦ, ἂν δὲ τὸ κύκλωμα εἶναι ἀνοικτόν, προκαλεῖ διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τοῦ ἀγωγοῦ. Ἡ διακοπὴ καὶ ἀποκατάστασις τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος γίνεται εἰς τὰ μικρὰ πηνία τοῦ Ruhmkorff αὐτομάτως ὡς ἑξῆς (Wagner): Τὸ πρωτεῦον κύκλωμα ἀποτελεῖται ἀπὸ τὴν στήλην σ, τὴν ρυθμιστικὴν ἀντίστασιν R, τὸ πρωτεῦον πηνίον τοῦ ὁποίου τὸ ἄκρον καταλήγει εἰς τὸ μονωμένον μετάλλινον ἐλαστικὸν ἔλασμα ε. Τὸ ἔλασμα τοῦτο φέρει εἰς τὸ ἄκρον τεμάχιον σιδήρου, εὑρισκόμενον ἀπέναντι τοῦ πυρῆνος τοῦ πηνίου, ἐφάπτεται δὲ τοῦ ἄκρου τοῦ κοχλίου α, ἐκ τοῦ ὁποίου ἀγωγὸς καταλήγει εἰς τὴν στήλην. Τὸ κύκλωμα τώρα εἶναι κλειστὸν, διέρχεται ἐπομένως ρεῦμα. Ἀλλὰ μόλις διέλθῃ διὰ τοῦ πηνίου τὸ ρεῦμα μαγνητίζεται ὁ πυρήν, ἕλκει τὸν ἀπέναντι αὐτοῦ ὀπλισμὸν καὶ ὡς ἐκ τούτου διακόπτεται ἡ ἐπαφὴ τοῦ ἐλάσματος ε πρὸς τὸν κοχλίαν α. Τὸ ρεῦμα διακόπτεται, ὁ πυρὴν ἀπομαγνητίζεται καὶ παύει νὰ ἕλκῃ τὸν ὀπλισμόν, τὸ ἔλασμα ἐπανέρχεται εἰς τὴν θέσιν του καὶ τὸ ρεῦμα πάλιν ἀποκαθίσταται, ἀμέσως πάλιν διακόπτεται καὶ οὕτω καθεξῆς.



Σχ. 666.

Ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ταχύτητα τῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος. Καὶ κατὰ μὲν τὴν ἀποκατάστασιν τοῦ ρεύματος ἡ ταχύτης τῆς μεταβολῆς, ἕνεκα τῆς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πρωτεύοντος πηνίου, εἶναι σχετικῶς βραδεῖα. Διὰ τοῦτο ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι μικρά, διαρκεῖ ὅμως ἐπὶ σχετικῶς μέγα χρονικὸν διάστημα. Κατὰ τὴν διακοπὴν ὅμως τοῦ ρεύματος ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως εἶναι ραγδαία καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα ἀλλὰ διαρκεῖ ὀλιγώτερον. Ὁ Fizeau κατέστησε πολὺ ταχυτέραν τὴν μεταβολὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος κατὰ τὴν διακοπὴν συνδέσας τὸ ἔλασμα ε καὶ τὸν κοχλίαν α μὲ τοὺς δύο ὁπλισμοὺς πυκνωτοῦ C, οἱ ὁποῖοι δέχονται τὰ ἐκ τοῦ ἐπιρρεύματος κινούμενα ἠλεκτρικὰ φορτία καὶ ἐμποδίζουν τὴν παραγωγὴν σπινθῆρος κατὰ τὴν διακοπὴν τοῦ ρεύματος.

Ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν σπειρῶν τοῦ δευτερεύοντος πηνίου καὶ διὰ τοῦτο κατασκευάζεται τοῦτο μὲ ὅσον τὸ δυνατὸν περισσοτέρας σπείρας. Ἡ ἔντασις ὅμως τοῦ δευτερεύοντος ρεύματος εἶναι πολὺ μικρὰ καὶ τόσον μικροτέρα ὅσον, ὑπὸ τοὺς αὐτοὺς ἄλλως ὅρους, αὐξάνεται ὁ ἀριθμὸς τῶν σπειρῶν τοῦ δευτερεύοντος πηνίου καὶ ἑπομένως ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις. Περὶ τούτου πειθόμεθα διὰ τοῦ ἑξῆς κατὰ προσέγγισιν συλλογισμοῦ.

Κατὰ τὴν διακοπὴν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος ὡρισμένον ποσὸν ἐνεργείας, ἡ ἐνέργεια τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, μεταβάλλεται εἰς τὴν ἐνέργειαν τοῦ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεύματος. Ἂν θεωρήσωμεν τὴν ἔντασιν αὐτοῦ i σταθερὰν καθὼς καὶ τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν E, ἡ ἐνέργεια εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ γινόμενον iE καὶ πρὸς τὸν χρόνον. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι αὐξανομένου τοῦ E θὰ ἐλαττωθῇ τὸ i. Διὰ τοῦτο τὸ δευτερεῦον πηνίον κατασκευάζεται ἀπὸ λεπτὸν σύρμα.

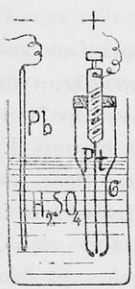
Ἂν συνδέσωμεν τὰ ἄκρα τοῦ δευτερεύοντος πηνίου μὲ δύο μονωμένα στελέχη φέροντα δύο σφαίρας εἰς μικρὰν ἀπόστασιν ἀπ' ἀλλήλων, παράγονται κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν καὶ τὴν διακοπὴν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος σπινθῆρες μεταξὺ αὐτῶν. Τὸ δευτερεῦον κύκλωμα διερρέεται ἀπὸ ρεύματα διακοπτόμενα ἐναλλασσούσης φοράς.

Ἂν αὐξήσωμεν τὴν ἀπόστασιν τῶν σφαιρῶν, ἡ κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος ἀναπτυσσομένη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις δὲν εἶναι ἱκανὴ νὰ προκαλέσῃ σπινθῆρα καὶ οὕτω παράγεται σπινθὴρ μόνον κατὰ τὴν διακοπὴν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος. Τὸ δευτερεῦον κύκλωμα διαρρέεται τώρα ἀπὸ διακοπτόμενον ρεῦμα τῆς αὐτῆς πάντοτε φορᾶς, ὁμόρροπον πρὸς τὸ πρωτεῦον ρεῦμα. Διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν θετικὸν πόλον τὸ ἄκρον τοῦ δευτερεύοντος πηνίου, τὸ ὁποῖον *κατὰ τὴν διακοπὴν* τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος ἔχει τὸ ἀνώτερον δυναμικόν, ἀρνητικὸν δὲ πόλον τὸ ἀντίθετον ἄκρον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὁ αὐτόματος διακόπτης χρησιμοποιεῖται εἰς τὰ μικρὰ πηνία. Εἰς μεγαλύτερα πηνία, π. χ. εἰς πηνία παρέχοντα σπινθῆρα 20 cm μέχρι ἑνὸς μέτρου, τὸ πρωτεῦον ρεῦμα διακόπτεται δι' ἰδιαιτέρου διακόπτου, ὁ ὁποῖος κινεῖται διὰ κινητῆρος. Συνηθέστατοι εἶναι οἱ διακόπται δι' ὑδραργύρου, εἰς τοὺς ὁποίους φλέψ ὑδραργύρου ἐκσφενδονιζομένη ὑπὸ περιστρεφομένου συστήματος συναντᾷ κατὰ τὴν περιστροφήν της μετάλλινα ἐλάσματα καὶ οὕτω ἀποκαθιστᾷ τὸ ρεῦμα. Ὅταν ἡ φλέψ παρέλθῃ, τὸ ρεῦμα διακόπτεται μέχρις ὅτου ἐκ νέου ἡ φλέψ συναντήσῃ τὸ ἔλασμα. Ἡ διακοπὴ τοῦ ρεύματος γίνεται ἐντὸς ἀτμοσφαίρας φωταερίου τὸ δὲ περιστρεφόμενον σύστημα καὶ τὸ ἀπέναντι ἔλασμα συγκοινωνοῦν μὲ τοὺς δύο ὁπλισμοὺς πυκνωτοῦ.

Ἀναφέρομεν ἀκόμη τὸν λεγόμενον *ἠλεκτρολυτικὸν διακόπτην τοῦ Wehnelt*. Σωλὴν ἐκ πορσελάνης σ (σχ. 667) ἔχει εἰς τὸ κάτω μέρος στενὴν ὀπήν, ἡ ὁποία φράσσεται σχεδὸν διὰ σύρματος ἐκ λευκοχρύσου, τὸ ὁποῖον διὰ κοχλίου ἠμποροῦμεν νὰ ἀναβιβάζωμεν ἢ καταβιβάζωμεν. Τὸ κάτω ἄκρον τοῦ σωλῆνος βυθίζεται ἐντὸς ἀραιοῦ θειικοῦ ὀξέος, ἐντὸς τοῦ ὁποίου βυθίζεται καὶ μολυβδίνη πλάξ. Ἂν παρενθέσωμεν τὴν συσκευὴν ταύτην εἰς τὸ πρωτεῦον κύκλωμα πηνίου τοῦ Ruhmkorff, οὕτως ὥστε τὸ ἐκ λευκοχρύσου σύρμα νὰ συνδέεται μὲ τὸν θετικὸν πόλον τῆς στήλης, ἡ δὲ μολυβδίνη πλὰξ μὲ τὸν ἀρνητικόν, τὸ ρεῦμα διακόπτεται καὶ ἀποκαθίσταται, τὴν δὲ μεγάλην ἐν γένει συχνότητα τῶν διακοπῶν ἠμποροῦμεν ἐν μέτρῳ νὰ ρυθμίσωμεν, ἀναβιβάζοντες καὶ καταβιβάζοντες τὸ ἐκ λευκοχρύσου σύρμα ἐντὸς τοῦ σωλῆνος. Ἡ διακοπὴ τοῦ ρεύματος προέρχεται ἀπὸ τὴν ἐξάτμισιν τοῦ ὑγροῦ εἰς τὴν ὀπὴν τοῦ ἐκ πορσελάνης σωλῆνος ἕνεκα τῆς θερμότητος τοῦ Joule. Ἡ φυσαλὶς τοῦ ἀτμοῦ διακόπτει τὴν συνέχειαν τοῦ ἠλεκτρολύτου καὶ τὸ ρεῦμα διακόπτεται. Τὸ ἐπίρρευμα διασπᾷ τὴν μονωτικὴν ἀερίαν στιβάδα καὶ τὸ ρεῦμα ἀποκαθίσταται μέχρις ὅτου νέα φυσαλὶς ἀτμοῦ τὸ διακόψῃ πάλιν. Αἱ διακοπαὶ διὰ τοῦ διακόπτου τοῦ Wehnelt ἠμποροῦν νὰ φθάσουν δύο καὶ πλέον χιλιάδας κατὰ δευτερόλεπτον. Ὁ τρόπος τῆς λειτουργίας τοῦ διακόπτου τοῦ Wehnelt φαίνεται ἐν τούτοις ὅτι δὲν εἶναι τόσον ἁπλοῦς, ὅπως τὸν περιγράψαμεν.



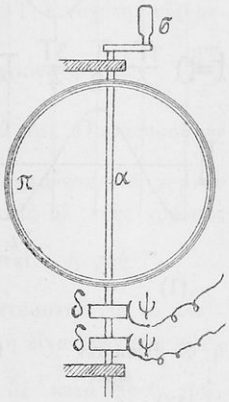
Σχ. 667.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὅταν χρησιμοποιοῦμεν τὸν διακόπτην τοῦ Wehnelt ὁ πυκνωτὴς εἶναι περιττός.

ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΑ ΡΕΥΜΑΤΑ

§ 1006. ***Ρεύματα ἐναλλασσόμενα. Ρεύματα ἁρμονικὰ ἢ ἡμιτονοειδῆ.*** Ἔστω πλαίσιον π (σχ. 668) ἀποτελούμενον ἀπὸ πολλὰς σπείρας ἐκ μονωμένου σύρματος, καὶ στερεωμένον ἐπὶ τοῦ ἄξονος α, ὁ ὁποῖος ἠμπορεῖ νὰ περιστραφῇ διὰ τοῦ στροφάλου σ. Τὰ ἄκρα τοῦ σύρματος καταλήγουν εἰς δύο μονωμένους δακτυλίους, στερεωμένους ἐπὶ τοῦ ἄξονος, καὶ διὰ τῶν ψυκτρῶν ψ, ψ συγκοινωνοῦν μὲ τοὺς ἀκροδέκτας γαλβανομέτρου, τοῦ ὁποίου τὸ κινητὸν σύστημα ἔχει ὅσον τὸ δυνατὸν μικροτέραν ροπὴν ἀδρανείας.



Σχ. 668.

Φέρομεν τὸ πλαίσιον ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ὑποθέτομεν διὰ τὴν ἁπλότητα ὅτι ὁ ἄξων αὐτοῦ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου.

Ἂν εἶναι s ἡ ἐπιφάνεια μιᾶς σπείρας τοῦ πλαισίου, n ὁ ἀριθμὸς τῶν σπειρῶν, H ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου, καὶ φ ἡ γωνία τὴν ὁποίαν σχηματίζει τὸ ἐπίπεδον τῶν σπειρῶν μὲ τὰς δυναμικὰς γραμμάς, δι' εὐκόλου συλλογισμοῦ εὑρίσκομεν ὅτι ἡ δυναμικὴ διὰ τοῦ πλαισίου ροὴ Φ παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν

$$\Phi = ns\,H\,\eta\mu\varphi$$

Στρέφομεν τώρα τὸ πλαίσιον μὲ σταθερὰν ταχύτητα, οὕτως ὥστε νὰ ἐκτελῇ ν στροφὰς κατὰ δευτερόλεπτον. Ἡ γωνία φ αὐξάνεται εἰς ἓν δευτερόλεπτον κατὰ $2\pi\nu$ καὶ εἰς χρόνον t αὐξάνεται κατὰ $2\pi\nu t$. Ἂν λοιπὸν εἰς τὴν ἀρχὴν τοῦ χρόνου ἡ γωνία φ εἶχε τὴν τιμὴν φ_0, κατὰ τὸν χρόνον t ἡ τιμή της θὰ εἶναι

$$\varphi = \varphi_0 + 2\pi\nu t$$

καὶ ἡ δυναμικὴ ροὴ θὰ εἶναι

$$\Phi = ns\,H\eta\mu\,(\varphi_0 + 2\pi\nu t)$$

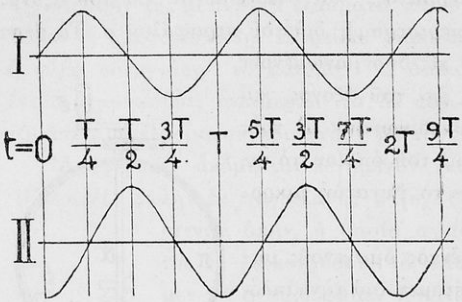
Ἂν ἀντὶ τῆς συχνότητος ν εἰσαγάγωμεν τὴν περίοδον T τῆς περι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

στροφῆς (πρβλ. Τ. Α'. § 35), ἔχομεν ἐκ τῆς σχέσεως $T = 1/\nu$

$$\Phi = nsH\,\eta\mu\left(\varphi_0 + \frac{2\pi t}{T}\right)$$

Ἡ δυναμικὴ ροὴ δηλ. μεταβάλλεται μετὰ τοῦ χρόνου, ἡ δὲ μεταβολὴ αὐτῆς εἶναι *ἁπλῆ ἁρμονική*. Τὸ πλάτος τῆς μεταβολῆς εἶναι nsH, ἡ περίοδος Τ, ἡ συνχότης ν, καὶ ἡ ἀρχικὴ φάσις φ_0.



Σχ. 669.

Ἂν ἐκλέξωμεν τὴν ἀρχὴν τοῦ χρόνου οὕτως ὥστε εἰς τὸν χρόνον $t=0$ νὰ εἶναι $\varphi=0$, ἡ ἀρχικὴ φάσις εἶναι $\varphi_0 = 0$ καὶ ἡ ἐξίσωσις τῆς ροῆς λαμβάνει τὴν ἁπλουστέραν μορφὴν

$$(1) \qquad \Phi = nsH\,\eta\mu\,\frac{2\pi t}{T}$$

ἢ ἂν θέσωμεν $\quad nsH = A \quad \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu = \omega$

$$(2) \qquad \Phi = A\,\eta\mu\,\omega t$$

Τὴν σχέσιν τῆς δυναμικῆς ροῆς πρὸς τὸν χρόνον παριστᾷ γραφικῶς τὸ διάγραμμα 669, Ι. Εἰς τὸν χρόνον $t=0$ εἶναι $\varphi=0$ (πλαίσιον παράλληλον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς) καὶ ἑπομένως καὶ $\Phi=0$. Μετὰ πάροδον ἑνὸς τετάρτου περιόδου $\left(t = \frac{T}{4}\right)$ τὸ πλαίσιον γίνεται κάθετον ἐπὶ τὸ πεδίον $\left(\varphi = \frac{\pi}{2}\right)$ καὶ ἡ ροὴ ἔχει τὴν μεγίστην τιμήν. Μετὰ πάροδον ἡμισείας περιόδου $\left(t = \frac{T}{2}\right)$ τὸ πλαίσιον γίνεται πάλιν παράλληλον πρὸς τὸ πεδίον καὶ ἡ ροὴ μηδενίζεται. Ἐντεῦθεν ἡ ροὴ ἀναστρέφεται ὡς πρὸς τὸ πλαίσιον, γίνεται δηλ. ἀρνητική, καὶ ὅταν ὁ χρόνος γίνῃ $\frac{3T}{4}$, ἐπειδὴ πάλιν τὸ πλαίσιον εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ πεδίον, ἔχει τὴν μεγίστην τιμήν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Μετὰ πάροδον μιᾶς ὁλοκλήρου περιόδου (t=T) ἡ ροὴ πάλιν μηδενίζεται καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

Ἐκ τοῦ διαγράμματος φαίνεται ὅτι εἰς τὰς θέσεις $t=0, \frac{T}{2}$, $T, \frac{3T}{2}$ $2T$ εἰς μικρὰν μεταβολὴν τοῦ χρόνου ἀντιστοιχεῖ μεγάλη σχετικῶς μεταβολὴ τῆς ροῆς εἰς δὲ τὰς θέσεις $t=\frac{T}{4}, \frac{3T}{4}, \frac{5T}{4}, \frac{7T}{4}$ μεταβαλλομένου τοῦ χρόνου ἡ ροὴ ἀνεπαισθήτως μόνον μεταβάλλεται..

Ἤτοι: εἰς τοὺς χρόνους $t=0, \frac{T}{2}, T, \frac{3T}{2}, 2T$ ἡ ταχύτης τῆς μεταβολῆς τῆς ροῆς εἶναι μεγίστη εἰς δὲ τοὺς χρόνους $t=\frac{T}{4}, \frac{3T}{4}, \frac{5T}{4}, \frac{7T}{4}$ ἡ ταχύτης μεταβολῆς τῆς ροῆς μηδενίζεται. Παρατηροῦμεν ἀκόμη ὅτι εἰς τοὺς χρόνους $t=0$, T, $2T$ αὐξανομένου τοῦ χρόνου αὐξάνεται ἡ ροὴ (ταχύτης μεταβολῆς θετικὴ) εἰς δὲ τοὺς χρόνους $t=\frac{T}{2}, \frac{3T}{2}$ αὐξανομένου τοῦ χρόνου ἐλαττώνεται ἡ ροή.

Ἐκ τῆς μεταβολῆς τῆς δυναμικῆς ροῆς ἀναπτύσσεται εἰς τὸ πλαίσιον ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, τῆς ὁποίας ἡ τιμὴ εἶναι μεγίστη κατὰ τοὺς χρόνους $t=0, \frac{T}{2}, T, \frac{3T}{3_2}$, μηδενίζεται δὲ κατὰ τοὺς χρόνους $t=\frac{T}{4}, \frac{3T}{4}, \frac{5T}{4}, \frac{7T}{4}$

Ἡ φορὰ τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως καιὰ τοὺς χρόνους $t=0$, T, $2T$ εἶναι ἀντίθετος πρὸς τὴν κατὰ τοὺς χρόνους $t=\frac{T}{2}, \frac{3T}{2}$ καὶ συμφώνως πρὸς τὸν τύπον $E=-\Phi'$ πρέπει νὰ θεωρηθῇ θετικὴ μὲν κατὰ τοὺς χρόνους $t=\frac{T}{2}, \frac{3T}{2}$ ἀρνητικὴ δὲ κατὰ τοὺς χρόνους $t=0$, T, $2T$.

Δι' ἀκριβεστέρου ὑπολογισμοῦ ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ μεταβολὴ τῆς ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως εἶναι ἐπίσης *ἁπλῆ ἁρμονική*, διαφέρουσα τῆς μεταβολῆς τῆς ροῆς κατὰ τὴν φάσιν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Πράγματι ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἐκτεθέντων συνάγομεν τὸν ἑξῆς πίνακα·

χρόνος	0	$\frac{T}{4}$	$\frac{T}{2}$	$\frac{3T}{4}$	T	$\frac{5T}{4}$	$\frac{3T}{2}$	$\frac{7T}{4}$	2T
Φ	0	+	0	−	0	+	0	−	0
E	−	0	+	0	−	0	+	0	−

παρατηροῦμεν δηλ. ὅτι ἡ μεταβολὴ τοῦ E *ὑστερεῖ* τῆς μεταβολῆς τοῦ Φ κατὰ ἓν τέταρτον περιόδου, ὑπάρχει δηλ. μεταξὺ τῶν δύο περιοδικῶν μεταβολῶν *διαφορὰ φάσεως* ἴση πρὸς 90^0.

Οὕτω ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις παρίσταται γραφικῶς διὰ τῆς καμπύλης II τοῦ διαγράμματος 669, ἡ ὁποία εἶναι μετατοπισμένη ὡς πρὸς τὴν καμπύλην Φ κατὰ τὸ διάστημα T/4 πρὸς τὰ ξεξιά.

Ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις θὰ συνδέεται λοιπὸν πρὸς τὸν χρόνον δι' ἐξισώσεως ἀντιστοίχου πρὸς τὴν (1), εἰς τὴν ὁποίαν ὅμως ἀντὶ τοῦ t θὰ τεθῇ $t - \frac{T}{4}$· θὰ εἶναι λοιπὸν

$$(3) \qquad E = \frac{2\pi\, n s H}{T}\, \eta\mu\left(\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{T}{4}\right)\right) =$$

$$\frac{2\pi . n s H}{T}\, \eta\mu\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{\pi}{2}\right) = \omega A\, \eta\mu\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

Ἂν εἶναι r ἡ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος τοῦ πλαισίου καὶ *ὑποθέσωμεν πρὸς τὸ παρὸν ὅτι καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Ohm* [1], συμπεραίνομεν ὅτι θὰ διαρρέεται τὸ κύκλωμα ἀπὸ ρεῦμα ἐναλλασσομένης φορᾶς, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις θὰ εἶναι

$$(4) \quad i = \frac{E}{r} = \frac{2\pi\, n s H}{Tr}\, \eta\mu\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{\pi}{2}\right) = \frac{\omega A}{r}\, \eta\mu\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

καὶ θὰ παρίσταται γραφικῶς διὰ καμπύλης ἀναλόγου πρὸς τὴν καμπύλην II τοῦ διαγράμματος 669.

Πράγματι παρατηροῦμεν στρέφοντες τὸ πλαίσιον τῆς διατάξεως τοῦ σχ. 668 ὅτι ὁ δείκτης τοῦ γαλβανομέτρου ἀποκλίνει περιοδικῶς ἑκατέρωθεν τῆς θέσεως τῆς ἰσορροπίας. Ὡς μαγνητικὸν πεδίον ἠμποροῦμεν νὰ μεταχειρισθῶμεν τὸ γήϊνον πεδίον.

Τὰ ρεύματα τῶν ὁποίων ἡ φορὰ μεταβάλλεται περιοδικῶς ὀνο-

---

[1] Ἡ ὑπόθεσις αὕτη δὲν εἶναι ὀρθὴ (πρβλ. § 1014).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μάζομεν *ἐναλλασόμενα*, τὰ ρεύματα δέ, τῶν ὁποίων ἡ ἔντασις μεταβάλλεται κατὰ νόμον ἀνάλογον πρὸς τὸν ὑπὸ τῶν ἐξισ. (1, 2, 3, 4) ἐκφραζόμενον, τῶν ὁποίων δηλ. ἡ ἔντασις παρέχεται ἀπὸ ἐξίσωσιν τῆς μορφῆς

$$(5) \qquad i = A\,\eta\mu\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi\right) = A\,\eta\mu\,(\omega t + \varphi)$$

ὀνομάζομεν *ἁρμονικὰ ἢ ἡμιτονοειδῆ ρεύματα*.

Ἡ σταθερὰ Α ὀνομάζεται *πλάτος* ἢ *σταθερὰ ἐντάσεως* τοῦ ἁρμονικοῦ ρεύματος, ἡ σταθερὰ Τ εἶναι ἡ περίοδος, ἡ δὲ σταθερὰ φ εἶναι ἡ *σταθερὰ φάσεως* ἢ *ἀρχικὴ φάσις*. Ἡ σταθερὰ $\omega = 2\pi\nu$, ἴση πρὸς τὴν συχνότητα ἐπὶ 2π, ὀνομάζεται *σταθερὰ συχνότητος* ἢ καὶ ἁπλῶς *συχνότης* ὅταν δὲν εἶναι δυνατὴ ἡ σύγχυσις πρὸς τὴν σταθερὰν ν.

Οὕτω π. χ. εἰς τὸ ρεῦμα, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξ. (4) τὸ πλάτος εἶναι $2\pi\eta sH/Tr$, ἡ περίοδος Τ καὶ ἡ ἀρχικὴ φάσις $-\frac{\pi}{2}$ ἢ -90^0.

Ἀπὸ τὰς ἐξ. (2,3) συνάγομεν τὴν ἑξῆς πρότασιν:

Ὅταν ἡ διά τινος κυκλώματος μαγνητικὴ ροὴ παρίσταται ὑπὸ τῆς ἐξισώσεως

$$(6) \qquad \Phi = A\,\eta\mu\omega t$$

ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι

$$(7) \qquad E = \omega A\,\eta\mu\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = -\omega A\,\sigma\upsilon\nu\omega t$$

§ 1007. ***Σύνθεσις ἁρμονικῶν ρευμάτων***. Ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἕπεται ὅτι, ὅταν ἀγωγὸς διαρρέεται συγχρόνως ἀπὸ δύο ἢ περισσότερα ρεύματα, ἡ ἔντασις τοῦ συνισταμένου ρεύματος εἶναι ἴση πρὸς τὸ *ἀλγεβρικὸν* ἄθροισμα τῶν συνιστώντων ρευμάτων.

Ἂν λοιπὸν διαρρέεται ἀγωγὸς ἀπὸ δύο ἢ περισσότερα ἁρμονικὰ ρεύματα, διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν ἔντασιν τοῦ πραγματικοῦ ρεύματος πρέπει νὰ προσθέσωμεν ἀλγεβρικῶς τὰς ἐντάσεις τῶν συνιστώντων ρευμάτων, πρέπει δηλ. νὰ συνθέσωμεν τὰ ἁρμονικὰ ρεύματα κατὰ τοὺς κανόνας, οἱ ὁποῖοι ἐξετέθησαν εἰς τὰς §§ 38—41 τοῦ Α′ Τόμου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οὕτω ἁρμονικὰ ρεύματα τῆς αὐτῆς περιόδου συντίθεται εἰς ἁρμονικὸν πάλιν ρεῦμα τῆς ἰδίας περιόδου, τοῦ ὁποίου τὸ πλάτος ἰσοῦται πρὸς τὸ ἄθροισμα τῶν πλατῶν τῶν συνιστώντων, ὅταν ἡ φάσις αὐτῶν εἶναι ἡ αὐτή, πρὸς τὴν διαφορὰν δὲ τῶν πλατῶν τῶν συνιστώντων ρευμάτων, ὅταν ταῦτα ἔχουν διαφορὰν φάσεως ἴσην πρὸς 180^0. Ὅταν ἡ διαφορὰ φάσεως εἶναι μεταξὺ 0^0 καὶ 180^0, τὸ πλάτος τοῦ συνισταμένου ρεύματος εἶναι μεγαλύτερον τῆς διαφορᾶς μικρότερον δὲ τοῦ ἀθροίσματος τῶν πλατῶν τῶν συνιστώντων, ἡ δὲ φάσις αὐτοῦ εἶναι διάφορος τῶν φάσεων τῶν συνιστώντων.

§ 1008. ***Συγκροτήσεις***. Ἰδιαιτέρως ἐνδιαφέρουσα εἶναι ἡ περίπτωσις τῆς συνθέσεως δύο ἁρμονικῶν ρευμάτων, τῶν ὁποίων αἱ συχνότητες ν_1, ν_2, ἐλάχιστα διαφέρουν ἀπ' ἀλλήλων. Τὸ συνιστάμενον ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ἔχει πλάτος αὐξομειούμενον, τὴν δὲ συχνότητα τῶν αὐξομειώσεων εὑρίσκομεν ὡς ἑξῆς (πρβλ. Τ. Α', § 40). Ἐπειδὴ τὸ συχνότερον μεταβαλλόμενον ρεῦμα, ἔστω τὸ (2), ἔχει εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου $\nu_2 - \nu_1$ περισσοτέρας περιόδους ἀπὸ τὸ (1) ἕπεται ὅτι ἡ διαφορὰ φάσεως τῶν δύο ρευμάτων θὰ λαμβάνῃ $\nu_2 - \nu_1$ φορὰς κατὰ δευτερόλεπτον τὴν αὐτὴν τιμήν. Ἡ συχνότης λοιπὸν τῶν αὐξομειώσεων τοῦ πλάτους τοῦ συνισταμένου περιοδικοῦ ρεύματος, ἡ συχνότης δηλ. τῶν *συγκροτήσεων*, ἰσοῦται πρὸς τὴν διαφορὰν τῶν συχνοτήτων τῶν συνιστώντων ρευμάτων.

§ 1009. ***Ἀνάλυσις ἐναλλασσομένου ρεύματος εἰς ἁρμονικά***. Ἀποδεικνύεται ὅτι πᾶν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἄθροισμα ἁπλῶν ἁρμονικῶν, τῶν ὁποίων αἱ συχνότητες εἶναι ἀκέραια πολλαπλάσια τῆς συχνότητος αὐτοῦ, τῆς *θεμελιώδους συχνότητος*, τὰ δὲ πλάτη καὶ αἱ φάσεις εἶναι ἐντελῶς ὡρισμένα ἐκ τῆς μορφῆς τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως.

§ 1010. ***Γραφικὴ παράστασις καὶ σύνθεσις ἁρμονικῶν ρευμάτων***. Εἰς τὴν § 35 τοῦ Α'. τόμου ἐξετέθη ὅτι ἡ ἁρμονικὴ περιοδικὴ κίνησις εἶναι ἡ κίνησις τῆς ἐπ' εὐθείας προβολῆς σημείου κινουμένου ἰσοταχῶς ἐπὶ κυκλικῆς τροχιᾶς. Ἀντιστοίχως ἠμποροῦμεν νὰ παραστήσωμεν τὴν ἔντασιν ἁρμονικοῦ ρεύματος διὰ τῆς προβολῆς εὐθυγράμμου ἀνύσματος, τὸ ὁποῖον στρέφεται περὶ τὴν ἀρχήν του ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου μὲ σταθερὰν γωνιακὴν ταχύτατα.

Ἔστω (σχ. 670) τὸ ἄνυσμα Ι, τὸ ὁποῖον στρέφεται ἰσοταχῶς περὶ τὴν ἀρχὴν αὐτοῦ Ο κατὰ τὴν φορὰν τοῦ βέλους ἐκτελοῦν ν περιφορὰς κατὰ δευτερόλεπτον. Ἂν ὀνομάσωμεν φ τὴν γωνίαν αὐτοῦ πρὸς τὸν ἄξονα ΟΧ, ἡ αὔξησις αὐτῆς εἰς ἓν δευτερόλεπτον εἶναι $2\pi\nu$ καὶ εἰς χρόνον t εἶναι $2\pi\nu t$. Ἂν λοι-

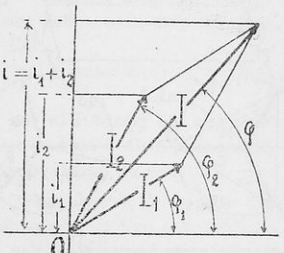
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πὸν ἡ τιμὴ τῆς γωνίας φ εἰς τὸν χρόνον t=0 εἶναι φ_0, ἡ τιμὴ αὐτῆς εἰς τὸν χρόνον t εἶναι $\varphi = \varphi_0 + 2\pi\nu t$. Ἡ ἐπὶ τοῦ ἄξονος ΟΥ, καθέτου ἐπὶ τὸν ΟΧ, προβολὴ τοῦ ἀνύσματος i_0 εἶναι

$$i = I\,\eta\mu\,(\varphi_0 + 2\pi\nu t)$$

καὶ ἑπομένως παριστᾷ τὴν ἔντασιν ἁρμονικοῦ ρεύματος τοῦ ὁποίου τὸ πλάτος εἶναι i_0, ἡ περίοδος $T = 1/\nu$ καὶ ἡ ἀρχικὴ φάσις φ_0.

Τὸ ἄνυσμα I ὀνομάζομεν *χαρακτηριστικὸν ἄνυσμα* τοῦ ἁρμονικοῦ ρεύματος. Ἂν ἔχωμεν δύο ρεύματα διαρρέοντα τὸν ἀγωγόν, τῆς αὐτῆς περιόδου, τῶν ὁποίων τὰ πλάτη εἶναι I_1 καὶ I_2 αἱ δὲ ἀρχικαὶ φάσεις φ_1 καὶ φ_2, αἱ ἐντάσεις αὐτῶν θὰ παρίστανται ἀπὸ τὰς ἐπὶ τοῦ ἄξονος ΟΥ προβολὰς τῶν περιστρεφομένων ἀνυσμάτων I_1 καὶ I_2 (σχ. 670), τὰ ὁποῖα κατὰ τὸν χρόνον t = 0 σχηματίζουν μὲ τὸν ἄξονα ΟΧ τὰς γωνίας φ_1 καὶ φ_2. Ἂν κατασκευάσωμεν τὴν διαγώνιον I τοῦ παραλληλογράμμου τῶν I_1 καὶ I_2, *συνθέσωμεν* δηλ. τὰ ἀνύσματα I_1 καὶ I_2, εἶναι φανερὸν ἐκ τοῦ σχήματος ὅτι ἡ προβολὴ τῆς συνισταμένης ἰσοῦται μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν προβολῶν τῶν συνιστωσῶν. Ἐκ τῆς κατασκευῆς ταύτης ἕπεται ἡ πρότασις τὴν ὁποίαν ἐξεφέραμεν εἰς τὴν § 1004 ἄνευ ἀποδείξεως, ὅτι δηλ. ἐκ τῆς συνθέσεως δύο ἁρμονικῶν ρευμάτων τῆς αὐτῆς περιόδου προκύπτει πάλιν ἁρμονικὸν ρεῦμα τῆς αὐτῆς περιόδου. Ἡ διαγώνιος I εἶναι τὸ χαρακτηριστικὸν ἄνυσμα τοῦ συνισταμένου ἁρμονικοῦ ρεύματος ἡ δὲ γωνία Φ εἶναι ἡ ἀρχικὴ γωνία φάσεως.



Σχ. 670.

Διὰ νὰ συνθέσωμεν λοιπὸν δύο ἢ περισσότερα ἁρμονικὰ ρεύματα προσθέτομεν γεωμετρικῶς τὰ χαρακτηριστικὰ αὐτῶν ἀνύσματα Τὸ μῆκος καὶ ἡ κλίσις τοῦ γεωμετρικοῦ ἀθροίσματος μᾶς δίδουν τὸ πλάτος καὶ τὴν ἀρχικὴν φάσιν τοῦ συνισταμένου ἁρμονικοῦ ρεύματος. Κατ' ἀντίστοιχον τρόπον παριστάνομεν γραφικῶς διὰ περιστρεφομένων χαρακτηριστικῶν ἀνυσμάτων τὰς ἁρμονικῶς ἐναλλασσομένας ἠλεκτρεγερτικὰς δυνάμεις ἢ τὰς τιμὰς τῆς ἁρμονικῶς ἐναλλασσομένης μαγνητικῆς ροῆς.

Οὕτω π. χ. εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς διατάξεως τῶν σχ. 668, 669 τῆς § 1003 τὰ χαρακτηριστικὰ ἀνύσματα τῆς δυναμικῆς ροῆς καὶ τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως θὰ εἶναι κάθετα ἐπ' ἄλληλα, θὰ προηγῆται δὲ κατὰ τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τῶν δεικτῶν τοῦ ὡρολογίου, τὸ χαρακτηριστικὸν ἄνυσμα τῆς δυναμικῆς ροῆς.

§ 1011. ***Ρεύματα μονοφασικὰ — Πολυφασικά.*** Τὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα, μὲ τὰ ὁποῖα μέχρι τοῦδε ἠσχολήθημεν, ὀνομάζονται πολλάκις καὶ *μονοφασικά*. Σύστημα ἐναλλασσομένων ρευμάτων *τῆς αὐτῆς ἀκριβῶς περιόδου* ἀλλὰ διαφόρου φάσεως ἀποτελεῖ τὸ καλούμενον *πολυφασικὸν* ρεῦμα.

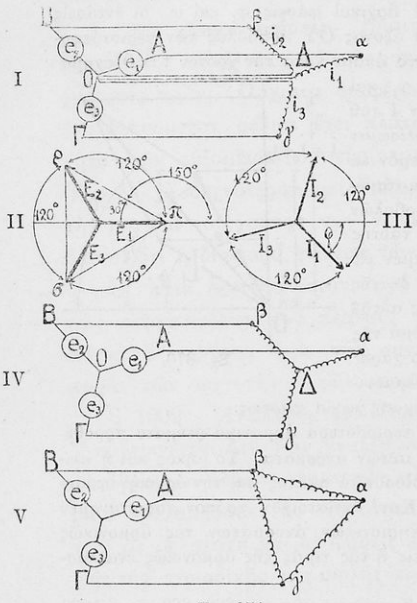
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οὕτω π. χ. δύο ρεύματα ἐναλλασσόμενα μὲ διαφορὰν φάσεως 90° ἀποτελοῦν τὸ *διφασικὸν* ρεῦμα.

Ἰδιαιτέραν σημασίαν ἔχουν ἀπὸ πρακτικῆς ἀπόψεως τὰ *τριφασικὰ* ρεύματα, συστήματα δηλ. τριῶν ἐναλλασσομένων ρευμάτων, τῶν ὁποίων αἱ φάσεις διαφέρουν ἀπ' ἀλλήλων κατὰ 120°.

Ἔστω συσκευή, ἡ ὁποία παρέχει μεταξὺ τοῦ σημείου Ο καὶ τῶν σημείων Α, Β, Γ (σχ. 671) ἁρμονικῶς ἐναλλασσομένας ἠλεκτρεγερτικὰς δυνάμεις τοῦ αὐτοῦ πλάτους ἀλλὰ διαφερούσας ἀπ' ἀλλήλων ὡς πρὸς τὴν φάσιν κατὰ 120°. Ἔστω π. χ.

$$E_1 = E\,\eta\mu\,\omega t \qquad E_2 = E\,\eta\mu\,(\omega t + 120^0)$$
$$E_3 = E\,\eta\mu\,(\omega t + 240^0).$$



Σχ. 671.

Τὰ χαρακτηριστικὰ ἀνύσματα τῶν ἠλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων τῶν τριῶν κλάδων παριστῶνται ἀπὸ τὸ διάγραμμα 671, ΙΙΙ.

Ἂν συνδέσωμεν δι' ἀγωγῶν τῆς αὐτῆς ἀντιστάσεως καὶ αὐτεπαγωγῆς τὰ σημεῖα Α, Β, Γ πρὸς τὸ Ο, θὰ διαρρέωνται οὗτοι ἀπὸ ρεύματα ἁρμονικὰ τῆς αὐτῆς ἐντάσεως, καὶ τῶν ὁποίων αἱ φάσεις, ἂν καὶ δὲν θὰ συμπίπτουν μὲ τὰς φάσεις τῶν ἀντιστοίχων ἠλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων (πρβλ. § 1013) θὰ διαφέρουν ὅμως ἀπ' ἀλλήλων κατὰ 120°.

Θὰ εἶναι δηλ.

$$i_1 = A\,\eta\mu\,(\omega t + \delta)$$
$$i_2 = A\,\eta\mu\,(\omega t + \delta + 120^0)$$
$$i_3 = A\,\eta\mu\,(\omega t + \delta + 240^0)$$

ὅπου δ εἶναι σταθερὰ φάσεως κοινὴ καὶ διὰ τὰ τρία ρεύματα.

Ἂν τοὺς τρεῖς ἀγωγοὺς ἀπὸ τοῦ Δ καὶ πέραν ἑνώσωμεν εἰς ἕνα (τὰ ὑπόλοιπα τῶν ἀγωγῶν ἔχουν πάλιν τὴν αὐτὴν ἀντίστασιν καὶ αὐτεπαγωγὴν) θὰ διαρρέεται οὗτος ἀπὸ ρεῦμα, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις θὰ εἶναι

$$i = i_1 + i_2 + i_3.$$

Τὴν ἔντασιν ταύτην εὑρίσκομεν κατὰ τὸν κανόνα τῆς § 1007 συνθέτοντες τὰ χαρακτηριστικὰ ἀνύσματα τῶν ρευμάτων i_1, i_2, i_3. Ἀλλὰ τὰ ἀνύσματα ταῦτα εἶναι ἴσα πρὸς ἄλληλα καὶ σχηματίζουν γωνίας 120°, ἑπομένως τὸ γεωμετρικὸν αὐτῶν ἄθροισμα, τὸ ὁποῖον εἶναι τὸ χαρακτηριστικὸν ἄνυσμα τοῦ ρεύματος i, ἔχει μῆκος μηδέν. Τὸ ρεῦμα i λοιπὸν ἔχει διαρκῶς ἔντασιν ἴσην πρὸς μηδέν, ἤτοι ὁ ἀγωγὸς ΔΟ δὲν διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, καὶ ἑπομένως *δὲν χρειά-*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ζεται. Τὸ σημεῖον Δ ἔχει πάντοτε τὸ δυναμικὸν τοῦ Ο. Διὰ τοῦτο οἱ ἐκ τῶν σημείων Α Β Γ προερχόμενοι ἀγωγοὶ συνδέονται ἁπλῶς εἰς τὸ σημεῖον Δ (σχ. 671, IV). Ἡ σύνδεσις αὕτη ὀνομάζεται *ἀστεροειδής.* Ἀντὶ τῆς συνδέσεως ταύτης ἠμποροῦμεν νὰ παρεμβάλωμεν τὰς ἀντιστάσεις μεταξὺ τῶν σημείων ΑΒ, ΒΓ, ΓΑ καὶ ἔχομεν τότε τὸ διάγραμμα 671, V, εἰς τὸ ὁποῖον οἱ ἀγωγοὶ Αα, Βb, Γγ πρέπει νὰ θεωρηθοῦν ὡς ἄνευ ἀντιστάσεως καὶ αὐτεπαγωγῆς. Ἡ σύνδεσις αὕτη ὀνομάζεται *τριγωνική.*

Τὰ χαρακτηριστικὰ ἀνύσματα τῶν ἠλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων τῶν τριῶν κλάδων εἶναι αἱ γεωμετρικαὶ διαφοραὶ τῶν E_1, E_2, E_3, εἶναι δηλ. τὰ ἀνύσματα πρ, ρσ, σπ. Ἐκ τοῦ σχήματος εὑρίσκομεν

$$\frac{1}{2}\,\pi\rho = E_1 \,\text{συν}\, 30^\circ = E_1 \frac{\sqrt{3}}{2}$$

$$\pi\rho = \sqrt{3}\, E_1$$

Ἡ ἀρχικὴ φάσις τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως τοῦ κυκλώματος αβ εἶναι, καθὼς ἐκ τοῦ διαγράμματος φαίνεται, ἴση πρὸς 150°.

Ἂν οἱ ἀγωγοὶ Αα, Ββ, Γβ ἔχουν ἀντίστασιν καὶ αὐτεπαγωγήν, ἡ σύνδεσις ὀνομάζεται *μικτή.*

Εἰς τὴν πρᾶξιν αἱ ἠλεκτρεγερτικαὶ δυνάμεις καὶ αἱ ἐντάσεις τῶν ρευμάτων δὲν μεταβάλλονται ἁρμονικῶς καὶ διὰ τοῦτο τὰ φαινόμενα εἶναι πολυπλοκώτερα, ἀλλ' ἡ περαιτέρω μὲ τὰ ζητήματα ταῦτα ἀπασχόλησις θὰ παρεῖλκε.

§ 1012. *Ἐναλλασσόμενα μαγνητικὰ πεδία.* Ὅταν ἀγωγὸς διαρρέεται ἀπὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ αὐτοῦ πεδίου μεταβάλλεται ἐπίσης περιοδικῶς καὶ μάλιστα, ἂν δὲν ὑπάρχουν σιδηρομαγνητικὰ μέσα παρουσιάζοντα μαγνητικὴν ὑστέρησιν, ἡ φάσις τῆς μεταβολῆς τοῦ πεδίου εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν φάσιν τῆς μεταβολῆς τοῦ ρεύματος.

Οὕτω π. χ. ἂν ἔχωμεν μακρὸν πηνίον μὲ n σπείρας ἐπὶ ὁλικοῦ μήκους l διαρρεόμενον ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως i, ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου ἐντὸς αὐτοῦ εἶναι

$$H = \frac{4\pi n i}{l}$$

Ἂν τὸ ρεῦμα εἶναι ἐναλλασσόμενον, π. χ. ἁρμονικὸν τῆς μορφῆς

$$i = A\,\eta\mu\,\omega t$$

τότε καὶ τὸ πεδίον θὰ εἶναι ἁρμονικῶς ἐναλλασσόμενον καὶ ἡ ἔντασίς του

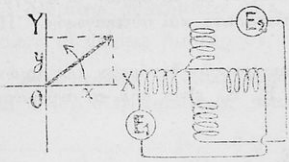
$$H = \frac{4\pi n A}{l}\,\eta\mu\,\omega t$$

ἠμπορεῖ νὰ παρασταθῇ διὰ τῆς προβολῆς χαρακτηριστικοῦ ἀνύσματος μήκους $4\pi nA/l$.

§ 1013. *Στρεφόμενα μαγνητικὰ πεδία.* Ἔστω μαγνητικὸν πεδίον, τοῦ ὁποίου ἡ μὲν ἔντασις μένει ἀμετάβλητος κατ' ἀπόλυτον τιμήν, ἀλλ' ἡ διεύθυνσις στρέφεται ἰσοταχῶς ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου κατὰ τὴν φορὰν τοῦ βέλους (σχ. 672). Ἂν ἀναλύσωμεν τὴν ἔντασιν εἰς δύο συνιστώσας x, y κατὰ τὰς διεθύνσεις ΟΧ καὶ ΟΥ, εὑρίσκομεν ὅτι αἱ συνιστῶσαι μεταβάλλονται ἁρμονικῶς καὶ ὅτι ἔχουν τὴν αὐτὴν περίοδον, ἴσην πρὸς τὴν περίοδον τῆς περιστροφῆς τοῦ πεδίου, τὸ αὐτὸ πλάτος, ἀλλ' ἡ φάσις τῆς y *ὑπολείπεται* τῆς φάσεως τῆς x κατὰ 90°. Ἂν τὸ πεδίον περιστρέφεται ἀντιθέτως πρὸς τὴν φορὰν τοῦ βέλους, ἡ φάσις τῆς συνιστώσης y *προηγεῖται* τῆς φάσεως τῆς x κατὰ 90°.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἕπεται ὅτι τἀνάπαλιν δύο περιοδικῶς ἐναλλασσόμενα πεδία κάθετα ἐπ' ἄλληλα, τῶν ὁποίων αἱ φάσεις διαφέρουν κατὰ 90°, συντιθέμενα παρέχουν πεδίον περιστρεφόμενον. Πειραματικῶς πραγματοποιοῦμεν τοιοῦτο περιστρεφόμενον πεδίον διὰ δύο πηνίων καθέτων ἐπ' ἄλληλα μὲ διάκενον εἰς τὸ μέσον (σχ. 672, II) διὰ τῶν ὁποίων διαβιβάζομεν διφασικὸν ρεῦμα. Ἂν ἐναλλάξωμεν τὰς φάσεις ἀναστρέφεται ἡ φορὰ τῆς περιστροφῆς τοῦ πεδίου.

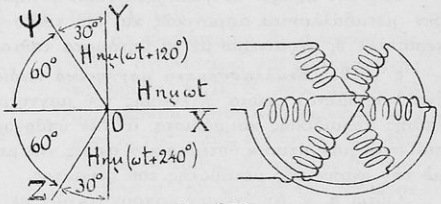


Σχ. 672.

Ἂν εἰς τὸ πεδίον τοῦτο φέρωμεν μαγνητικὴν βελόνην, στρέφεται αὕτη περὶ τὸν ἄξονά της. Ἀλλὰ καὶ μετάλλινος δίσκος, ἐξηρτημένος οὕτως ὥστε νὰ ἠμπορῇ νὰ περιστραφῇ, στρέφεται ὡς ἐκ τῆς ἐπιδράσεως τοῦ πεδίου ἐπὶ τῶν διαρρεόντων αὐτὸν ἐπαγωγικῶν ρευμάτων τοῦ Foucault.

Περιστρεφόμενον πεδίον ἠμποροῦμεν νὰ παραγάγωμεν καὶ διὰ τριῶν πηνίων διατεταγμένων ὅπως εἰς τὸ σχῆμα 673 φαίνεται, διὰ τῶν ὁποίων διαβιβάζομεν τριφασικὸν ρεῦμα. Τὰ πεδία τῶν τριῶν πηνίων, ἂν θεωρήσωμεν ἀντιστοίχως θετικὰς διευθύνσεις τὰς OX, OΨ OZ, ἔχουν ἐντάσεις:

Ημ ωt, Ημ (ωt+120°),
Ημ(ωt+240°).



Σχ. 673.

Ἂν ἀναλύσωμεν τὰς ἐντάσεις ταύτας εἰς συνιστώσας κατὰ τὰς διευθύνσεις OX καὶ OY καὶ προσθέσωμεν ἀλγεβρικῶς τὰς ἀντιστοίχους συνιστώσας, εὑρίσκομεν διὰ τὰς συνισταμένας, τὰς ὁποίας ὀνομάζομεν x, y τὰς ἑξῆς τιμάς:

$$x = H\eta\mu\,\omega t - H\eta\mu\,(\omega t+120^0)\,\sigma\upsilon\nu\,60^0 - H\eta\mu\,(\omega t+240^0)\,\sigma\upsilon\nu\,60^0$$

$$= \frac{3}{2}\,H\eta\mu\,\omega t$$

$$y = H\eta\mu\,(\omega t + 120^0)\,\sigma\upsilon\nu\,30^0 - H\eta\mu\,(\omega t + 240)\,\sigma\upsilon\nu\,30^0 - \frac{3}{2}\,H\,\sigma\upsilon\nu\,\omega t$$

$$= \frac{3}{2}\,H\,\eta\mu\,(\omega t + 90^0)$$

Τὸ πεδίον δηλ. εἶναι ἰσοδύναμον πρὸς δύο κάθετα ἐναλλασσόμενα πεδία μὲ διαφορὰν φάσεως 90°, ἑπομένως εἶναι περιστρεφόμενον πεδίον. Ἂν ἐναλλάξωμεν δύο φάσεις δεικνύεται εὐκόλως ὅτι ἡ φορὰ τῆς περιστροφῆς ἀναστρέφεται.

§ 1014. ***Ἐπαγωγικὴ ἀντίστασις. Σχέσις φάσεως ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως καὶ ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.*** Ὅταν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα παράγεται ὑπὸ ἐναλλασσομένης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἰς κλειστὸν κύκλωμα ἔχον αὐτεπαγωγήν, ἀναπτύσσεται ἐκ τῆς μεταβολῆς τῆς δυναμικῆς ροῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξ ἐπαγωγῆς, ἡ ὁποία συντίθεται μὲ τὴν προκαλοῦσαν τὸ ρεῦμα ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν. Ἐπειδὴ ἡ φάσις τῆς συνισταμένης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως εἶναι διάφορος τῆς φάσεως τῆς πρωτευούσης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, ἕπεται ὅτι καὶ ἡ φάσις τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος θὰ εἶναι ἐν γένει διάφορος.

Θεωροῦμεν κύκλωμα περιέχον πηγὴν ἁρμονικῶς ἐναλλασσομένης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, ἀντίστασιν R ἄνευ αὐτεπαγωγῆς καὶ αὐτεπαγωγὴν L ἄνευ ἀντιστάσεως.

Ἂν ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι

$$E = E_0 \eta\mu\omega t$$

τὸ ρεῦμα ἀποδεικνύεται ὅτι θὰ εἶναι ἐναλλασσόμενον ἁρμονικὸν τῆς αὐτῆς περιόδου, ἡ φάσις αὐτοῦ θὰ ὑπολείπεται τῆς φάσεως τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως κατὰ γωνίαν, τῆς ὁποίας τὸ μέγεθος εἶναι μεταξὺ 0^0 καὶ 90^0, τὸ δὲ πλάτος εὑρίσκομεν διαιροῦντες τὸ πλάτος τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως διὰ συντελεστοῦ, τὸν ὁποῖον ὀνομάζομεν *ἐπαγωγικὴν ἀντίστασιν* καὶ ὁ ὁποῖος εἶναι μεγαλύτερος τῆς *ὠμείου* ἀντιστάσεως τοῦ κυκλώματος, τόσον μεγαλύτερος, ὅσον μεγαλυτέρα ἡ συχνότης καὶ ἡ αὐτεπαγωγή.

Δεχόμενοι ὅτι τὸ ρεῦμα θὰ εἶναι ἁρμονικὸν θέτομεν τὴν ἔντασιν αὐτοῦ

$$i = i_0 \eta\mu(\omega t + \varphi)$$

ὅπου i_0 τὸ ἄγνωστον πλάτος καὶ φ ἡ ἄγνωστος γωνία ἀρχικῆς φάσεως.

Ἡ διὰ τῆς σπείρας τῆς αὐτεπαγωγῆς δυναμικὴ ροὴ εἶναι (πρβλ. § 999)

$$\Phi = L\, i_0 \eta\mu(\omega t + \varphi)$$

καὶ ἑπομένως ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι (πρβλ. § 1803)

$$e = -\omega L i_0 \sigma\upsilon\nu(\omega t + \varphi)$$

Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τῆς ἀντιστάσεως R εἶναι

$$E + e = E_0 \eta\mu\omega t - \omega L i_0 \sigma\upsilon\nu(\omega t + \varphi)$$

καὶ ἐπειδὴ ἡ ἀντίστασις r δὲν ἔχει αὐτεπαγωγὴν καὶ ἑπομένως δὲν ἀναπτύσσονται ἐντὸς αὐτῆς ἐπαγωγικαὶ ἠλεκτρεγερτικαὶ δυνάμεις, θὰ εἶναι κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm

$$E + e = iR$$

ἤτοι $$E_0 \eta\mu\omega t - \omega L i_0 \sigma\upsilon\nu(\omega t + \varphi) = i_0 R \eta\mu(\omega t + \varphi)$$

Ἂν ἀναπτύξωμεν τὸ συνημίτονον καὶ ἡμίτονον τοῦ ἀθροίσματος, εὑρίσκομεν $(E_0 + L\omega i_0 \eta\mu\varphi - i_0 R \sigma\upsilon\nu\varphi)\eta\mu\omega t - (L\omega i_0 \sigma\upsilon\nu\varphi + i_0 R \eta\mu\varphi)\sigma\upsilon\nu\omega t = 0$ καὶ ἐπειδὴ ἡ ἐξίσωσις αὕτη ἰσχύει διὰ κάθε τιμὴν τοῦ t, πρέπει ὁ συντελεστὴς τοῦ $\eta\mu\omega t$ καὶ ὁ συντελεστὴς τοῦ $\sigma\upsilon\nu\omega t$ νὰ εἶναι ἴσοι πρὸς μηδέν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἔχομεν λοιπὸν τὰς ἑξῆς δύο ἐξισώσεις :

$$E_0 + L\omega i_0 \, \eta\mu\varphi - i_0 R \, \sigma\upsilon\nu\varphi = 0$$
$$L\omega i_0 \, \sigma\upsilon\nu\varphi + i_0 R \, \eta\mu\varphi = 0$$

Ἐκ τῆς δευτέρας τῶν ἐξισώσεων τούτων λαμβάνομεν

$$(1) \qquad \varepsilon\varphi\varphi = -\frac{L\omega}{R}$$

ἐκ ταύτης δὲ καὶ τῆς πρώτης εὑρίσκομεν

$$(2) \qquad \eta\mu\varphi = -\frac{L\omega}{\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}} \qquad \sigma\upsilon\nu\varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}}$$

$$(2) \qquad i_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}}$$

Ἐκ τῆς λύσεως τῶν ἐξισώσεων τοῦ προβλήματος ἀποδεικνύεται ὅτι ὀρθῶς ἐδέχθημεν ὡς ἁρμονικὴν τὴν μεταβολὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος πρέπει νὰ διαιρέσωμεν τὸ πλάτος τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως διὰ τῆς ποσότητος $\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}$, τὴν ὁποίαν κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὸν νόμον τοῦ Ohm ὀνομάζομεν *ἐπαγωγικὴν ἀντίστασιν* τοῦ κυκλώματος. Ἡ φάσις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος *ὑπολείπεται* τῆς φάσεως τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως κατὰ τὴν γωνίαν φ, τῆς ὁποίας ἡ τιμή, καθὼς ἀπὸ τὴν ἐξ. (1) φαίνεται, εἶναι μεταξὺ 0^0 καὶ 90^0.

Ἡ ἐπαγωγικὴ ἀντίστασις εἶναι μεγαλυτέρα τῆς *ὠμείου* ἀντιστάσεως R ἐκτὸς ἐὰν τὸ κύκλωμα δὲν ἔχῃ αὐτεπαγωγὴν ($L = 0$), ὅτε ἡ ἐπαγωγικὴ ἀντίστασις εἶναι αὐτὴ ἡ ὠμεῖος. Τοῦτο συμβαίνει π. χ. ὅταν τὸ κύκλωμα ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο σύρματα περιεστραμμένα διὰ τῶν ὁποίων τὸ ρεῦμα διέρχεται κατ' ἀντιθέτους φοράς. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εὑρίσκομεν ἐκ τῆς ἐξ. (1) $\varphi = 0$. Ἡ φάσις δηλ. τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως.

Ἄλλην ἄκραν περίπτωσιν ἔχομεν ὅταν ἡ ὠμεῖος ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος εἶναι ἀσήμαντος ($R = 0$), ὅπως π. χ. ὅταν τὸ κύκλωμα ἀποτελῆται ἀπὸ σπείρας ἐκ πολὺ παχέος χαλκίνου σύρματος. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἡ ἐπαγωγικὴ ἀντίστασις εἶναι ἴση πρὸς Lω, ἐκ δὲ τῆς ἐξ. (1) εὑρίσκομεν $\varepsilon\varphi\varphi = -\infty$, $\varphi = -90^0$. Ἡ φάσις δηλ. τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος *ὑπολείπεται* τῆς φάσεως τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως κατὰ 90^0.

Χαρακτηριστικὸν τῆς ἐπαγωγικῆς ἀντιστάσεως εἶναι ὅτι ἐξαρτᾶται αὕτη ἀπὸ τὴν συχνότητα τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος καὶ γίνεται

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον ἡ συχνότης αὐξάνεται. Οὕτω πηνία ἀπὸ παχὺ χάλκινον σύρμα, τὰ ὁποῖα εἰς συνεχὲς ρεῦμα δὲν παρουσιάζουν αἰσθητὴν ἀντίστασιν, ἀνακόπτουν ἐντελῶς ρεύματα ταχέως μεταβαλλόμενα, ρεύματα π. χ. προκαλούμενα ἀπὸ ἀποτόμως ἀναφαινομένην ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν ἢ ἀπὸ ραγδαίως προσφερομένην ποσότητα ἠλεκτρισμοῦ. Τοιαῦτα πηνία ὀνομάζονται εἰς τὴν ἠλεκτροτεχνίαν *ἀποπνικτικά*.

Ἡ ἀντίστασις τῶν ἀγωγῶν εἰς ταχέως ἐναλλασσόμενα ρεύματα αὐξάνεται καὶ ἐκ τούτου, ὅτι αὐξανομένης τῆς συχνότητος τὸ ρεῦμα περιορίζεται εἰς τὰ πλησίον τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγοῦ μέρη, τὰ ὁποῖα διὰ τοῦτο καὶ ὀνομάζονται *ἀγωγὸς ἐπιδερμίς*. Ἕνεκα τούτου οἱ ἀγωγοὶ διὰ τῶν ὁποίων πρόκειται νὰ διαβιβασθοῦν ἐναλλασσόμενα ρεύματα μεγάλης συχνότητος κατασκευάζονται ἀπὸ πολλὰ σύρματα συνεστραμμένα, οὕτως ὥστε τὸ αὐτὸ σύρμα νὰ εὑρίσκεται εἰς ἄλλας μὲν θέσεις εἰς τὸ ἐξωτερικὸν μέρος τοῦ ἀγωγοῦ, εἰς ἄλλας δὲ θέσεις εἰς τὸ ἐσωτερικὸν αὐτοῦ. Οὕτω χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν δίοδον τοῦ ρεύματος ὁλόκληρος ἡ τομὴ τῶν συρμάτων καὶ ἡ ἀντίστασις τοῦ συνεστραμμένου ἀγωγοῦ εἶναι διὰ τὰ ρεύματα ταῦτα πολὺ μικροτέρα τῆς ἀντιστάσεως συμπαγοῦς κυλινδρικοῦ ἀγωγοῦ τῆς αὐτῆς τομῆς καὶ ἐκ τοῦ αὐτοῦ μετάλλου.

§ 1015 ***Ἐπίδρασις τῆς χωρητικότητος τοῦ κυκλώματος ἐπὶ τῆς ἀντιστάσεως αὐτοῦ.*** Ἂν εἰς κύκλωμα παρενθέσωμεν πυκνωτήν, διακόπτοντες π. χ. τὸν ἀγωγὸν καὶ συνδέοντες τὰ δύο αὐτοῦ ἄκρα μὲ τοὺς δύο ὁπλισμοὺς τοῦ πυκνωτοῦ, συνεχὲς ρεῦμα δὲν ἠμπορεῖ νὰ διέλθῃ. Ἐναλλασσόμενον ὅμως ρεῦμα ἠμπορεῖ νὰ ἀναπτυχθῇ, διότι οἱ ὁπλισμοὶ τοῦ πυκνωτοῦ φορτίζονται ἐναλλὰξ μὲ θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ φορτία, χρησιμεύουν δηλ. ὡς ἀποθῆκαι ἐναλλὰξ πληρούμεναι καὶ κενούμεναι, εἰς τὰς ὁποίας ἀποταμιεύονται τὰ κινούμενα φορτία.

Ἂν εἶναι R ἡ ὡμεία ἀντίστασις καὶ C ἡ χωρητικότης, παράγεται ὑπὸ ἁρμονικῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως

$$\dot{E} = E_0 \eta\mu\omega t$$

ρεῦμα ἐναλλασσόμενον ἁρμονικὸν τῆς αὐτῆς συχνότητος, τοῦ ὁποίου ἡ φάσις *προηγεῖται* τῆς φάσεως τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως κατὰ γωνίαν φ περιλαμβανομένην μεταξὺ 0^0 καὶ 90^0 τὸ δὲ πλάτος εὑρί-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σκομεν ἂν διαιρέσωμεν τὸ πλάτος τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως διὰ τοῦ συντελεστοῦ $\sqrt{R^2 + \frac{1}{C^2\omega^2}}$, τὸν ὁποῖον ὀνομάζομεν φαινομένην ἀντίστασιν τοῦ κυκλώματος.

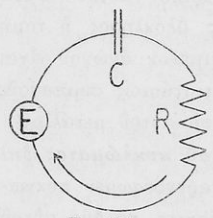
Ἡ φαινομένη ἀντίστασις εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον *μικροτέρα* εἶναι ἡ χωρητικότης καὶ ἡ συχνότης. Ἂν ἡ ὡμεια ἀντίστασις εἶναι ἀσήμαντος, ἡ φαινομένη ἀντίστασις ἰσοῦται πρὸς $1/C\omega$ ἡ δὲ φάσις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος *προηγεῖται* τῆς φάσεως τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως κατὰ 90^0.

Θεωροῦμεν κύκλωμα περιέχον χωρητικότητα C, ἀντίστασιν R ἄνευ αὐτεπαγωγῆς καὶ πηγὴν ἐναλλασσομένης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως

$$E = E_0 \text{ ημ } \omega t.$$

Ἡ χωρητικότης C παρεμβάλλεται εἰς τὸ κύκλωμα, συνδεομένων π. χ. τῶν δύο ὁπλισμῶν λουγδουνικῆς λαγήνου μὲ τοὺς ἀγωγούς, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχηματικὸν διάγραμμα 674.

Ἂν θεωρήσωμεν ὡς θετικὴν φορὰν ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως καὶ ρεύματος τὴν φορὰν τοῦ βέλους, παρατηροῦμεν ὅτι θετικὸν ρεῦμα φορτίζει θετικῶς τὸν ὁπλισμὸν α τοῦ πυκνωτοῦ, διότι προσάγει εἰς αὐτὸν θετικὸν ἠλεκτρισμόν, καὶ ἀρνητικῶς τὸν ὁπλισμὸν β, διότι ἀφαιρεῖται ἐξ αὐτοῦ θετικὸς ἠλεκτρισμὸς ἢ προσάγεται ἀρνητικός. Ἐκ τούτου αὐξάνεται τὸ δυναμικὸν τοῦ ὁπλισμοῦ α ἐλαττώνεται δὲ τὸ τοῦ β, οὕτως ὥστε ἀναπτύσσεται ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις V, τείνουσα νὰ παραγάγῃ ρεῦμα ἀρνητικῆς φορᾶς ὅταν τὸ φορτίον τοῦ ὁπλισμοῦ α εἶναι θετικόν. Ἂν εἶναι Q τὸ φορτίον τοῦ θετικοῦ ὁπλισμοῦ τοῦ πυκνωτοῦ, ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν δύο πόλων εἶναι



Σχ. 674.

$$V = \frac{Q}{C}$$

καὶ ἑπομένως ἡ πραγματικὴ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τὰ ἄκρα τῆς ἀντιστάσεως R εἶναι

$$e = E - V.$$

Ἂν δεχθῶμεν, ὅπως καὶ εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, ὅτι τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἁρμονικὸν ἐντάσεως

$$i = i_0 \text{ ημ } (\omega t + \varphi)$$

ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι

$$Q = -\frac{i_0}{\omega} \text{ συν } (\omega t + \varphi) \quad (*).$$

(*) Τὸ εἰς χρόνον dt προσαγόμενον εἰς τὸν θετικὸν ὁπλισμὸν τοῦ πυκνωτοῦ φορτίον εἶναι $dQ = i\,dt$

ὅθεν

$$Q = \int i\,dt = i_0 \int \text{ημ}(\omega t + \varphi)\,dt = -\frac{i_0}{\omega} \text{ συν } (\omega t + \varphi).$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἑπομένως εἶναι

$$V = -\frac{i_0}{C\omega}\,\text{συν}\,(\omega t+\varphi)$$

$$e = E_0\,\text{ημ}\omega t + \frac{i_0}{C\omega}\,\text{συν}\,(\omega t+\varphi).$$

Ἀλλὰ κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm, ὁ ὁποῖος ἠμπορεῖ νὰ ἐφαρμοσθῇ εἰς τὴν ἄνευ αὐτεπαγωγῆς ἀντίστασιν R, εἶναι

$$Ri = e$$

ἤ, ἂν θέσωμεν τὰς τιμὰς τοῦ i καὶ e,

$$Ri_0\,\text{ημ}\,(\omega t+\varphi) = E_0\text{ημ}\omega t + \frac{i_0}{C\omega}\,\text{συν}(\omega t+\varphi).$$

Ἐπεξεργαζόμενοι τὴν ἐξίσωσιν ταύτην ὅπως ἐξετέθη εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον εὑρίσκομεν

$$\varepsilon\varphi\varphi = \frac{1}{R+C\omega} \tag{3}$$

$$i_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2+\frac{1}{C^2\omega^2}}} \tag{4}$$

Ἡ φάσις δηλ. τοῦ ρεύματος προηγεῖται τῆς φάσεως τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως κατὰ τὴν γωνίαν φ, τῆς ὁποίας ἡ τιμὴ εἶναι μεταξὺ 0^0 καὶ 90^0, τὸ δὲ πλάτος τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εὑρίσκομεν ἂν διαιρέσωμεν τὸ πλάτος τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως διὰ τῆς ποσότητος

$$\sqrt{R^2+\frac{1}{C^2\omega^2}}$$

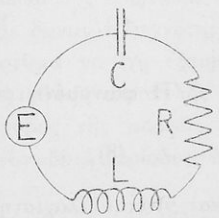
τὴν ὁποίαν κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὸν νόμον τοῦ Ohm ὀνομάζομεν *φαινομένην ἀντίστασιν* τοῦ κυκλώματος καὶ ἡ ὁποία ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ὠμειον ἀντίστασιν, τὴν χωρητικότητα καὶ τὴν συχνότητα.

§ 1016. ***Ἐναλλασσόμενον ρεῦμα εἰς κύκλωμα μὲ αὐτεπαγωγὴν καὶ χωρητικότητα.*** Ἂν κύκλωμα περιέχῃ πηγὴν ἁρμονικῶς ἐναλλασσομένης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως

$$E = E_0\,\text{ημ}\,\omega t$$

πυκνωτὴν χωρητικότητος C, αὐτεπαγωγὴν L ἄνευ ἀντιστάσεως καὶ ὠμειον ἀντίστασιν R ἄνευ αὐτεπαγωγῆς, παράγεται εἰς αὐτὸ ρεῦμα ἁρμονικόν, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις παρέχεται ἀπὸ τὸν τύπον

$$i = i_0\,\text{ημ}\,(\omega t + \varphi).$$



Σχ. 675.

Ἡ σταθερὰ τῆς ὁλοκληρώσεως εἶναι ἴση πρὸς μηδὲν διότι τὸ μέγιστον ἀρνητικὸν φορτίον τοῦ ὁπλισμοῦ πρέπει νὰ εἶναι ἀπολύτως ἴσον πρὸς τὸ μέγιστον θετικὸν ἕνεκα τῆς χρονικῆς συμμετρίας τοῦ φαινομένου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὸ πλάτος i_0 εὑρίσκομεν διαιροῦντες τὸ πλάτος E_0 τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως διὰ τῆς ποσότητος

$$r = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C\omega} - L\,\omega\right)^2} \tag{5}$$

τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν *φαινομένην ἀντίστασιν* τοῦ κυκλώματος.

Ἡ γωνία φάσεως φ παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν

$$\varepsilon\varphi\,\varphi = \frac{1 - CL\omega^2}{RC\omega} \tag{6}$$

Ἂν θέσωμεν τὴν ἔντασιν τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος

$$i = i_0\ \eta\mu\ (\omega t + \varphi)$$

εὑρίσκομεν ὅτι εἰς τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν προστίθεται ἐκ μὲν τῆς χωρητικότητος ἡ ποσότης $\frac{i_0}{C\omega}\,\sigma\upsilon\nu\,(\omega t + \varphi)$, ἐκ δὲ τῆς αὐτεπαγωγῆς ἡ ποσότης $-L\omega i_0\ \sigma\upsilon\nu\ (\omega t + \varphi)$ καὶ ὅτι ἑπομένως ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τῆς ἀντιστάσεως R εἶναι

$$e = E_0\ \eta\mu\omega t + i_0\left(\frac{1}{C\omega} - L\omega\right)\ \sigma\upsilon\nu\ (\omega t + \varphi).$$

Ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Ohm εὑρίσκομεν λοιπὸν τὴν ἑξῆς ἐξίσωσιν

$$Ri_0\ \eta\mu\ (\omega t + \varphi) = E_0\ \eta\mu\omega t + i_0\left(\frac{1}{C\omega} - L\omega\right)\ \sigma\upsilon\nu\ (\omega t + \varphi)$$

ἡ ὁποία εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ἐξίσωσιν τῆς προηγουμένης παραγράφου μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι εἰς τὴν θέσιν τοῦ συντελεστοῦ $i_0/C\omega$ εἶναι τώρα ὁ συντελεστὴς

$$i_0\left(\frac{1}{C\omega} - L\omega\right)$$

Ἡ λύσις τῆς ἐξισώσεως εἶναι λοιπὸν

$$\varepsilon\varphi\ \varphi = \frac{1 - CL\omega^2}{RC\omega}$$

$$i_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C\omega} - L\omega\right)^2}} \tag{7}$$

Ἡ φαινομένη ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος εἶναι λοιπὸν

$$r = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{C\omega} - L\omega\right)^2} \tag{8}$$

καὶ γίνεται ἐλαχίστη, ἴση πρὸς τὴν ὠμειον ἀντίστασιν, ὅταν εἶναι

$$\frac{1}{C\omega} - L\omega = 0 \qquad \text{ἢ} \qquad \omega = \frac{1}{\sqrt{CL}}$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι καὶ

$$\varepsilon\varphi\ \varphi = 0$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἡ φάσις δηλ. τοῦ ρεύματος συμπίπτει μὲ τὴν φάσιν τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως.

Διὰ νὰ ἔχωμεν λοιπὸν ὑπὸ δοθὲν πλάτος τῆς ἁρμονικῶς μεταβαλλομένης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως τὸ μέγιστον πλάτος τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, πρέπει νὰ ἔχῃ ἡ ἁρμονικὴ μεταβολὴ τὴν περίοδον

$$(9) \qquad T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{CL}$$

Ἐθεωρήσαμεν μέχρι τοῦδε τὴν χωρητικότητα, τὴν αὐτεπαγωγὴν καὶ τὴν ἀντίστασιν ὡς ἐντοπισμένας εἰς χωριστὰ μέρη τοῦ κυκλώματος. Εἰς τὴν πραγματικότητα ὅλα τὰ μέρη τοῦ κυκλώματος ἔχουν καὶ ἀντίστασιν καὶ αὐτεπαγωγὴν καὶ χωρητικότητα, ἀλλ' οἱ εὑρεθέντες τύποι ἐφαρμόζονται, ἀρκεῖ ὑπὸ τὰ σύμβολα E, C, L, R νὰ ὑπονοῶμεν τὴν ὁλικὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν τοῦ κυκλώματος, τὴν ὁλικὴν χωρητικότητα, τὴν ὁλικὴν αὐτεπαγωγὴν καὶ τὴν ὁλικὴν ἀντίστασιν.

Ἂν ἡ περιοδικὴ μεταβολὴ τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως δὲν εἶναι καθαρῶς ἁρμονική, ἀναλύεται εἰς σειρὰν ἁρμονικῶν, τῶν ὁποίων αἱ συχνότητες εἶναι ἀκέραια πολλαπλάσια τῆς θεμελιώδους συχνότητος, εἰς ἑκάστην δὲ συνιστῶσαν τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως ἀντιστοιχεῖ ρεῦμα ἁρμονικῶς μεταβαλλόμενον, τοῦ ὁποίου τὸ πλάτος παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (7).

Τὰ μερικὰ ταῦτα ἁρμονικὰ ρεύματα συντιθέμενα ἀποτελοῦν τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, τὸ ὁποῖον πραγματικῶς διαρρέει τὸ κύκλωμα.

Ἐπειδὴ ἡ φαινομένη ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν συχνότητα τοῦ ἁρμονικοῦ ρεύματος, εἶναι δυνατὸν συχνότης τις νὰ εὐνοῆται ἰδιαιτέρως καὶ τὸ ἀντίστοιχον ρεῦμα νὰ ἔχῃ ἐξαιρετικῶς μέγα πλάτος. Πάντως ἡ μορφὴ τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εἶναι ἐν γένει διάφορος τῆς μορφῆς τῆς μεταβολῆς τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, μόνον δὲ ἡ περίοδος, δηλ. ἡ θεμελιώδης συχνότης, εἶναι ἡ αὐτή.

§ 1017. *Ἐνεργὸς ἔντασις ἁρμονικοῦ ρεύματος. Ἐνεργὸς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις. Ἐνέργεια τοῦ ἁρμονικοῦ ρεύματος.* Ὅταν ρεῦμα ἐντάσεως i διαρρέῃ ἀγωγὸν ἀντιστάσεως R, ἡ κατὰ τὸν χρόνον t προσφερομένη ἐνέργεια εἶναι (πρβλ. § 969).

$$W = i^2 R t$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν τὸ ρεῦμα ἔχῃ μεταβλητὴν ἔντασιν, ἡ ἐξίσωσις αὕτη ἰσχύει μόνον ὅταν τὸ χρονικὸν διάστημα εἶναι τόσον μικρόν, ὥστε κατ' αὐτὸ νὰ ἠμπορῇ νὰ θεωρηθῇ ἡ ἔντασις ὡς ἀμετάβλητος.

Ἐν τούτοις, ἂν τὸ μεταβαλλόμενον ρεῦμα εἶναι ἁρμονικόν, ἐντάσεως $i = i_0 \, \eta\mu \, \omega t$, εὐκόλως εὑρίσκεται ὅτι ἡ κατὰ μίαν ὁλόκληρον περίοδον προσφερομένη ἐνέργεια εἶναι

$$(1) \qquad w = R\,T\,\frac{i_0^{\,2}}{2}$$

Ἔστω ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος

$$i = i_0 \, \eta\mu \, \omega t$$

ὅπου $\omega = \dfrac{2\pi}{T}$

Κατὰ τὸ μικρὸν χρονικὸν διάστημα τ εἰς ἀγωγὸν ἀντιστάσεως R προσφέρεται ἐνέργεια

$$w_1 = R\,\tau\,i^2 = R\,\tau\,i_0^{\,2}\,\eta\mu^2\,\omega t$$

Θεωροῦμεν τώρα δεύτερον ἀγωγόν, ἀνεξάρτητον τοῦ πρώτου, τῆς αὐτῆς ἀντιστάσεως R, διαρρεόμενον ἀπὸ ρεῦμα ἐντελῶς ὅμοιον πρὸς τὸ τοῦ πρώτου ἀγωγοῦ, ἀλλὰ διαφέρον ὡς πρὸς τὴν φάσιν κατὰ 90^0.

Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος τούτου εἶναι

$$i_1 = i_0 \, \eta\mu \, (\omega t + 90^0) = i_0 \, \sigma\upsilon\nu \, \omega t$$

καὶ ἡ προσφερομένη ἐνέργεια κατὰ τὸ χρονικὸν διάστημα τ εἶναι

$$w_2 = R\,\tau i_0^{\,2}\,\sigma\upsilon\nu^2\,\omega t.$$

Ἡ ἐνέργεια ἡ προσφερομένη εἰς τοὺς δύο ἀγωγοὺς κατὰ τὸν χρονον τ εἶναι

$$w_1 + w_2 = R\,\tau i_0^{\,2}\,(\eta\mu^2\,\omega t + \sigma\upsilon\nu^2\,\omega t) = R\tau\,i_0^{\,2}$$

καὶ εἰς μίαν ὁλόκληρον περίοδον ἡ ἐνέργεια εἶναι

$$w_3 = RT\,i_0^{\,2}$$

Ἐπειδὴ ἡ ἐνέργεια ἡ προσφερομένη κατὰ τὸν χρόνον μιᾶς περιόδου δὲν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φάσιν, τὴν ὁποίαν ἐθεωρήσαμεν ὡς ἀρχὴν τῆς περιόδου, ἕπεται ὅτι τὸ ἥμισυ τῆς ἐνεργείας w_3 ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸν ἕνα ἀγωγὸν καὶ τὸ ἥμισυ εἰς τὸν ἄλλον καὶ ἑπομένως τὸ ποσὸν ἐνεργείας, τὸ ὁποῖον προσφέρεται εἰς τὸν ἀγωγὸν κατὰ τὸ διάστημα μιᾶς περιόδου εἶναι

$$(1) \qquad w = RT\,\frac{i_0^{\,2}}{2}$$

Ἡ σημασία τῆς ἐξ. (1) εἶναι ὅτι ἡ *μέση τιμὴ* τῆς ποσότητος $i_0^{\,2}\sigma\upsilon\nu^2\omega t$ διὰ μίαν περίοδον ἢ διὰ χρονικὸν διάστημα μέγα ὡς πρὸς τὴν περίοδον εἶναι ἴσην πρὸς $i_0^{\,2}/2$, ἤτοι ὅτι ἡ μέση τιμὴ τοῦ $\sigma\upsilon\nu^2\omega t$ εἶναι 1/2.

Ἂν τὸ ρεῦμα ἦτο συνεχές, ἀμεταβλήτου ἐντάσεως, διὰ νὰ ἔχωμεν τὸ αὐτὸ ποσὸν ἐνεργείας κατὰ τὸν χρόνον T ἡ ἔντασις θὰ ἔπρεπε νὰ εἶναι ἴση πρὸς $\dfrac{i_0}{\sqrt{2}}$.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Διὰ τοῦτο τὴν ποσότητα ταύτην ὀνομάζομεν *ἐνεργὸν ἔντασιν* καὶ παριστῶμεν διὰ τοῦ συμβόλου i_{eff} (*).

Εἶναι λοιπὸν

$$i_{eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} i^0 \tag{2}$$

$$W = RT i^2_{eff} \tag{3}$$

Ἡ τελευταία ἐξίσωσις ἰσχύει καὶ ὅταν τὸ T δὲν παριστᾷ τὸν χρόνον μιᾶς περιόδου ἀλλὰ οἱοδήποτε ἀκέραιον πολλαπλάσιον τῆς περιόδου. Ἀλλ' ἰσχύει καὶ ὅταν τὸ T παριστᾷ οἱοδήποτε χρονικὸν διάστημα *μέγα ὡς πρὸς τὴν περίοδον*, διότι ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν αὐτό, χωρὶς αἰσθητὸν σφάλμα, ὡς ἴσον πρὸς ἀκέραιον πολλαπλάσιον τῆς περιόδου.

Ἡ ποσότης w παριστᾷ τὴν θερμότητα τοῦ Joule, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται εἰς τὸν ἀγωγὸν κατὰ τὸν χρόνον T. Τἀνάπαλιν ἠμποροῦμεν νὰ ὁρίσωμεν τὴν ἐνεργὸν ἔντασιν οἱουδήποτε ἐναλλασσομένου ρεύματος διὰ τῆς σχέσεως (2).
εἶναι λοιπὸν

$$i^2_{eff} = \frac{W}{Rt} \tag{4}$$

Τὸ τετράγωνον τῆς ἐνεργοῦ ἐντάσεως, ἐκφραζομένης εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας CGS, ἰσοῦται πρὸς τὸ πηλίκον τῆς θερμότητος τοῦ Joule, ἐκφραζομένης εἰς erg, διὰ τῆς ἀντιστάσεως, ἐκφραζομένης εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας CGS, καὶ διὰ τοῦ χρόνου, ἐκφραζομένου εἰς δευτερόλεπτα.

Τὸ τετράγωνον τῆς ἐνεργοῦ ἐντάσεως, ἐκφραζομένης εἰς Ampère, ἰσοῦται πρὸς τὸ πηλίκον τῆς θερμότητος τοῦ Joule, ἐκφραζομένης εἰς Joule, διὰ τῆς ἀντιστάσεως, ἐκφραζομένης εἰς Ohm, καὶ διὰ τοῦ χρόνου, ἐκφραζομένου εἰς δευτερόλεπτα.

Ἀντιστοίχως ὅταν ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις μεταβάλλεται ἁρμονικῶς καὶ τὸ πλάτος αὐτῆς εἶναι E_0, εἶναι δηλ.

$$E = E_0 \eta\mu\omega t$$

ὀνομάζομεν *ἐνεργὸν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν* τὴν ποσότητα

$$E_{eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \tag{5}$$

(*) Effective.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Θεωροῦμεν τώρα ἀγωγὸν ὁ ὁποῖος διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως

$$i = i_0 \eta\mu\omega t$$

καὶ εἰς τὰ πέρατα τοῦ ὁποίου ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἶναι

$$E = E_0 \eta\mu(\omega t + \varphi)$$

Ἡ κατανάλωσις εἰς τὸν ἀγωγὸν τοῦτον, τὸ πηλίκον δηλ. τῆς ἐνεργείας διὰ τοῦ χρόνου, ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι

$$W = i_{eff} E_{eff} \sigma\upsilon\nu\varphi \qquad (6)$$

Ἡ ἐνέργεια ἡ προσφερομένη κατὰ τὸ πολὺ μικρὸν χρονικὸν διάστημα τ εἶναι

$$W = \tau i E = \tau i_0 E_0 \eta\mu\omega t \eta\mu(\omega t + \varphi)$$

Ἂν ἀναπτύξωμεν τὸ $\eta\mu(\omega t + \varphi)$ εὑρίσκομεν

$$W = \tau i_0 E_0 \left\{\eta\mu^2 \omega t \sigma\upsilon\nu\varphi + \eta\mu\omega t \sigma\upsilon\nu\omega t \eta\mu\varphi\right\}$$

ἢ

$$W = \tau i_0 E_0 \left\{\eta\mu^2 \omega t \sigma\upsilon\nu\varphi + \frac{1}{2} \eta\mu 2\omega t \eta\mu\varphi\right\}$$

Ἡ ἐντὸς παρενθέσεως ποσότης ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο μέρη, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ μὲν $\eta\mu^2 \omega t \sigma\upsilon\nu\varphi$ εἶναι *διαρκῶς θετικὸν* καὶ ἔχει μέσην τιμὴν $\frac{1}{2}\sigma\upsilon\nu\varphi$, καθὼς ἐδείχθη ἀνωτέρω, τὸ δὲ $\frac{1}{2}\eta\mu 2\omega t \eta\mu\varphi$ εἶναι ἐναλλὰξ θετικὸν καὶ ἀρνητικὸν καί, ἕνεκα τῆς συμμετρίας τῆς κατανομῆς τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν τιμῶν, ἔχει μέσην τιμὴν μηδέν. Δι' ἀρκετὰ μέγα χρονικὸν διάστημα t λοιπὸν ἡ ἐνέργεια εἶναι

$$W = \frac{1}{2} t i_0 E_0 \sigma\upsilon\nu\varphi = t i_{eff} E_{eff} \sigma\upsilon\nu\varphi$$

καὶ ἡ κατανάλωσις

$$w = \frac{1}{2} i_0 E_0 \sigma\upsilon\nu\varphi = i_{eff} E^{eff} \sigma\upsilon\nu\varphi$$

Ὁ συντελεστὴς $\sigma\upsilon\nu\varphi$ ὀνομάζεται *συντελεστὴς ἰσχύος.*

Ἂν ἡ φάσις ρεύματος καὶ ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως εἶναι ἡ αὐτή, εἶναι $\sigma\upsilon\nu\varphi = 1$ καὶ

$$W = i_{eff} E_{eff}$$

ἡ σχέσις δηλ. τῆς καταναλώσεως πρὸς τὴν ἐνεργὸν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ τὴν ἐνεργὸν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν εἶναι ἐντελῶς ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ἀντίστοιχον σχέσιν διὰ συνεχὲς ρεῦμα.

Ἂν εἶναι $\varphi = \pm 90^0$, εἶναι $\sigma\upsilon\nu\varphi = 0$ καὶ ἑπομένως ἡ κατανάλωσις εἶναι ἴση πρὸς μηδέν. Τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα χωρὶς κατανάλωσιν. Τὸ τοιοῦτο ρεῦμα ὀνομάζεται εἰς τὴν ἠλεκτροτεχνίαν *ρεῦμα χωρὶς Watt.*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οὕτω π. χ. ἂν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα διαρρέῃ κυκλωμα περιέχον χωρητικότητα ἢ αὐτεπαγωγὴν ἢ καὶ ἀμφότερα ἀλλὰ *χωρὶς ὠμειον ἀντίστασιν*, εἶναι κατὰ τὴν ἐξίσωσιν (6) § 1015 $\varepsilon\varphi\varphi = \infty$, $\varphi = \pm 90^0$ καὶ ἑπομένως δὲν ἔχομεν κατανάλωσιν.

ΜΗΧΑΝΑΙ ΠΡΟΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΝ ΚΑΙ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΣΙΝ ΕΠΑΓΩΓΙΚΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ

§ 1018. ***Μαγνητοηλεκτρικαὶ καὶ δυναμοηλεκτρικαὶ μηχαναί.*** Τὰ ἰσχυρὰ ρεύματα, τὰ προωρισμένα διὰ τὰς βιομηχανικὰς ἢ πρακτικὰς ἐν γένει χρήσεις, παράγονται σχεδὸν ἀποκλειστικῶς δι' ἐπαγωγῆς εἰς ἀγωγοὺς κινουμένους ἐντὸς ἰσχυρῶν μαγνητικῶν πεδίων. Ἡ ἐνέργεια τοῦ ρεύματος προέρχεται ἀπὸ τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν, ἀπὸ τὸ ἔργον δηλ. τὸ ὁποῖον δαπανᾶται διὰ νὰ κινηθοῦν οἱ ὑπὸ τῶν ἐξ ἐπαγωγῆς ρευμάτων διαρρεόμενοι ἀγωγοὶ ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

Εἰς τὰς πρώτας κατασκευασθείσας μηχανὰς τὸ πεδίον παρήγετο ἀπὸ μονίμους μαγνήτας. Ἕνεκα τούτου καὶ αἱ μηχαναὶ ἦσαν πολὺ ὀγκώδεις καὶ τὰ πεδία σχετικῶς ἀσθενῆ καὶ ἑπομένως ἡ ἔντασις τῶν παραγομένων ρευμάτων ἀσθενὴς ὡς πρὸς τὰς διαστάσεις τῶν μηχανῶν. Διὰ τοῦτο ἀντὶ τῶν μονίμων μαγνητῶν ἐχρησιμοποιήθησαν *ἠλεκτρομαγνῆται*, διεγειρόμενοι διὰ τοῦ ρεύματος βοηθητικῆς πηγῆς, π. χ. συστοιχίας συσσωρευτῶν. Ἀλλ' ἡ σημερινὴ ἐξέλιξις τῶν μηχανῶν παραγωγῆς ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ὀφείλεται εἰς τὴν ὑπὸ τοῦ Werner v. Siemens τὸ πρῶτον (1866) ἐφαρμοσθεῖσαν ἀρχὴν τῆς δυναμομηχανῆς.

Ἂν σύστημα ἀγωγῶν, εἰς τὸ ὁποῖον ἠμπορεῖ ἐξ ἐπαγωγῆς νὰ παραχθῇ ρεῦμα συνεχὲς ἢ κατὰ προσέγγισιν συνεχές, περιστρέφεται μεταξὺ τῶν πόλων ἠλεκρομαγνήτου, διὰ τῆς περιελίξεως τοῦ ὁποίου δὲν διέρχεται ρεῦμα, ἐπειδὴ οἱ πυρῆνες τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου ἔχουν πάντοτε ἴχνη μαγνητισμοῦ παράγεται εἰς τὸ περιστρεφόμενον σύστημα ἀσθενὲς ρεῦμα. Ἂν τὸ ρεῦμα τοῦτο διαβιβάσωμεν διὰ τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν μαγνητίζονται οὗτοι ἰσχυρότερον, ἕνεκα τῆς ἐνισχύσεως τοῦ πεδίου τὸ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεῦμα γίνεται ἰσχυρότερον, ἐκ τούτου πάλιν ἐνισχύεται ἡ μαγνήτισις καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς μέχρις ὅτου ἐπέλθῃ ὁ μαγνητικὸς κορεσμὸς (§ 874) τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν. Οἱ ἠλεκτρομαγνῆται τῶν *δυναμομηχανῶν*, αἱ ὁποῖαι παράγουν *συνεχὲς ρεῦμα*, διεγείρονται χωρὶς νὰ χρειάζεται βοηθητικὴ πηγή.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἰς τὰς δυναμομηχανάς, αἱ ὁποῖαι παράγουν ἐναλλασσόμενα ρεύματα οἱ ἠλεκρομαγνῆται διεγείρονται διὰ τοῦ ρεύματος βοηθητικῆς δυναμομηχανῆς συνεχοῦς ρεύματος.

Κατὰ τὰ ἀνωτέρω τὰ κύρια μέρη μηχανῆς πρὸς παραγωγὴν ἐπαγωγικῶν ρευμάτων εἶναι σύστημα παράγον ἰσχυρὸν μαγνητικὸν πεδίον, τὸ *ἐπάγον*, καὶ σύστημα ἀγωγῶν, ἐντὸς τῶν ὁποίων ὡς ἐκ τῆς *σχετικῆς πρὸς τὸ πεδίον* κινήσεως ἀναπτύσσονται τὰ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεύματα. Τὸ σύστημα τοῦτο ὀνομάζεται *ἐπαγώγιμον*.

Διὰ τὴν παραγωγὴν τῶν ἐξ ἐπαγωγῆς ρευμάτων ἐνδιαφέρει μόνον ἡ *σχετικὴ κίνησις* τοῦ ἐπαγωγίμου ὡς πρὸς τὸ πεδίον. Διὰ τοῦτο εἶναι δυνατὸν εἴτε τὸ ἐπάγον νὰ εἶναι ἀκίνητον καὶ νὰ κινῆται τὸ ἐπαγώγιμον ἢ τἀνάπαλιν νὰ εἶναι τὸ ἐπαγώγιμον ἀκίνητον καὶ νὰ κινῆται τὸ ἐπάγον καὶ μετ' αὐτοῦ τὸ μαγνητικὸν πεδίον. Ἡ κίνησις εἶναι πάντοτε περιστροφὴ περὶ ἄξονα.

Τὸ ἀκίνητον σύστημα ὀνομάζεται *στάτωρ*, τὸ δὲ περιστρεφόμενον *ρώτωρ*.

§ 1019. ***Δυναμομηχαναὶ συνεχοῦς ρεύματος***. Αἱ δυναμομηχαναὶ συνεχοῦς ρεύματος δὲν διαφέρουν κατ' ἀρχὴν ἀπὸ τοὺς κινητῆρας μὲ δακτύλιον τοῦ Gramme ἢ μὲ τύμπανον τοῦ Hefner-Alteneck, τοὺς ὁποίους περιεγράψαμεν εἰς τὴν 989. Πράγματι οἱ κινητῆρες οὗτοι εἶναι μηχαναὶ ἀντιστρεπταί. Ἂν δηλ. διαβιβάσωμεν δι' αὐτῶν συνεχὲς ρεῦμα κινοῦνται παράγοντες μηχανικὸν ἔργον ἂν δὲ δαπανῶντες μηχανικὸν ἔργον θέσωμεν αὐτοὺς εἰς κίνησιν παράγεται ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῆς αὐτῆς πάντοτε φορᾶς, καὶ ἑπομένως ρεῦμα τῆς αὐτῆς ἐπίσης πάντοτε φορᾶς.

Σημειωτέον ὅτι ἡ ἔννοια τοῦ συνεχοῦς ρεύματος εἰς τὴν ἠλεκτροτεχνίαν εἶναι ἀρκετὰ ἐλαστική, καὶ συνεχὲς ὀνομάζεται πᾶν ρεῦμα, τοῦ ὁποίου ἡ φορὰ μένει διαρκῶς ἡ αὐτὴ ἔστω καὶ ἂν ἡ ἔντασις περιοδικῶς κυμαίνεται περὶ μέσην τινα τιμήν.

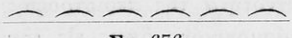
Ἡ ὑπὸ τῶν καλουμένων μηχανῶν συνεχοῦς ρεύματος παραγομένη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι τῆς αὐτῆς πάντοτε φορᾶς, ἡ δὲ ἔντασις αὐτῆς κυμαίνεται περιοδικῶς περὶ μέσην τιμὴν καὶ ἑπομέ-καὶ τὰ ρεύματα τὰ ὁποῖα λαμβάνομεν συνδέοντες τοὺς πόλους δι' ἀντιστάσεως εἶναι *συνεχῆ* ὑπὸ τὴν βιομηχανικὴν ἐκδοχὴν τοῦ ὅρου.

Αἱ διακυμάνσεις τῆς ἐντάσεως ἔχουν τόσον μικρότερον σχετικὸν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πλάτος, ὅσον περισσότερα εἶναι τὰ ἐλάσματα τοῦ συλλέκτου. Οὕτω π. χ. ἂν τὸ ἐπαγώγιμον ἔχῃ τὴν μορφὴν τοῦ διπλοῦ T τοῦ Siemens, ὁ συλλέκτης ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο μόνον ἐλάσματα (σχ. 660). Τὸ ρεῦμα εἶναι ἡμιτονοειδὲς (πρβλ. σχ. 669), τοῦ ὁποίου αἱ ἄρτιαι ἡμιπερίοδοι *ἀναστρέφονται* διὰ τῆς ἐναλλαγῆς τῶν ἐλασμάτων τοῦ συλλέκτου, οὕτως ὥστε ἡ φορὰ νὰ παραμένῃ πάντοτε ἡ αὐτή. Ἡ ἔντασις λοιπὸν τοῦ ρεύματος παριστάνεται ἀπὸ τὸ διάγραμμα 676. Τὸ ρεῦμα τοῦτο δὲν ὀνομάζεται συνεχὲς ἀλλ' *ἐναλλασσόμενον ἀνορθωμένον*.

Ἂν τὸ ἐπαγώγιμον εἶναι δακτύλιος τοῦ Gramme-Pacinotti ἢ τύμπανον τοῦ Hefner-Alteneck καὶ ὁ συλλέκτης ἀποτελεῖται ἀπὸ



Σχ. 676.

Σχ. 677.

πολλὰ ἐλάσματα, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος παριστάνεται ἀπὸ τὸ διάγραμμα 677. Τὸ ρεῦμα εἶναι συνεχές.

Πραγματικῶς συνεχῆ ρεύματα, ρεύματα δηλ. τῶν ὁποίων ἡ ἔντασις εἶναι *ἐντελῶς σταθερά*, παρέχουν μόνον τὰ ἠλεκτροχημικὰ στοιχεῖα, πρωτογενῆ ἢ δευτερογενῆ· διὰ τοῦτο, ὁσάκις θέλομεν νὰ ἔχωμεν ρεύματα ἀπολύτως σταθερᾶς ἐντάσεως, μεταχειριζόμεθα ὡς πηγὴν ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως συστοιχίαν συσσωρευτῶν.

§ 1020. ***Δυναμομηχαναὶ ἐναλλασσομένου ρεύματος ἢ ἐναλλακτῆρες***. Εἰς τὰς μηχανὰς συνεχοῦς ρεύματος αἱ ψῆκτραι συγκοινωνοῦν μὲ διαρκῶς ἐναλλασσόμενα μέρη τοῦ συλλέκτου καὶ ἕνεκα τούτου, μολονότι εἰς τοὺς ἀγωγοὺς τοὺς ἐπαγωγίμου τὰ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεύματα κυκλοφοροῦν κατ' ἐναλλασσομένην φοράν, εἰς τὸ ἐξωτερικὸν κύκλωμα, καθὼς καὶ εἰς τὸ κύκλωμα τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν, ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος μένει πάντοτε ἡ αὐτή. Ἂν ὅμως συνδέσωμεν *σταθερὰ* σημεῖα τῶν ἀγωγῶν τοῦ ἐπαγωγίμου μὲ τὸ ἐξωτερικὸν κύκλωμα, διαρρέεται καὶ τοῦτο ἀπὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα. Τοιαύτη π. χ. εἶναι ἡ διάταξις τοῦ σχ. 668 (§ 1006), εἰς τὴν ὁποίαν τὰ πέρατα τοῦ ἀγωγοῦ τοῦ ἐπαγωγίμου συνδέονται *μονίμως* μὲ τοὺς δα-

(*) Ὁ δακτύλιος, τὸν ὁποῖον ὁ Gramme ἐφήρμοσεν εἰς τὴν ἠλεκτροτεχνίαν, ἐπενοήθη ὑπὸ τοῦ Pacinotti.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κτυλίους δδ, μὲ τούτους δὲ διὰ τῶν ψηκτρῶν συγκοινωνεῖ τὸ ἐξωτερικὸν κύκλωμα. Τὸ ἐπάγον πεδίον εἰς τὴν συσκευὴν ταύτην εἶναι τὸ γήϊνον μαγνητικὸν πεδίον.

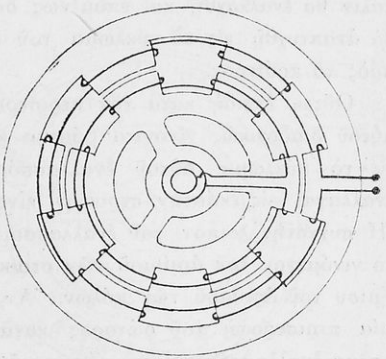
Ὁ ἁπλούστατος τῶν μαγνητοηλεκτρικῶν ἐναλλακτήρων κατασκευάζεται μὲ ἐπαγώγιμον διπλοῦν Τ τοῦ Siemens (σχ. 460 σελ. 989), τοῦ ὁποίου τὰ ἄκρα δὲν καταλήγουν εἰς ἡμιδακτυλίους ἀποτελοῦντας συλλέκτην, ἀλλ' εἰς δύο ὁλοκλήρους δακτυλίους περιβάλλοντας τὸν ἄξονα καὶ μονωμένους ἀπὸ αὐτόν. Ἐπειδὴ ὅταν στραφῇ τὸ ἐπαγώγιμον κατὰ 180° ἡ δι' αὐτοῦ μαγνητικὴ ροὴ ἀλλάσσει σημεῖον, ἕπεται ὅτι καθ' ἑκάστην πλήρη περιστροφὴν αὐτοῦ μεταβάλλεται δύο φορὰς ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος καὶ ἑπομένως εἰς τὸ ἐπαγώγιμον καὶ τὸ ἐξωτερικὸν κύκλωμα κυκλοφορεῖ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, τοῦ ὁποίου ἡ συχνότης εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν συχνότητα τῆς περιστροφῆς τοῦ ρώτορος. Τὸ ρεῦμα δὲν εἶναι ἁπλοῦν ἁρμονικόν, ὅπως εἰς τὴν συσκευὴν τοῦ σχ. 668, διότι τὸ μαγνητικὸν πεδίον δὲν εἶναι ὁμογενές.

Ἐπειδὴ τῶν ἐναλλασσομένων ρευμάτων ἡ ἀπόλυτος ἔντασις διαρκῶς μεταβάλλεται ἀπὸ τοῦ μηδενὸς μέχρι μεγίστης τινος τιμῆς καὶ τἀνάπαλιν, ἕπεται ὅτι, ἂν τὰ χρησιμοποιήσωμεν π. χ. πρὸς φωτισμόν, τὸ φῶς τῶν λαμπτήρων θὰ παρουσιάζῃ αὐξομειώσεις, αἱ ὁποῖαι ὡς γνωστὸν εἶναι πολὺ δυσάρεστοι. Διὰ τοῦτο ἡ συχνότης πρέπει νὰ εἶναι τοιαύτη, ὥστε ἕνεκα τῆς διαρκείας τοῦ ὀπτικοῦ αἰσθήματος αἱ αὐξομειώσεις νὰ μὴ εἶναι αἰσθηταί. Ἡ συνηθεστάτη βιομηχανικὴ συχνότης εἶναι 50 περίοδοι κατὰ δευτερόλεπτον ἤτοι 100 ἐναλλαγαὶ κατὰ δευτερόλεπτον.

Ἂν θελήσωμεν νὰ ἔχωμεν τὴν συχνότητα ταύτην μὲ ἐναλλακτῆρα, τοῦ ὁποίου τὸ μὲν ἐπαγώγιμον ἀποτελεῖται ἀπὸ μαγνήτην ἢ ἠλεκτρομαγνήτην μὲ δύο πόλους, τὸ δὲ ἐπάγον εἶναι ὅπως τὸ τοῦ σχ. 660, πρέπει νὰ δώσωμεν εἰς τὸ ἐπαγώγιμον περιστροφικὴν ταχύτητα 50 στροφῶν κατὰ δευτερόλεπτον. Ἀλλ' ἐκ τοιαύτης περιστροφικῆς ταχύτητος ἀναπτύσσονται φυγοκεντρικαὶ δυνάμεις, εἰς τὰς ὁποίας εἶναι ἀδύνατον νὰ ἀνθέξῃ τὸ ἐπαγώγιμον. Διὰ τοῦτο ἀντὶ νὰ αὐξήσωμεν τὴν περιστροφικὴν ταχύτητα αὐξάνομεν τὸν ἀριθμὸν τῶν πόλων τοῦ ἐπάγοντος καὶ τῶν πηνίων τοῦ ἐπαγωγίμου καὶ ἔχομεν οὕτω τὰς *πολυπολικὰς μηχανάς*, τῶν ὁποίων τὴν ἀρχὴν παριστᾷ σχηματικῶς τὸ διάγραμμα 678.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὁ σιδηροῦς ρώτωρ φέρει ἄρτιον ἀριθμὸν πολικῶν ἐξοχῶν, εἰς τὸ σχῆμα π. χ. ἓξ, περὶ τὰς ὁποίας περιτυλίσσονται πηνία συνδεδεμένα ἐν σειρᾷ οὕτως ὥστε, ὅταν διαρρέωνται ὑπὸ ρεύματος, οἱ πυρῆνες νὰ ἀποτελοῦν πόλους ἐναλλὰξ βορείους καὶ νοτίους. Ἐκ τῆς συνδέσεως ταύτης ἕπεται τἀνάπαλιν ὅτι ἂν κατά τινα στιγμὴν οἱ πυρῆνες εἶναι μαγνητισμένοι ἐναλλὰξ ὡς βόρειοι καὶ νότιοι πόλοι καὶ ἡ μαγνήτισίς των μεταβληθῇ οὕτως ὥστε οἱ μὲν βόρειοι πόλοι νὰ γίνουν νότιοι, οἱ δὲ νότιοι βόρειοι, αἱ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρεγερτικαὶ δυνάμεις θὰ ἔχουν ὅλαι τὴν αὐτὴν φορὰν εἰς τὸν ἐκ τῶν πηνίων ἀποτελούμενον ἀγωγόν. Τὰ πέρατα τοῦ ἀγωγοῦ τούτου καταλήγουν εἰς δύο δακτυλίους στερεωμένους ἐπὶ τοῦ ἄξονος, καὶ συγκοινωνοῦντας μὲ δύο ψήκτρας.



Σχ. 679.

Ὁ στάτωρ ἔχει ἰσαρίθμους πολικὰς ἐξοχὰς ἐστραμμένας πρὸς τὸν ρώτορα, περὶ τὰς ὁποίας περιτυλίσσονται πηνία συνδεομένα πρὸς ἄλληλα ἐν σειρᾷ, ὅπως καὶ τὰ τοῦ ρώτορος.

Ὑποθέσωμεν ὅτι διὰ τοῦ ἀγωγοῦ τοῦ στάτορος διαβιβάζομεν *συνεχὲς* ρεῦμα προερχόμενον εἴτε ἀπὸ συστοιχίαν συσσωρευτῶν εἴτε ἀπὸ βοηθητικὴν μηχανὴν συνεχοῦς ρεύματος. Οἱ ἀντίστοιχοι πυρῆνες μαγνητίζονται οὕτως ὥστε νὰ εἶναι ἐναλλὰξ βόρειοι καὶ νότιοι πόλοι. Ὅταν ὁ ρώτωρ εὑρίσκεται εἰς τοιαύτην θέσιν, ὥστε οἱ πόλοι αὐτοῦ νὰ εὑρίσκωνται ἀκριβῶς ἀπέναντι τῶν πόλων τοῦ στάτορος, ἐπειδὴ τὸ μέγιστον μέρος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν διέρχεται διὰ τῆς μαγνητικῶς περατῆς σιδηρᾶς μάζης, μαγνητίζονται ἰσχυρῶς οἱ μὲν ἀπέναντι τῶν βορείων πόλων πυρῆνες ὡς νότιοι πόλοι οἱ δὲ ἀπέναντι τῶν νοτίων ὡς βόρειοι.

Ἂν ὁ ρώτωρ περιστραφῇ οὕτως ὥστε οἱ πόλοι αὐτοῦ νὰ ἔλθουν ἀπέναντι τῶν ἀμέσως ἑπομένων πόλων τοῦ στάτορος, μεταβάλλεται ἡ μαγνητικὴ αὐτῶν κατάστασις· οἱ μὲν βόρειοι γίνονται νότιοι οἱ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δὲ νότιοι βόρειοι καὶ ἐκ τούτου ἀναπτύσσεται, διαρκούσης τῆς κινήσεως ταύτης, εἰς τὴν περιέλιξιν ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἐκ τῆς ὁποίας, ἂν αἱ ψῆκτραι συγκοινωνοῦν μὲ ἐξωτερικὸν ἀγωγὸν συμπληρώνοντα τὸ κύκλωμα, παράγεται ρεῦμα ἠλεκτρικόν.

Ὅταν οἱ πυρῆνες τοῦ ρώτορος ἔλθουν ἀπέναντι τῶν ἀμέσως πάλιν ἑπομένων πόλων τοῦ στάτορος, ἡ μαγνητικὴ αὐτῶν κατάστασις πάλιν θὰ ἐναλλαχθῇ καὶ ἑπομένως διαρκούσης τῆς κινήσεως ταύτης θὰ ἀναπτυχθῇ εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ ἐπαγωγίμου ρεῦμα ἀντίρροπον πρὸς τὸ πρότερον.

Οὕτω, ἐπειδὴ κατὰ τὴν περιστροφὴν τοῦ ρώτορος οἱ πυρῆνες αὐτοῦ διαδοχικῶς γίνονται βόρειοι καὶ νότιοι πόλοι, ἀναπτύσσονται εἰς τὸ κύκλωμα αὐτοῦ ἐναλλασσόμενα ρεύματα, τῶν ὁποίων αἱ ἐναλλαγαὶ εἰς ἑκάστην στροφὴν εἶναι ἰσάριθμοι πρὸς τοὺς πόλους. Ἡ συχνότης λοιπὸν τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος εἶναι ἴση πρὸς τὸ γινόμενον τοῦ ἀριθμοῦ τῶν στροφῶν κατὰ δευτερόλεπτον ἐπὶ τὸ ἥμισυ τοῦ ἀριθμοῦ τῶν πόλων. Ἂν π. χ. οἱ πόλοι εἶναι 100, ἀρκεῖ μία περιστροφὴ τοῦ ρώτορος κατὰ δευτερόλεπτον διὰ νὰ ἔχωμεν ρεῦμα ἐναλλασσόμενον συχνότητος 50 περιόδων κατὰ δευτερόλεπτον.

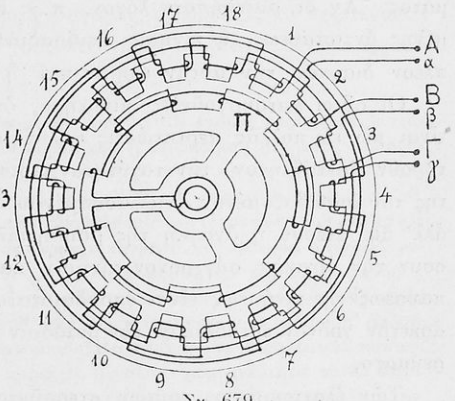
Ἐκ τοῦ διαγράμματος εἶναι ἀμέσως ἀντιληπτὸν ὅτι ἂν διαβιβάσωμεν διὰ τῶν πηνίων τοῦ ρώτορος συνεχὲς ρεῦμα καὶ διεγείρωμεν μονίμως τοὺς πολικοὺς αὐτοῦ πυρῆνας, κατὰ τὴν περιστροφὴν θὰ παραχθῇ εἰς τὸν ἀγωγὸν τοῦ στάτορος ρεῦμα ἐναλλασσόμενον, τοῦ ὁποίου ἡ συχνότης θὰ εἶναι ἐπίσης ἴση πρὸς τὸ γινόμενον τοῦ ἀριθμοῦ τῶν στροφῶν κατὰ δευτερόλεπτον ἐπὶ τὸ ἥμισυ τοῦ ἀριθμοῦ τῶν πόλων.

Ὅταν ὁ στάτωρ εἶναι τὸ ἐπάγον καὶ ὁ ρώτωρ τὸ ἐπαγώγιμον, οἱ πολυπολικοὶ ἐναλλακτῆρες ὀνομάζονται *ἐξωπολικοί*, ὅταν δὲ τἀνάπαλιν ὁ στάτωρ εἶναι τὸ ἐπαγώγιμον καὶ ὁ ρώτωρ τὸ ἐπάγον, οἱ ἐναλλακτῆρες ὀνομάζονται *ἐσωπολικοί*. Εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν οἱ πόλοι τοῦ ἐπαγωγίμου διευθύνονται πρὸς τὰ ἔξω, εἰς τὴν δευτέραν, πρὸς τὰ ἔσω.

§ 1021. ***Πολυφασικοὶ ἐναλλακτῆρες.*** Θεωροῦμεν ἐναλλακτῆρα, ἔστω ἐσωπολικὸν (σχ. 679), τοῦ ὁποίου τὸ ἐπαγώγιμον (στάτωρ) ἔχει πόλους τρεῖς φορὰς περισσοτέρους τῶν πόλων τοῦ ἐπάγοντος. Οἱ πόλοι οὗτοι ἀποτελοῦν τρεῖς σειράς, δηλ. μίαν σειρὰν οἱ ὑπ' αὔξοντας ἀριθ. 1, 4, 7 ..., δευτέραν σειρὰν οἱ ὑπ' ἀρ. 2, 5, 8 ... καὶ τρίτην σειρὰν οἱ ὑπ' ἀρ. 3, 6, 9 ..., συνδέονται δὲ πρὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀλλήλους οἱ πόλοι ἑκάστης σειρᾶς ὅπως οἱ πόλοι τοῦ ἐπαγωγίμου τοῦ ἁπλοῦ ἐναλλακτῆρος καὶ καταλήγουν οἱ τρεῖς ἀγωγοὶ εἰς ἓξ ἀκροδέκτας. Ἐκ τοῦ σχήματος φαίνεται ἀμέσως ὅτι, ἂν ὀνομάσωμεν Τ τὸν χρόνον μιᾶς περιόδου, τὸν χρόνον δηλ. ὁ ὁποῖος χρειάζεται διὰ νὰ ἔλθουν ἀπέναντι τοῦ αὐτοῦ πόλου τοῦ ἐπαγωγίμου δύο διαδοχικοὶ *ὁμώνυμοι* πόλοι τοῦ ἐπάγοντος, καὶ εἶναι ὁ πόλος Π τοῦ ἐπάγοντος κατὰ τὸν χρόνον 0 ἀπέναντι τοῦ ὑπ' ἀρ. 1 πόλου τοῦ ἐπαγωγίμου, ὁ αὐτὸς πόλος Π θὰ εἶναι ἀπέναντι τοῦ ὑπ' ἀρ. 2 κατὰ τὸν χρόνον $\frac{T}{6}$, ἀπέναντι τοῦ ὑπ' ἀρ. 3 κατὰ τὸν χρόνον $\frac{2T}{6}$ καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς. Τὰ ἐναλλασσόμενα δηλ. ρεύματα τὰ παραγόμενα εἰς τοὺς τρεῖς ἀγωγοὺς τοῦ ἐπαγωγίμου θὰ παρουσιάζουν πρὸς ἄλληλα ὑστέρησιν 1/6 τῆς περιόδου, δηλ. διαφορὰν φάσεως 60°.



Σχ. 679.

Ἂν δηλ. ὀνομάσωμεν Α, α τοὺς ἀκροδέκτας τοῦ πρώτου ἀγωγοῦ, Β, β τοὺς τοῦ δευτέρου καὶ Γ, γ τοὺς τοῦ τρίτου, τὸ ρεῦμα Β, β θὰ ὑπολείπεται τοῦ Α α ὡς πρὸς τὴν φάσιν κατὰ 60°, τὸ δὲ Γ, γ κατὰ 120°. Ἂν ἐναλλάξωμεν τὴν σύνδεσιν τῶν περάτων τοῦ δευτέρου ἀγωγοῦ πρὸς τοὺς ἀκροδέκτας Β, β, εἰσάγομεν διὰ τούτου διαφορὰν φάσεως 180° καὶ ἑπομένως τώρα τὸ ρεῦμα Γ, γ ὑπολείπεται τοῦ Α α ὡς πρὸς τὴν φάσιν κατὰ 120° τὸ δὲ Β β κατὰ 60° + 180° = 240°. Ὁ ἐναλλακτὴρ παρέχει *τριφασικὸν* ρεῦμα. Ἂν οἱ πόλοι τοῦ ἐπαγωγίμου ἦσαν διπλάσιοι τὸν ἀριθμὸν τῶν πόλων τοῦ ἐπάγοντος θὰ εἴχομεν ρεῦμα *διφασικόν*.

Ἐννοεῖται ὅτι καὶ ὁ πολυφασικὸς ἐναλλακτὴρ ἠμπορεῖ νὰ εἶναι εἴτε ἐσωπολικὸς εἴτε ἐξωπολικός.

§ 1022. ***Κινητῆρες δι' ἐναλλασσομένων ρευμάτων. Σύγχρονοι καὶ ἀσύγχρονοι κινητῆρες.*** Ἂν διεγείρωμεν διὰ συνεχοῦς ρεύματος τὸ ἐπάγον ἐναλλακτῆρος καὶ διαβιβάσωμεν διὰ τοῦ ἐπαγωγίμου ρεῦμα ἐναλλασσόμενον, ἐπειδὴ αἱ δυνάμεις αἱ ἀσκούμεναι ὑπὸ τοῦ πεδίου ἐπὶ τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα διαρρέουν τοὺς ἀγωγοὺς τοῦ ἐπαγωγίμου, διαρκῶς ἀλλάσσουν φοράν, δὲν θὰ περιστραφῇ ὁ ρώτωρ ἀλλὰ θὰ παρατηρήσωμεν μόνον *τρόμον* αὐτοῦ. Ἂν ὅμως θέσωμεν τὸν ρώτορα εἰς περιστροφικὴν κίνησιν τοιαύτης συχνότητος, ὥστε ἂν ἐλειτούργει ἡ μηχανὴ ὡς ἐναλλακτὴρ τὸ παραγόμενον ἐναλλασ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σόμενον ρεῦμα νὰ εἶχε τὴν συχνότητα τοῦ διαβιβαζομένου, ἐπειδὴ εἰς ἑκάστην ἀλλαγὴν φορᾶς τοῦ ρεύματος καὶ ἡ φορὰ τοῦ πεδίου ὡς πρὸς τοὺς ἀγωγοὺς ἀλλάσσει, αἱ δυνάμεις ἔχουν πάντοτε τὴν αὐτὴν φορὰν καὶ ἑπομένως ἡ κίνησις ἐξακολουθεῖ.

Ὁ ἐναλλακτὴρ λειτουργεῖ ὡς κινητὴρ ἀλλὰ μόνον ἐφ' ὅσον, ὅπως ἀνωτέρω ἐξετέθη, ἡ συχνότης τῆς περιστροφῆς ἔχει ὡρισμένον λόγον πρὸς τὴν συχνότητα τοῦ διαβιβαζομένου ἐναλλασσομένου ρεύματος· Ἂν δι' οἱανδήποτε λόγον, π. χ. ἕνεκα αἰφνιδίως ἀναφαινομένης ἀντιστάσεως, ἡ κίνησις ἐπιβραδυνθῇ, αἱ δυνάμεις δὲν ἔχουν πλέον διαρκῶς τὴν αὐτὴν φορὰν καὶ ἡ μηχανὴ παύει νὰ κινῆται.

Οἱ οὕτω λειτουργοῦντες κινητῆρες ὀνομάζονται *σύγχρονοι*. Καὶ εἶναι μὲν εἰς πολλὰς περιπτώσεις πολύτιμος ἡ ἰδιότης αὐτῶν νὰ διατηροῦν ἀμετάβλητον τὴν ταχύτητα περιστροφῆς ἐφ' ὅσον ἡ συχνότης τοῦ διαβιβαζομένου ἐναλλασσομένου ρεύματος δὲν μεταβάλλεται, ἀλλ' ἀφ' ἑτέρου ἡ ἀνάγκη τῆς βοηθητικῆς μηχανῆς διὰ νὰ ἀποκτήσουν τὴν ἀρχικὴν σύγχρονον κίνησιν καὶ ὁ κίνδυνος τῆς ἀποτόμου παύσεως τῆς κινήσεως εἶναι σπουδαιότατα ἐλαττώματα τὰ ὁποῖα ἐπ' ἀρκετὸν χρόνον ἠμπόδισαν τὴν διάδοσιν τοῦ ἁπλοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος.

Τῶν ἐλαττωμάτων τούτων στεροῦνται οἱ *ἀσύγχρονοι* κινητῆρες, τῶν ὁποίων ἡ λειτουργία στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἑξῆς ἀρχῆς.

√ Ἂν εἰς κινητῆρα συνεχοῦς ρεύματος μὲ ἠλεκτρομαγνήτας ἀναστρέψωμεν τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος, ἡ φορὰ τῆς περιστροφῆς τοῦ ρώτορος δὲν μεταβάλλεται διότι ἀναστρέφεται μὲν ἡ φορὰ τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα διαρρέουν τοὺς ἀγωγοὺς αὐτοῦ, ἀλλ' ἀναστρέφεται συγχρόνως καὶ ἡ φορὰ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Διὰ νὰ ἀναστρέψωμεν τὴν φορὰν τῆς κινήσεως πρέπει νὰ ἀναστρέψωμεν εἴτε τὴν φορὰν μόνου τοῦ ρεύματος τοῦ ρώτορος εἴτε τὴν φορὰν μόνου τοῦ ρεύματος τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν.

Ἂν λοιπὸν διὰ κινητῆρος συνεχοῦς ρεύματος διαβιβάσωμεν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, ἐπειδὴ καθ' ἑκάστην ἐναλλαγὴν θὰ ἀναστρέφεται καὶ ἡ φορὰ τῶν ρευμάτων τοῦ ρώτορος καὶ ἡ φορὰ τοῦ πεδίου, αἱ ἀναπτυσσόμεναι δυνάμεις θὰ ἔχουν πάτοτε τὴν αὐτὴν φορὰν καὶ ὁ κινητὴρ ὄχι μόνον θὰ ἐκκινήσῃ ἀλλὰ καὶ θὰ ἐξακολουθῇ κινούμενος χωρὶς νὰ εἶναι ἀνάγκη νὰ ὑπάρχῃ ὡρισμένη σχέσις τῆς ταχύτητος

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῆς περιστροφῆς του καὶ τῆς συχνότητος τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος. Ἡ πρακτικὴ ἐφαρμογὴ τῆς ἁπλουστάτης ταύτης ἀρχῆς παρουσίασε πολλὰς τεχνικὰς δυσκολίας, μὲ τὰς ὁποίας ὅμως δὲν εἶναι δυνατὸν ἐνταῦθα νὰ ἀσχοληθῶμεν.

Ἄξιοι ἰδιαιτέρας μνείας εἶναι οἱ *ἀπωστικοὶ κινητῆρες*, εἰς τοὺς ὁποίους ρεῦμα ἐναλλασσόμενον διαβιβαζόμενον διὰ τῶν ἀγωγῶν τοῦ στάτορος ἀναπτύσσει εἰς τοὺς ἀγωγοὺς τοῦ ρώτορος ρεύματα ἐξ ἐπαγωγῆς, ἐπὶ τῶν ὁποίων ἐξασκοῦν δυνάμεις ἀπωστικὰς τὰ πρωτεύοντα ρεύματα τοῦ στάτορος. Εἰς τοὺς κινητῆρας τούτους δὲν ὑπάρχουν ψῆκτραι.

§ 1023. *Πολυφασικοὶ κινητῆρες.* Εἰς τὴν § 1013 ἔχομεν περιγράψει διάταξιν, διὰ τῆς ὁποίας μὲ τὴν βοήθειαν διφασικοῦ ἢ τριφασικοῦ ρεύματος παράγομεν περιστρεφόμενα μαγνητικὰ πεδία. Ἂν ἐντὸς τοιούτου πεδίου φέρωμεν μετάλλινον δίσκον δυνάμενον νὰ περιστραφῇ περὶ τὸν ἄξονα περιστροφῆς τοῦ πεδίου, ἐκ τῆς ἐπιδράσεως τοῦ πεδίου ἐπὶ τῶν ἀναπτυσσομένων ρευμάτων τοῦ Foucault (§ 1004) τίθεται ὁ δίσκος εἰς περιστροφικὴν κίνησιν. Τὸ σύστημα ἀποτελεῖ *πολυφασικὸν κινητῆρα*. Ἀντὶ ἁπλοῦ δίσκου χρησιμοποιοῦνται εἰς τοὺς κινητῆρας τούτους ὡς ρώτορες ἐπαγώγιμα μὲ περιέλιξιν ἀποτελοῦσαν κλειστὸν κύκλωμα. Ἀξιοσημείωτος εἶνε ἡ παραγωγὴ στρεφομένου μαγνητικοῦ πεδίου δι' ἁπλοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαβιβάζομεν διὰ δύο παραλλήλων κυκλωμάτων, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ μὲν ἓν περιέχει μεγάλην χωρητικότητα τὸ δὲ ἄλλο αὐτεπαγωγήν. Ἐκ τούτου ἡ φάσις εἰς μὲν τὸ πρῶτον κύκλωμα προηγεῖται τῆς φάσεως τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως (§ 1015) εἰς δὲ τὸ δεύτερον ἕπεται αὐτῆς (§ 1014) καὶ διὰ καταλλήλου ἐκλογῆς τῆς χωρητικότητος καὶ τῆς αὐτεπαγωγῆς εἶναι δυνατὸν ἡ διαφορὰ φάσεως εἰς τὰ δύο κυκλώματα νὰ γίνῃ ἴση πρὸς 90°. Οὕτω ἐκ τοῦ ἁπλοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος λαμβάνομεν ρεῦμα διφασικόν, διὰ τοῦ ὁποίου ἠμποροῦμεν νὰ παραγάγωμεν περιστρεφόμενον πεδίον. Παρομοίαν διάταξιν μεταχειρίζονται πολλάκις διὰ τὴν ἐκκίνησιν τῶν συγχρόνων μονοφασικῶν κινητήρων.

§ 1024. ***Γενικὴ παρατήρησις.*** Εἰς τὰς μηχανὰς παραγωγῆς ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ἡ σιδηρᾶ μᾶζα τοῦ ἐπαγωγίμου εἶναι ἐκτεθειμένη, ἕνεκα τῆς σχετικῆς πρὸς τὸ ἐπάγον κινήσεως, εἰς ταχέως ἐναλλασσόμενα μαγνητικὰ πεδία. Αἱ ἐκ τούτου δυναταὶ ἀπώλειαι, προερχόμεναι ἀπὸ μεταβολὴν ἐνεργείας εἰς θερμότητα, εἶναι δύο εἰδῶν. Ἀπώλειαι ὑστερήσεως καὶ ἐκ ρευμάτων τοῦ Foucault.

Διὰ νὰ ἐλαττωθοῦν αἱ ἐξ ὑστερήσεως ἀπώλειαι ἐκλέγεται ὁ σίδηρος τοιοῦτος, ὥστε ἡ ἐπιφάνεια τῆς καμπύλης τῆς ὑστερήσεως νὰ ἔχῃ ὅσον τὸ δυνατὸν μικρότερον ἐμβαδὸν (§ 876). Χρησιμο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ποιεῖται δηλ. σίδηρος ὅσον τὸ δυνατὸν μαγνητικῶς μαλακότερος μὲ ἐλαχίστην συνεκτικὴν δύναμιν.

Τὰς ἐκ τῶν ρευμάτων τοῦ Foucault ἀπωλείας ἀποφεύγουν κατασκευάζοντες τὸ ἐπαγώγιμον ἀπὸ λεπτὰ ἐλάσματα μονωμένα ἀπ' ἀλλήλων (§ 1004).

Αἱ αὐταὶ προφυλάξεις λαμβάνονται καὶ διὰ τὰ εἰς ἐναλλασσομένην μαγνήτισιν ἐκτεθειμένα μέρη τῶν ἠλεκτροκινητήρων.

Μ Α. ΜΟΡΦΩΤΑΙ

§ 1025. ***Μεταμορφωταὶ μὲ ἀνοικτὸν καὶ κλειστὸν πυρῆνα.*** Οἱ μεταμορφωταὶ εἶναι συσκευαί, αἱ ὁποῖαι μετασχηματίζουν τὴν ἐνέργειαν διοχετευομένου ἠλεκτρικοῦ ρεύματος εἰς ἐνέργειαν ἠλεκτρικοῦ πάλιν ρεύματος ἀλλὰ διαφόρου ἐντάσεως καὶ τάσεως.

Εἰς τὸ ἐπαγωγικὸν πηνίον τοῦ Ruhmkorff (§ 1005) ἐγνωρίσαμεν ἤδη ἕνα τύπον μεταμορφωτοῦ.

Τὸ προσφερόμενον ρεῦμα εἶναι διακοπτόμενον ρεῦμα τῆς αὐτῆς πάντοτε φορᾶς, μεγάλης σχετικῶς ἐντάσεως, ἡ δὲ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τοῦ πρωτεύοντος πηνίου εἶναι μικρά.

Τὸ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεῦμα εἶναι ἐναλλασσόμενον μικρᾶς ἐντάσεως ἀλλ' ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τοῦ δευτερεύοντος πηνίου εἶναι πολὺ μεγάλη.

Τὸ πηνίον τοῦ Ruhmkorff εἶναι μηχανὴ μὲ πολὺ κακὴν οἰκονομικὴν ἀπόδοσιν. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς δύο αἴτια. Πρῶτον εἰς τὸ εἶδος τοῦ προσφερομένου ρεύματος καὶ δεύτερον καὶ κυριώτερον εἰς τὴν εὐθύγραμμον μορφὴν τοῦ σιδηροῦ πυρῆνος, ἕνεκα τῆς ὁποίας τὸ μὲν ὁ πυρὴν δὲν μαγνητίζεται ἀρκετὰ ἰσχυρῶς ὑπὸ τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος, τὸ δὲ δὲν διέρχεται ὅλη ἡ μαγνητικὴ ροὴ δι' ὅλων τῶν σπειρῶν τοῦ δευτερεύοντος πηνίου.

Διὰ τοῦτο οἱ μεταμορφωταὶ κατασκευάζονται μὲ *κλειστὸν πυρῆνα* μὲ πυρῆνα δηλ. ἀποτελοῦντα κλειστὸν δακτύλιον.

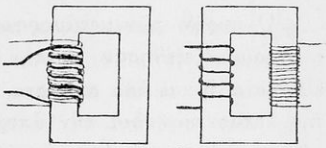
Εἰς τοιοῦτον πυρῆνα ἡ ὑπὸ δοθέντος ῥεύματος προκαλουμένη μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ εἶναι μεγίστη ἀλλὰ καὶ ὅλαι αἱ γραμμαὶ ἐπαγωγῆς (ἢ σχεδὸν ὅλαι) περιορίζονται ἐντὸς τῆς μάζης αὐτοῦ καὶ ἑπομένως, ἂν περὶ αὐτὸν ἔχει περιελιχθῇ δευτερεῦον πηνίον, *ὅλαι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ* (γραμμαὶ ἐπαγωγῆς) διέρχονται *δι' ὅλων τῶν*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σπειρῶν. Τὸ σχ. 680 *παριστᾷ* σχηματικῶς τοιούτους μεταμορφωτάς. Εἰς τὸν πρῶτον τὸ ἓν πηνίον ἔχει περιτυλιχθῇ περὶ τὸ ἄλλο, εἰς τὸν δεύτερον τὰ δύο πηνία εἶναι περιτυλιγμένα περὶ διάφορα μέρη τοῦ πυρῆνος.

Τὸ προσαγόμενον ῥεῦμα εἶναι ἐναλλασσόμενον καὶ διὰ τὴν στοιχειώδη ἔκθεσιν θὰ θεωρήσωμεν αὐτὸ ὡς ἡμιτονοειδές, δηλ. ἁπλοῦν ἁρμονικόν.

Τὰ φαινόμενα τῆς ἐπαγωγῆς εἰς τοὺς μεταμορφωτὰς εἶναι ἀρκετὰ πολύπλοκα ἕνεκα τῆς ἐπιδράσεως τῆς ἀντιστάσεως, ὠμείου ἢ ἐπαγωγικῆς, τοῦ κυκλώματος, εἰς τὸ ὁποῖον χρησιμοποιεῖται τὸ ἐκ τοῦ δευτερεύοντος πηνίου προερχόμενον ῥεῦμα, ἀλλὰ κυρίως ἕνεκα τῆς παρουσίας τοῦ σιδηροῦ πυρῆνος καὶ τῆς ἀναποφεύκτου ὑστερήσεως. Ἂν δὲν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν τὰς θερμικὰς ἀπωλείας, αἱ ὁποῖαι προέρχονται ἀπὸ τὴν ὠμειον ἀντίστασιν τῶν δύο πηνίων καὶ τὴν ὑστέρησιν τοῦ πυρῆνος, θεωρήσωμεν δηλ. τὴν ἀντίστασιν τῶν πηνίων ὡς προερχομένην μόνον ἐκ τῆς ἐπαγωγῆς τὸν δὲ πυρῆνα ὡς ἀπολύτως μαλακόν, αἱ *τάσεις* εἰς τὰ δύο πηνία, τὰ πλάτη δηλ. τῶν διαφορῶν δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα αὐτῶν, εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τοὺς ἀριθμοὺς τῶν σπειρῶν.



Σχ. 680.

Ἂν δηλ. ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τοῦ πρωτεύοντος πηνίου, προερχομένη ἀπὸ ἐξωτερικὴν αἰτίαν, εἶναι

$$e_1 = E_1 \text{ ημ } \omega t$$

(τὸ e_1 ἠμποροῦμεν νὰ θεωρήσωμεν ὡς τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν τοῦ πρωτεύοντος) καὶ εἶναι n_1 καὶ n_2 οἱ ἀριθμοὶ τῶν σπειρῶν τοῦ πρωτεύοντος καὶ τοῦ δευτερεύοντος πηνίου, εἰς τὸ δευτερεῦον πηνίον ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις θὰ εἶναι

$$e_2 = E_2 \text{ ημ } (\omega t - \varphi)$$

ὅπου

$$E_1 : E_2 = n_1 : n_2$$

Ἡ διαφορὰ φάσεως φ ὑπὸ τὰς ἀνωτέρω προϋποθέσεις εἶναι ἴση πρὸς 180°. Εἰς τὴν πραγματικότητα, ἕνεκα τῆς ὠμείου ἀντιστάσεως τῶν πηνίων, τῆς ὑστερήσεως τοῦ πυρῆνος καὶ τῆς ἐξόδου μερικῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἐξ αὐτοῦ, ἡ διαφορὰ φάσεως εἶναι ἐν γένει

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

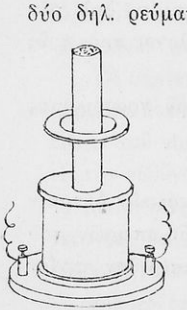
διάφορος τῶν 180°. Τὰ πλάτη τῶν ἐντάσεων τοῦ ῥεύματος εἰς τὰ δύο κυκλώματα, ὑπὸ τὰς ἁπλουστάτας προϋποθέσεις μας, ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογα πρὸς τοὺς ἀριθμοὺς τῶν σπειρῶν τῶν πηνίων, οὕτως ὥστε τὸ γινόμενον τῆς ἐνεργοῦ ἠλεκτρεγερτικῆς δτνάμεως ἐπὶ τὴν ἐνεργὸν ἔντασιν εἶναι εἰς τὰ δύο κυκλώματα τὸ αὐτό.

Διὰ τῶν μεταμορφωτῶν ἠμποροῦμεν λοιπὸν νὰ μετασχηματίσωμεν ἀσθενὲς ῥεῦμα ὑψηλῆς τάσεως εἰς ἰσχυρὸν ῥεῦμα χαμηλῆς τάσεως καὶ τἀνάπαλιν.

Εἰς τὰ πολυφασικὰ ρεύματα μετασχηματίζεται ἑκάστη φάσις ἰδιαιτέρως.

Ὁ πυρὴν τῶν μεταμορφωτῶν κατασκευάζεται διὰ τοὺς λόγους, οἱ ὁποῖοι ἐξετέθησαν εἰς τὴν § 1024, ἀπὸ λεπτὰ μονωμένα σιδηρᾶ ἐλάσματα ἢ καὶ ἀπὸ σύρματα, ἰδιαιτέρα δὲ φροντὶς λαμβάνεται κατὰ τὴν κατασκευὴν διὰ τὴν ἀποχέτευσιν τῆς ἐκ τῆς μαγνητικῆς ὑστερήσεως ἀναπτυσσομένης θερμότητος.

§ 1026. ***Ἀπώσεις ἐκ τῆς διαφορᾶς φάσεως πρωτεύοντος καὶ δευτερεύοντος ρεύματος.*** Εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον εἴδομεν ὅτι ἡ φάσις τοῦ δευτερεύοντος ρεύματος εἰς μεταμορφωτὴν διαφέρει κατὰ 180 περίπου μοίρας τῆς φάσεως τοῦ πρωτεύοντος, τὰ δύο δηλ. ρεύματα ἔχουν σχεδὸν διαρκῶς ἀντίθετον φοράν. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι μεταξὺ τῶν ὑπ' αὐτῶν διαρρεομένων ἀγωγῶν ἐνεργοῦν δυνάμεις ἀπωστικαὶ (§ 988).


Σχ. 681.

Τὰς δυνάμεις ταύτας ἔδειξεν ὁ E. Thomson διὰ τῆς ἑξῆς συσκευῆς. Κατακόρυφος δέσμη ἀπὸ σύρματα ἐκ μαλακοῦ σιδήρου (σχ. 681) περιβάλλεται κατὰ τὸ κατώτερον αὐτῆς μέρος ἀπὸ πηνίον ἐξ ἀρκετὰ παχέος χαλκοῦ σύρματος. Ἐπὶ τοῦ πηνίου τούτου θέτομεν παχὺν δακτύλιον ἀπὸ ἀργίλλιον περιβάλλοντα τὸν πυρῆνα. Ἂν διὰ τοῦ πηνίου διαβιβάσωμεν ἰσχυρὸν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, ὁ δακτύλιος τινάσσεται μὲ ὁρμὴν πρὸς τὰ ἄνω. Αἱ δυνάμεις εἶναι εἰς τὴν διάταξιν ταύτην πολὺ ἰσχυραὶ διότι τὸ δευτερεῦον ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν καὶ μόνην σπεῖραν μὲ πολὺ μικρὰν ὠμειον ἀντίστασιν καὶ ἕνεκα τούτου διαρρέεται ἀπὸ ρεύματα μεγίστης ἐντάσεως. Πράγματι ἐντὸς ὀλίγων λεπτῶν ὁ δακτύλιος θερμαίνεται ἰσχυρῶς. Χαρακτηρι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

στικώτερον γίνεται τὸ πείραμα ἂν μεταχειρισθῶμεν δακτύλιον ἀπὸ χάλκινον παχὺ σύρμα, συγκολλημένον μὲ τὸ σύνηθες κρᾶμα ἐκ μολύβδου καὶ κασσιτέρου. Ὅταν διὰ τοῦ πηνίου διέρχεται ρεῦμα, ὁ δακτύλιος συγκρατεῖται ὑπὸ τῶν ἠλεκτροδυναμικῶν ἀπώσεων εἰς ὕψος τι. Βαθμηδὸν ὅμως τὸ ὕψος ἐλαττώνεται, διότι ὁ δακτύλιος θερμαίνεται, ἡ ἀντίστασις αὐτοῦ αὐξάνεται καὶ ἡ ἔντασις τοῦ δευτερεύοντος ρεύματος ἐλαττώνεται. Ἐντὸς ὀλίγου ὁ δακτύλιος θερμαίνεται τόσον, ὥστε τὸ εὔτηκτον κρᾶμα τῆς συγκολλήσεως τήκεται. Τὸ δευτερεῦον κύκλωμα διακόπτεται, ρεῦμα δὲν διέρχεται πλέον καὶ ὁ δακτύλιος καταπίπτει ἀδρανής.

§ 1027. ***Στατικοὶ καὶ δυναμικοὶ μεταμορφωταί.*** Οἱ μεταμορφωταί, τοὺς ὁποίους περιγράψαμεν εἰς τὴν § 1025, δὲν περιέχουν κινούμενα μέρη· διὰ τοῦτο ὀνομάζονται *στατικοί*. Ὅταν θέλωμεν νὰ μεταμορφώσωμεν συνεχὲς ρεῦμα, οἱ στατικοὶ μεταμορφωταὶ δὲν ἠμποροῦν νὰ χρησιμεύσουν ἐκτὸς τῶν εἰδικωτάτων περιπτώσεων, κατὰ τὰς ὁποίας ἐπαρκεῖ τὸ πηνίον τοῦ Ruhmkorff. Τὴν μεταμόρφωσιν τοῦ συνεχοῦς ρεύματος ἐπιτυγχάνομεν ἐμμέσως διὰ τῶν *δυναμικῶν μεταμορφωτῶν*, οἱ ὁποῖοι ἀποτελοῦνται ἀπὸ κινητῆρα κινούμενον διὰ τοῦ προσαγομένου ρεύματος, καὶ συνδεόμενον μὲ δυναμοηλεκτρικὴν μηχανήν, ἡ ὁποία παρέχει ρεῦμα εἴτε συνεχὲς διαφόρου τάσεως καὶ ἐντάσεως, εἴτε καὶ ἐναλλασσόμενον ἢ πολυφασικόν. Μεταχειριζόμενοι κινητῆρα κινούμενον δι' ἐναλλασσομένου ἢ πολυφασικοῦ ρεύματος ἠμποροῦμεν νὰ μετασχηματίσωμεν ἐναλλασσόμενον ἢ πολυφασικὸν ρεῦμα εἰς συνεχές, ἐναλλασσόμενον εἰς τριφασικὸν καὶ τἀνάπαλιν καὶ οὕτω καθεξῆς.

Ἀξιοσημείωτοι εἶναι οἱ δυναμικοὶ μεταμορφωταί, εἰς τοὺς ὁποίους ὁ ρώτωρ τοῦ κινητῆρος φέρει τὴν περιέλιξιν τοῦ ἐπαγωγίμου. Αἱ μηχαναὶ αὗται ἐξωτερικῶς δὲν διαφέρουν ἀπὸ ἁπλοῦν κινητῆρα καὶ ἠμποροῦν καὶ νὰ χρησιμεύσουν ὡς κινητῆρες ὅταν τὸ δευτερεῦον κύκλωμα τοῦ ἐπαγωγίμου εἶναι ἀνοικτόν.

§ 1028. ***Μεταβίβασις τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας.*** Τὸ πρόβλημα τῆς μεταβιβάσεως τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας ἀπέκτησε κατὰ τοὺς τελευταίους χρόνους θεμελιώδη σημασίαν ἕνεκα τῆς χρησιμοποιήσεως ἰδίᾳ τῆς ἐνεργείας πτώσεων ὑδάτων πρὸς παραγωγὴν ρεύματος, τὸ ὁποῖον χρησιμοποιεῖται εἰς πολὺ μεγάλας ἀποστάσεις.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὑποθέσωμεν ὅτι ἔχομεν δυναμομηχανὴν συνεχοῦς ρεύματος, ἡ ὁποία παρέχει ρεῦμα εἰς κύκλωμα ἀντιστάσεως R, καὶ ἔστω r ἡ ἀντίστασις τῶν δύο ἀγωγῶν ἀπὸ τῆς μηχανῆς μέχρι τοῦ κυκλώματος τῆς καταναλώσεως καὶ E ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τοὺς ἀκροδέκτας τῆς μηχανῆς εἰς κλειστὸν κύκλωμα, ὅταν δηλ. ἡ μηχανὴ παρέχῃ ρεῦμα.

Κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm ἡ ἔντασις i τοῦ ρεύματος εἶναι

$$1) \qquad i = \frac{E}{R+r} .$$

Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ e εἰς τὰ πέρατα τῆς καταναλώσεως παρέχεται ἀπὸ τὴν σχέσιν

$$2) \qquad e = Ri = E \frac{R}{R+r} .$$

Ἔχομεν δηλ. ἀπώλειαν διαφορᾶς δυναμικοῦ ἴσην πρὸς

$$e' = E \frac{r}{R+r}$$

προερχομένην ἐκ τῆς ἀντιστάσεως r τῶν ἀγωγῶν, εἰς τοὺς ὁποίους καταναλίσκεται ἀσκόπως εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου ἐνέργεια (§ 969 ἐξ. 1)

$$w = ie' = iE \frac{r}{R+r} .$$

Διὰ νὰ ἐλαττώσωμεν τὴν ἀπώλειαν πρέπει νὰ ἐλαττώσωμεν εἴτε τὴν τιμὴν τοῦ i εἴτε τὴν τιμὴν τῆς ἀντιστάσεως r σχετικῶς πρὸς τὴν ὅλην ἀντίστασιν r+R.

Καὶ ὅταν μὲν ἡ ἀπόστασις δὲν εἶναι μεγάλη, ἠμποροῦμεν νὰ ἐλαττώσωμεν τὴν ἀντίστασιν r μεταχειριζόμενοι παχέα χάλκινα σύρματα. Ἀλλ' ὅταν αἱ ἀποστάσεις εἶναι μεγάλαι, δεκάδες ἢ καὶ ἑκατοντάδες χιλιομέτρων, αἱ δαπάναι διὰ τοιούτους ἀγωγοὺς καὶ διὰ τὴν στήριξιν καὶ μόνωσιν αὐτῶν θὰ καθίστων οἰκονομικῶς ἀδύνατον τὴν ἐγκατάστασιν. Διὰ τοῦτο ἐλαττώνομεν τὴν ἔντασιν λαμβάνοντες τὴν χρήσιμον ἀντίστασιν R πολὺ μεγάλην.

Ἀλλ' ἐκ τῆς ἐξ. (2) εὑρίσκομεν, ὅταν τὸ R εἶναι πολὺ μεγαλύτερον τοῦ r,

$$e = E$$

καὶ ἑπομένως

$$ei = Ei.$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἀφοῦ τὸ i εἶναι μικρόν, διὰ νὰ εἶναι ἡ ἰσχὺς μεγάλη πρέπει νὰ ἔχῃ τὸ E πολὺ μεγάλην τιμήν.

Καταλήγομεν οὕτω εἰς τὴν ἑξῆς λύσιν. Πρὸς οἰκονομικὴν διοχέτευσιν ἐνεργείας εἰς μεγάλας ἀποστάσεις μεταχειριζόμεθα ρεύματα μικρᾶς ἐντάσεως ὑπὸ μεγάλην τάσιν.

Τὰ συνεχῆ ρεύματα δὲν χρησιμοποιοῦνται πρὸς τὸν σκοπὸν τοῦτον διότι εἶναι τεχνικῶς δύσκολον ἢ καί, πρὸς τὸ παρὸν τοὐλάχιστον, ἀδύνατον νὰ κατασκευασθοῦν δυναμομηχαναὶ συνεχοῦς ῥεύματος παρέχουσαι τάσεις πολλῶν δεκάδων χιλιάδων Volt. Ἡ δυσκολία ἔγκειται κυρίως εἰς τὴν μόνωσιν.

Ἀντ' αὐτῶν χρησιμοποιοῦνται τὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα, μονοφασικὰ ἢ πολυφασικά, τὰ ὁποῖα ἠμποροῦν, *διὰ στατικῶν μεταμορφωτῶν*, νὰ μετασχηματισθοῦν σχεδὸν χωρὶς ἀπωλείας κατὰ τὰ ἑκάστοτε ἀνάγκας.

Οὕτω ἐναλλακτὴρ μονοφασικὸς ἢ πολυφασικὸς παράγει ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ὑπὸ τάσιν ὀλίγων χιλιάδων Volt. Τὸ ῥεῦμα τοῦτο μετασχηματίζεται διὰ τὴν διοχέτευσιν εἰς ὑψηλὴν τάσιν, πολλάκις 100,000 Volt καὶ ἄνω, καὶ μικρὰν ἔντασιν καὶ διοχετεύεται εἰς τὸν τόπον τῆς καταναλώσεως. Ἐκεῖ διὰ στατικῶν πάλιν μεταμορφωτῶν μετασχηματίζεται εἰς ρεῦμα χαμηλῆς τάσεως, ὀλίγων δηλ. χιλιάδων ἢ καὶ ἑκατοντάδων Volt, καὶ μεγάλης ἐντάσεως.

Ὅταν ἡ ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια πρόκειται νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς κίνησιν κινητήρων ἢ φωτισμόν, χρησιμοποιεῖται τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα. Πολλάκις ὅμως πρέπει τὸ ρεῦμα νὰ εἶναι συνεχές, ὅπως π. χ. ὅταν χρησιμεύῃ διὰ τὴν πλήρωσιν συσσωρευτῶν ἢ ἠλεκτρόλυσιν ἐν γένει. Εἰς τὰς περιπτώσεις ταύτας τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα μετασχηματίζεται εἰς συνεχὲς διὰ δυναμικῶν μεταμορφωτῶν.

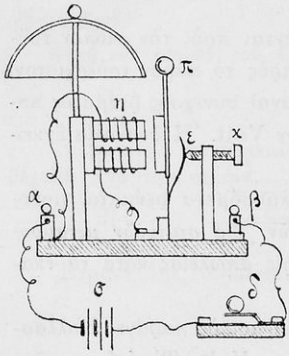
ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑ

§ 1029. ***Ἠλεκτρικὸς κώδων.*** Εἰς τὴν καλουμένην *ἠλεκτρικὴν διὰ σύρματος τηλεπικοινωνίαν, κατ'* ἀντιδιαστολὴν πρὸς τὴν ἀσύρματον, ἡ μεταξὺ δύο σταθμῶν συνεννόησις γίνεται, ἐκτὸς σπανίων ἐξαιρέσεων, μὲ τὴν βοήθειαν ἠλεκτρομαγνητῶν (πρβλ. § 984).

Ἓν τῶν συνηθεστάτων ἠλεκτρομαγνητικῶν ὀργάνων τηλεπικοινωνίας εἶναι ὁ ἠλεκτρικὸς κώδων, τοῦ ὁποίου ἡ λειτουργία, ἐντελῶς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὁμοία μὲ τὴν τοῦ αὐτομάτου διακόπτου τοῦ Wagner (§ 1005), εὐκόλως κατανοεῖται ἀπὸ τὸ διάγραμμα 682. Ἀπέναντι ἠλεκτρομαγνήτου η εὑρίσκεται, στηριζόμενον ἐπὶ τῆς μονωτικῆς (ξυλίνης) βάσεως δι' ἐλαστικοῦ ἐλατηρίου, τὸ πλῆκτρον π φέρον ὁπλισμόν. Τὸ στέλεχος τοῦ πλήκτρου διὰ τοῦ ἐλατηρίου ε ἐφάπτεται τῆς ἀκίδος τοῦ κοχλίου κ. Τὸ ἓν ἄκρον τῆς περιελίξεως τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου συνδέεται μὲ τὸν ἀκροδέκτην α, τὸ δὲ ἄλλο μὲ τὸ πλῆκτρον π. Ὁ δεύτερος ἀκροδέκτης β τοῦ κώδωνος συγκοινωνεῖ ἠλεκτρικῶς μὲ τὸν κοχλίαν κ. Οἱ ἀκροδέκται α, β συνδέονται διὰ δύο ἀγωγῶν μὲ τοὺς δύο πόλους τῆς στήλης σ παρεμβαλλομένου τοῦ διακόπτου δ, ὁ ὁποῖος συνίσταται ἐκ δύο ἐλασμάτων συγκρατουμένων ἐλαστικῶς εἰς ἀπόστασίν τινα ἀπ' ἀλλήλων.



Σχ. 682.

Ὅταν πιέσωμεν τὸ κομβίον τοῦ διακόπτου, τὸ κύκλωμα κλείεται καὶ τὸ ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ δρόμου σ α η ε κ β δ σ. Ὁ ἠλεκτρομαγνήτης διεγειρόμενος ἕλκει τὸν ὁπλισμὸν καὶ τὸ πλῆκτρον κτυπᾷ τὸν κώδωνα. Ἀλλ' ἐκ τῆς μετακινήσεως τοῦ πλήκτρου διακόπτεται τὸ κύκλωμα εἰς τὸ ε, τὸ ρεῦμα διακόπτεται, ὁ ἠλεκτρομαγνήτης παύει νὰ ἕλκῃ τὸν ὁπλισμὸν καὶ τὸ πλῆκτρον ἐπανερχόμενον εἰς τὴν ἀρχικήν του θέσιν ἀποκαθιστᾷ πάλιν τὸ κύκλωμα.

Τὸ ρεῦμα πάλιν διέρχεται, διεγείρει τὸν ἠλεκτρομαγνήτην καὶ τὸ πλῆκτρον διαρκῶς ἕλκεται καὶ ἀφίνεται πάλιν ἐλεύθερον ἐφ' ὅσον πιέζοντες τὸ κομβίον τοῦ διακόπτου κρατοῦμεν εἰς ἐπαφὴν τὰ δύο ἐλάσματα αὐτοῦ.

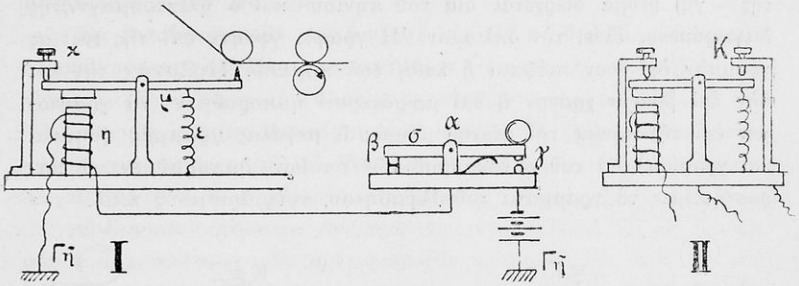
§ 1030. ***Ἠλεκτρικὸς τηλέγραφος.*** Ἠλεκτρικὸς τηλέγραφος ὀνομάζεται κάθε διάταξις, διὰ τῆς ὁποίας γραπτὰ σημεῖα μεταδίδονται δι' ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ἀπὸ σταθμοῦ εἰς σταθμόν.

Ἡ ἁπλουστάτη τηλεγραφικὴ συσκευή, ἐπὶ πολλὰ ἔτη σχεδὸν ἀποκλειστικῶς ἐν χρήσει, καὶ σήμερον δὲ ἀκόμη χρησιμοποιουμένη κατὰ προτίμησιν εἰς τὰς γραμμάς, εἰς τὰς ὁποίας τὸ πλῆθος τῶν διαβιβαζομένων τηλεγραφημάτων δὲν εἶναι ἐξαιρετικῶς μέγα, εἶναι ἡ τοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Morse (1847), τῆς ὁποίας τὰ κύρια μέρη, ὁ *πομπὸς* καὶ ὁ *δέκτης*, ἔχουν ὡς ἑξῆς.

Πομπός (σχ. 683). Ἐπὶ ξυλίνης σανίδος στηρίζεται μετάλλινον στήριγμα α φέρον ὁριζόντιον ἄξονα, περὶ τὸν ὁποῖον στρέφεται τὸ μετάλλινον ἐπίσης στέλεχος σ. Τὸ στέλεχος τοῦτο δι' ἐλατηρίου κρα-



Σχ. 683.

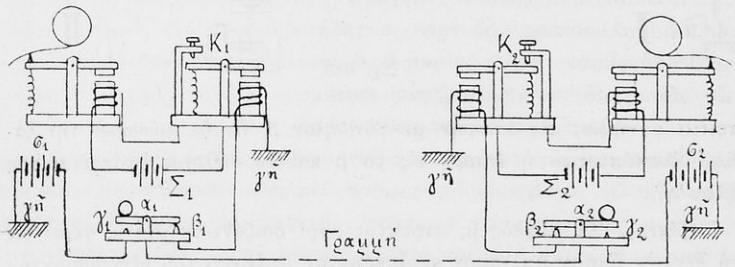
τεῖται συνήθως εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν ἧλον β, ἂν δὲ πιέσωμεν τὴν λαβὴν διακόπτεται ἡ ἐπαφὴ εἰς τὸ β καὶ τὸ στέλεχος ἐφάπτεται τοῦ ἧλου γ.

Δέκτης. Ὁ μοχλὸς μ, στρεπτὸς περὶ ὁριζόντιον ἄξονα, φέρει εἰς τὸ ἓν μὲν ἄκρον ὁπλισμὸν εὑρισκόμενον ἀπέναντι τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου η, εἰς τὸ ἄλλο δὲ ἄκρον γραφίδα. Ἐλατήριον ε ἕλκει πρὸς τὰ κάτω τὸ φέρον τὴν γραφίδα ἄκρον τοῦ μοχλοῦ, διὰ δὲ ρυθμιστικοῦ κοχλίου κ ρυθμίζεται ἡ ἀπόστασις τοῦ ὁπλισμοῦ ἀπὸ τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου. Διὰ μηχανισμοῦ ὡρολογίου κινεῖται πρὸ τῆς γραφίδος ταύτης ταινία χάρτου εὑρισκομένη εἰς τοιαύτην θέσιν ὥστε, ὅταν μὲν ὁ ἠλεκτρομαγνήτης εἶναι ἀδρανὴς ἡ γραφὶς νὰ μὴ ἐγγίζῃ τὸν χάρτην, ὅταν δὲ διεγείρεται ὁ ἠλεκρομαγνήτης ἡ γραφὶς νὰ γράφῃ εὐθεῖαν γραμμὴν ἐπὶ τῆς κινουμένης ταινίας. Ὁ ἧλος γ τοῦ πομποῦ συνδέεται μὲ τὸν ἕνα πόλον ἠλεκτρικῆς στήλης τῆς ὁποίας ὁ ἄλλος πόλος συνδέεται μὲ τὴν γῆν, συνδέεται π. χ. διὰ σύρματος μὲ τοὺς μεταλλίνους σωλῆνας τοῦ ὕδατος ἢ τοῦ φωταερίου ἢ μὲ πλάκα μεταλλίνην, ἡ ὁποία θάπτεται εἰς ὑγρὸν ἔδαφος ἢ ἄλλως πως εὑρίσκεται εἰς καλὴν ἠλεκτρικὴν συγκοινωνίαν μὲ τὴν γῆν. Ἐκ τοῦ μεταλλίνου στηρίγματος α ἀναχωρεῖ ἡ *τηλεγραφικὴ γραμμή*, σύρμα δηλ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

στηριζόμενον ἐπὶ μονωτικῶν στηριγμάτων, τὸ ὁποῖον φθάνει μέχρι τοῦ δέκτου καὶ συνδέεται μὲ τὸ ἓν ἄκρον τοῦ πηνίου τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου. Τὸ ἄλλο ἄκρον τοῦ πηνίου συνδέεται μὲ τὴν γῆν.

Ἂν πιεσθῇ ἡ λαβὴ τοῦ πομπυοῦ, τὸ κύκλωμα στήλης ἠλεκτρομαγνήτου κλείεται (γῆ — στήλη — πομπὸς — γραμμὴ — ἠλεκτρομαγνήτης — γῆ) ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ πηνίου καὶ ὁ ἠλεκτρομαγνήτης διεγειρόμενος ἕλκει τὸν ὁπλισμόν. Ἡ γραφὶς γράφει ἐπὶ τῆς ταινίας γραμμὴν ἐφ' ὅσον πιέζεται ἡ λαβὴ τοῦ πομποῦ. Πιέζοντες τὴν λαβὴν ἐπὶ βραχὺν χρόνον ἢ ἐπὶ μικρότερον ἠμποροῦμεν νὰ γράψωμεν ἐπὶ τῆς ταινίας τοῦ δέκτου μικρὰς ἢ μεγάλας γραμμὰς (σημεῖα καὶ γραμμὰς) διὰ τοῦ συνδυασμοῦ τῶν ὁποίων ἠμποροῦμεν νὰ παραστήσωμεν τὰ γράμματα τοῦ ἀλφαβήτου, τοὺς ἀριθμοὺς κ.τ.λ.



Σχ. 684.

Ἐπειδή, ἕνεκα τῆς ἀντιστάσεως τοῦ μακροῦ ἀγωγοῦ, τὰ διαβιβαζόμενα ρεύματα εἶναι πολλάκις τόσον ἀσθενῆ, ὥστε ὁ ἠλεκτρομαγνήτης δὲν ἠμπορεῖ νὰ κινήσῃ τὸν δυσκίνητον σχετικῶς μοχλὸν, τὸν φέροντα τὴν γραφίδα, μεταχειριζόμεθα διάμεσον *ρευματονόμον* (σχ. 683, II) ὁ ὁποῖος ὁμοιάζει μὲ τὸν δέκτην μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι ὁ πολὺ ἐλαφρὸς καὶ εὐκίνητος μοχλὸς δὲν φέρει γραφίδα, ἀλλ' ὅταν ἕνεκα τῆς ἕλξεως τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου μετακινηθῇ, ἐγγίζει τὸν κοχλίαν Κ καὶ κλείει οὕτω κύκλωμα ἀποτελούμενον ἀπὸ στήλην καὶ τὸ πηνίον τοῦ δέκτου. Ὁ ἠλεκτρομαγνήτης τοῦ δέκτου διεγείρεται τώρα ἰσχυρῶς διότι τὸ κύκλωμα ἔχει μικρὰν μόνον ἀντίστασιν.

Τὸ διάγραμμα 684 παριστᾷ τὴν σύνδεσιν δύο σταθμῶν μὲ δύο πομπούς, δύο ρευματονόμους καὶ δύο δέκτας. Ὅταν δὲν μεταδίδωνται τηλεγραφήματα, ἡ γραμμὴ συνδέεται εἰς ἀμφοτέρους τοὺς σταθ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μοὺς διὰ τῶν ὑπομοχλίων α_1, α_2 καὶ τῶν ἐπαφῶν β_1, β_2 μὲ τὰ πηνία τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν τῶν ρευματονόμων, τῶν ὁποίων τὰ ἄλλα ἄκρα καταλήγουν εἰς τὴν γῆν. Αἱ στῆλαι σ_1, σ_2 εἶναι ἐκτὸς κυκλώματος, διότι εἰς τὰ σημεῖα γ_1, γ_2 δὲν ὑπάρχει ἐπαφή. Ἐπίσης τὰ κυκλώματα τῶν δεκτῶν εἶναι ἀνοικτὰ διότι αἱ ἐπαφαὶ K_1, K_2 τῶν ρευματονόμων εἶναι ἀνοικταί.

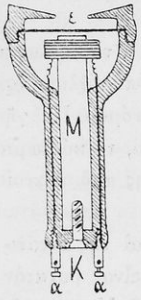
Ἂν πιεσθῇ ἡ λαβὴ τοῦ πομποῦ εἰς τὸν σταθμὸν Ι, τὸ κύκλωμα ἀποκαθίσταται ὡς ἑξῆς: γῆ, στήλη σ_1, ἐπαφὴ γ_1, ὑπομόχλιον α_1, γραμμή, ὑπομόχλιον α_2, ἐπαφὴ β_2, πηνίον ρευματονόμου ΙΙ, γῆ. Ὁ ὁπλισμὸς τοῦ ρευματονόμου τοῦ σταθμοῦ ΙΙ ἕλκεται, τὸ κύκλωμα τοῦ δέκτου κλείεται εἰς τὸ K_2 καὶ ὁ ἠλεκτρομαγνήτης τοῦ δέκτου διεγείρεται ὑπὸ τοῦ ρεύματος τῆς τοπικῆς στήλης Σ_2.

Αἱ διαρκῶς αὐξουσαι ἀνάγκαι τῆς συγκοινωνίας καὶ τῆς ἐντατικῆς ἐκμεταλλεύσεως τῶν τηλεγραφικῶν γραμμῶν δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ θεραπευθοῦν διὰ τῶν χειροκινήτων συσκευῶν τοῦ Morse, εἰς τὰς ὁποίας κάθε σύμβολον παρίσταται κατὰ μέσον ὅρον ἀπὸ τρία σημεῖα. Ἄλλα συστήματα ἐπενοήθησαν, τὰ μὲν σκοποῦντα τὴν διαβίβασιν πολλῶν *συγχρόνως* τηλεγραφημάτων διὰ τῆς αὐτῆς γραμμῆς, ἄλλα δὲ εἰς τὴν δι' ἑνὸς μόνου σημείου παράστασιν ἑκάστου συμβόλου (ἐκτυπώνων τηλέγραφος τοῦ Hughes, 1855). Τέλος ἐπενοήθησαν συσκευαί, εἰς τὰς ὁποίας τὰ τηλεγραφήματα μεταδίδονται μηχανικῶς. Παρασκευάζονται π. χ. ταινίαι χάρτιναι μὲ συστήματα ὀπῶν ἀνταποκρινομένων εἰς τὰ τηλεγραφικὰ σημεῖα καὶ αἱ ταινία αὗται διερχόμεναι μὲ μεγάλην ταχύτητα διὰ τοῦ πομποῦ προκαλοῦν ρεύματα, διὰ τῶν ὁποίων κινούμενος ὁ δέκτης ἀποτυπώνει φωτογραφικῶς εἰς συνήθεις χαρακτῆρας τὰ τηλεγραφήματα. Διὰ τῶν συσκευῶν τούτων κατωρθώθη η μεταβίβασις 20 ἕως 50 χιλιάδων λέξεων εἰς μίαν ὥραν.

§ 1031. ***Τηλεφωνία.*** Ἡ πρώτη ἀπόπειρα τῆς δι' ἠλεκτρικοῦ ρεύματος μεταβιβάσεως τῆς ἀνθρωπίνης φωνῆς ἔγινε χωρὶς πρακτικὴν ἐπιτυχίαν ἀπὸ τὸν Ph. Reis (1860). Ὑπὸ τὴν σημερινὴν αὐτοῦ μορφὴν τὸ τηλέφωνον ἐφευρέθη ὑπὸ τοῦ Graham Bell (1875). Ἡ ἀρχικὴ τηλεφωνικὴ διάταξις τοῦ Bell ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ἐντελῶς ὅμοια ὄργανα, *τηλέφωνα*, τὰ ὁποῖα χρησιμεύουν ἐναλλὰξ ὡς πομποὶ καὶ ὡς δέκται. Τὸ διάγρ. 685 παριστᾷ σχηματικῶς τὸ τηλέφωνον.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐντὸς ξυλίνης θήκης καταλλήλου σχήματος εἶναι στερεωμένος διὰ τοῦ κοχλίου Κ ραβδόμορφος μαγνήτης Μ. Τὸ ἄνω ἄκρον τοῦ μαγνήτου συνεχίζεται εἰς ἰσοπαχῆ ὁπλισμὸν ἐκ μαλακοῦ σιδήρου, ὁ ὁποῖος εὑρίσκεται ἐντὸς κοιλότητος τῆς θήκης καὶ περιβάλλεται ἀπὸ πηνίον, τοῦ ὁποίου τὰ ἄκρα καταλήγουν εἰς τοὺς ἀκροδέκτας α, α. Ἀπέναντι τοῦ μαγνήτου καὶ εἰς μικρὰν ἀπ' αὐτοῦ ἀπόστασιν εἶναι στερεωμένον λεπτὸν σιδηροῦν ἔλασμα συγκρατούμενον ἀπὸ τὸ κοχλιούμενον ἄνω μέρος τῆς ξυλίνης θήκης, τὸ ὁποῖον ἔχει τὸ σχῆμα χοάνης. Οἱ ἀκροδέκται δύο τοιούτων τηλεφώνων συνδέονται πρὸς ἀλλήλους διὰ δύο μονωμένων συρμάτων.



Σχ. 685.

Ὅταν ὁμιλήσωμεν πρὸ τῆς χοάνης τοῦ ἑνὸς τῶν τηλεφώνων, τοῦ πομποῦ, τὸ σιδηροῦν ἔλασμα παλλόμενον πλησιάζει ἐναλλὰξ πρὸς τὸν ὁπλισμὸν καὶ ἀπομακρύνεται ἀπὸ αὐτόν. Ἕνεκα τούτου μεταβάλλεται ἡ κατανομὴ τῶν δυναμικῶν γραμμῶν εἰς τὸν χῶρον καὶ ἐπομένως καὶ ἡ διὰ τοῦ περιβάλλοντος τὸν ὁπλισμὸν πηνίου δυναμικὴ ροὴ καὶ παράγονται ρεύματα ἐπαγωγικά, τὰ ὁποῖα διαρρέοντα τὸ πηνίον τοῦ δέκτου ἐνισχύουν ἢ ἐξασθενίζουν, ἀναλόγως τῆς φορᾶς των, τὴν μαγνήτισιν τοῦ ὁπλισμοῦ καὶ προκαλοῦν κίνησιν τοῦ ἀπέναντι ἐλάσματος ἀντίστοιχον πρὸς τὴν κίνησιν τοῦ ἐλάσματος τοῦ πομποῦ. Οὕτω τὸ ἔλασμα (ἡ μεμβράνη) τοῦ δέκτου γίνεται πηγὴ ἠχητικῶν κυμάτων, τὰ ὁποῖα εἶναι ὅμοια μὲ τὰ προκαλέσαντα τὴν κίνησιν τῆς μεμβράνης τοῦ πομποῦ. Ἡ φωνὴ μεταδίδεται διὰ τῶν ἐπαγωγῶν ρευμάτων.

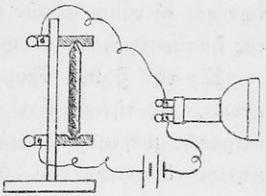
Αἱ ἠλεκτρεγερτικαὶ δυνάμεις αἱ ἀναπτυσσόμεναι εἰς τὸ τηλέφωνον, ὅταν τοῦτο χρησιμοποιῆται ὡς πομπός, εἶναι μικραὶ καὶ διὰ τοῦτο, ἂν ἡ ἀντίστασις τῶν ἀγωγῶν εἶναι μεγάλη, τὰ ρεύματα εἶναι ἀσθενέστατα καὶ ἡ φωνὴ μόλις ἢ καὶ οὐδόλως ἀντιληπτὴ εἰς τὸν δέκτην. Διὰ τοῦτο πρακτικῶς κατέστη δυνατὴ ἡ τηλεφωνία εἰς μεγάλας ἀποστάσεις μόνον διὰ τῆς χρησιμοποιήσεως ἰδιαιτέρου πομποῦ, τοῦ *μικροφώνου* (Hughes, 1878).

Ὑπὸ τὴν ἁπλουστάτην αὐτοῦ μορφὴν τὸ μικρόφωνον ἀποτελεῖται ἀπὸ λεπτὴν σανίδα (σχ. 686) φέρουσαν προσηρμοσμένα δύο

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τεμάχια ἄνθρακος μὲ μικρὰς πρὸς ἀλλήλας στρεφομένας κοιλότητας, εἰς τὰς ὁποίας στηρίζεται, χωρὶς νὰ εἶναι στερεωμένον, ραβδίον ἐξ ἄνθρακος μὲ κωνικὰ ἄκρα.

Ἡ ἠλεκτρικὴ ἀντίστασις τοῦ συστήματος τῶν τριῶν ἀνθράκων ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν στενότητα τῆς ἐπαφῆς καὶ μεταβάλλεται ὅταν δι' οἱονδήποτε λόγον μεταβληθῇ ἡ θέσις τοῦ ραβδίου ὡς πρὸς τὰ ὑποστηρίγματα. Ἂν λοιπὸν διὰ συρμάτων, προσηρμοσμένων εἰς τὰ δύο ἐξ ἄνθρακος στηρίγματα, παρεμβάλωμεν τὸ μικρόφωνον εἰς κύκλωμα περιλαμβάνον στήλην καὶ τηλέφωνον καὶ ὁμιλήσωμεν πρὸ τῆς σανίδος, ἐπειδὴ ἕνεκα τῶν κραδασμῶν αὐτῆς ἡ ἀντίστασις τοῦ μικροφώνου διαρκῶς μεταβάλλεται, μεταβάλλεται ἀντιστοίχως ἡ ἔντασις τοῦ διαρρέοντος τὸ κύκλωμα ρεύματος καὶ τὸ τηλέφωνον ἀναπαράγει τὴν φωνήν.


Σχ. 686.

Μικρόφωνα τοῦ περιγραφέντος τύπου εἶναι σήμερον σπανίως ἐν χρήσει. Ἀντ' αὐτῶν μεταχειριζόμεθα μικρόφωνα ἀποτελούμενα ἀπὸ κυλινδρικὴν πυξίδα, τῆς ὁποίας αἱ δύο βάσεις εἶναι ἀγωγοὶ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ καὶ μονωμέναι ἀπ' ἀλλήλων. Ἡ μία τῶν δύο βάσεων ἀποτελεῖται ἀπὸ λεπτὴν πλάκα ἐξ ἄνθρακος ἢ λεπτὸν μετάλλινον ἔλασμα καὶ ὀνομάζεται *μεμβράνη* τοῦ μικροφώνου.

Ἡ πυξὶς περιέχει κόκκους ἄνθρακος, οἱ ὁποῖοι συνδέουν ἠλεκτρικῶς τὰς δύο βάσεις, αὗται δὲ συνδέονται μὲ τοὺς δύο ἀκροδέκτας τοῦ ὀργάνου. Ὅταν ἠχητικὰ κύματα προσπέσουν ἐπὶ τῆς μεμβράνης τοῦ μικροφώνου, ἐκ τῆς δονήσεως αὐτῆς μεταβάλλονται αἱ ἐπαφαὶ τῶν βάσεων πρὸς τοὺς κόκκους καὶ τῶν κόκκων πρὸς ἀλλήλους καὶ ἐπομένως καὶ ἡ ἀντίστασις καί, ἂν τὸ μικρόφωνον ἀποτελῇ μέρος κυκλώματος περιέχοντος στήλην καὶ τηλέφωνον, ἀναπαράγει τὸ τηλέφωνον τὸν ἦχον.

Πολλάκις τὸ κύκλωμα τοῦ μικροφώνου περιέχει στήλην καὶ τὸ πρωτεῦον πηνίον μεταμορφωτοῦ (ἐπαγωγικῆς συσκευῆς Ruhmkorff), εἰς δὲ τὸ τηλέφωνον διαβιβάζονται τὰ ἐκ τοῦ δευτερεύοντος πηνίου προερχόμενα ἐπαγωγικὰ ρεύματα ὑψηλῆς τάσεως.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

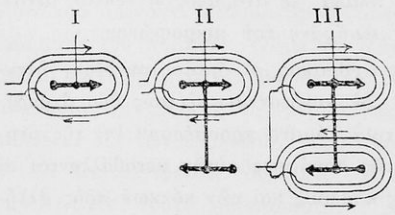
ΗΛΕΚΤΡΙΚΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ

§ 1032. ***Γαλβανόμετρα.*** Ὀνομάζονται γαλβανόμετρα τὰ ὄργανα, διὰ τῶν ὁποίων μετρεῖται ἡ ἔντασις ἠλεκτρικοῦ ρεύματος. Τὰ γαλβανόμετρα εἶναι τὰ σπουδαιότατα τῶν ἠλεκτρικῶν μετρητικῶν ὀργάνων καὶ οἱ τύποι αὐτῶν εἶναι ποικίλοι, διότι τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ἠμποροῦμεν νὰ γνωρίσωμεν ἐξ οἱουδήποτε ἀποτελέσματος αὐτοῦ.

Εἰς τὴν § 941 ἔχομεν ἤδη γνωρίσῃ τὴν πυξίδα τῶν ἐφαπτομένων, εἰς τὴν ὁποίαν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος μετρεῖται ἐκ τῆς ἐκτροπῆς μαγνητικῆς βελόνης, εὑρισκομένης εἰς τὸ κέντρον κυκλικοῦ πηνίου διαρρεομένου ἀπὸ τὸ ρεῦμα. Ὁ γενικώτατος τύπος τῶν γαλβανομέτρων τοῦ εἴδους τῆς πυξίδος τῶν ἐφαπτομένων ἀποτελεῖται ἀπὸ πηνίον οἱουδήποτε σχήματος, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὑρίσκεται μαγνητικὴ βελόνη στρεπτὴ περὶ ἄξονα (σχ. 687, I).

Ἡ βελόνη, ἂν μὲν ὁ ἄξων εἶναι κατακόρυφος, συγκρατεῖται εἰς θέσιν ἰσορροπίας ὑπὸ τοῦ γηΐνου μαγνητικοῦ πεδίου, ἂν δὲ ὁ ἄξων εἶναι ὁριζόντιος, συγκρατεῖται εἰς θέσιν ἰσορροπίας ὑπὸ τῆς ροπῆς τοῦ βάρους της ὡς πρὸς τὸν ἄξονα.

Ὅταν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα διαρρέῃ τὸ πηνίον, ἀναπτύσσεται μαγνητικὸν πεδίον, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις εἰς ἕκαστον σημεῖον εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ κατὰ προσέγγισιν πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν σπειρῶν τοῦ πηνίου. Τὸ ἐκ τοῦ πεδίου τούτου ζεῦγος ἐκτρέπει τὴν βελόνην καὶ ἡ ἐκτροπὴ εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος. Ἂν ἡ ἐκτροπὴ δὲν ὑπερβαίνῃ ὀλίγας μοίρας, ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἀνάλογος κατὰ προσέγγισιν πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Ἡ φορὰ αὐτῆς ἀναστρέφεται ὅταν ἀναστραφῇ ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος.



Σχ. 687.

Ἡ βελόνη χρησιμεύει εἴτε αὐτὴ αὕτη ὡς δείκτης ἢ συνδέεται ὑπὸ ὀρθὴν γωνίαν μὲ δείκτην κινούμενον ἐπὶ ἠριθμημένου πλαισίου.

Τὴν εὐπάθειαν τοῦ ὀργάνου αὐξάνομεν αὐξάνοντες τὸν ἀριθμὸν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῶν σπειρῶν ἢ ἀκόμη μεταχειριζόμενοι ἀντὶ δείκτου κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον καταλλήλως ἐπὶ τῆς βελόνης προσαρμοζόμενον χρησιμεύει εἰς τὴν κατοπτρικὴν μέτρησιν τῆς γωνίας ἐκτροπῆς (πρβλ. Τ. Α' § 22).

Ἀκόμη εὐπαθέστερον εἶναι τὸ ὄργανον ὅταν ἀντὶ ἁπλῆς μαγνητικῆς βελόνης μεταχειρισθῶμεν δύο βελόνας τῆς αὐτῆς περίπου μαγνητικῆς ροπῆς προσηρμοσμένας ἐπὶ ἐλαφροῦ στελέχους οὕτως ὥστε οἱ ἑτερώνυμοι αὐτῶν πόλοι νὰ εἶναι ἐστραμμένοι πρὸς τὸ αὐτὸ μέρος. Ἂν τὸ σύστημα τοῦτο ἐξαρτήσωμεν διὰ λεπτοῦ μεταξίνου νήματος μὴ παρουσιάζοντος αἰσθητὸν κατευθύνον ζεῦγος ἐκ στρέψεως, ἀντιλαμβανόμεθα ἐκ τῆς βραδύτητος τῶν αἰωρήσεων ὅτι τὸ κατευθύνον ζεῦγος τοῦ γηΐνου πεδίου, συνιστάμενον τῶν δύο ἀντιρρόπων καὶ περίπου ἴσων ζευγῶν τῶν ἐπιδρώντων ἐπὶ ἑκατέρας τῶν βελονῶν, ἔχει ἐλαχίστην τιμὴν καὶ ἑπομένως ἀρκεῖ ἀσθενέστατον ζεῦγος διὰ νὰ ἐκτρέψῃ αἰσθητῶς τὸ σύστημα. Τὸ σύστημα τῶν δύο βελονῶν ὀνομάζεται *ἀστατικόν*.

Εἰς τὰ ἀστατικὰ γαλβανόμετρα περιβάλλομεν εἴτε τὴν μίαν μόνον βελόνην διὰ πηνίου (σχ. 687, II) ἢ καλλίτερον ἀμφοτέρας τὰς βελόνας, ἑκάστην δι' ἑνὸς πηνίου (687, III), τὰ ὁποῖα συνδέομεν εἴτε ἐν σειρᾷ εἴτε παραλλήλως, πάντως ὅμως οὕτως ὥστε τὸ ρεῦμα νὰ διατρέχῃ αὐτὰ κατ' ἀντιθέτους φοράς. Ἐκ τοῦ κανόνος τοῦ Ampère εὑρίσκεται εὐκόλως ὅτι, εἴτε ἔχομεν ἓν πηνίον εἴτε δύο, τὰ ἐκ τῆς ἐπιδράσεως τοῦ ρεύματος ζεύγη τὰ ἐπενεργοῦντα ἐπὶ τῶν δύο βελονῶν εἶναι ὁμόρροπα καί, ἐπειδὴ τὸ ἐκ τοῦ γηΐνου πεδίου ζεῦγος ἔχει κατὰ τὰ ἀνωτέρω ἐλαχίστην τιμήν, τὸ ὄργανον δεικνύει αἰσθητὰς ἀποκλίσεις διὰ ρεύματα ἐλαχίστης ἐντάσεως. Ἡ μέτρησις τῆς ἀποκλίσεως γίνεται εἴτε ἀπ' εὐθείας ἐκ τῆς θέσεως τῆς μιᾶς τῶν βελονῶν ἐπὶ γωνιομετρικοῦ κύκλου εἴτε καλλίτερον διὰ τῆς κατοπτρικῆς μεθόδου.

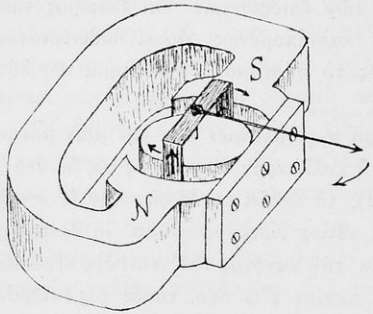
Κοινὸν ἐλάττωμα τῶν γαλβανομέτρων, τὰ ὁποῖα ἔχουν μαγνητικὴν βελόνην κινητὴν ἐντὸς ἀκινήτου πηνίου, εἶναι ἡ ἐξάρτησις ἐκ τοῦ γηΐνου πεδίου, τὸ ὁποῖον μάλιστα ἕνεκα τυχαίων ἐξωτερικῶν αἰτίων πολλαχῶς παραμορφώνεται. Οὕτω εἶναι ἀνάγκη νὰ τοποθετῆται τὸ ὄργανον κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε ἓν ὡρισμένον αὐτοῦ ἐπίπεδον νὰ συμπίπτῃ μὲ τὸ ἐπίπεδον τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ, ἀλλ' ἐκτὸς τούτου ἡ γειτονία μαγνητῶν ἢ καὶ ἁπλῶς σιδηρῶν μαζῶν παραμορφώνουσα τὸ γηΐνον πεδίον μεταβάλλει τὴν σταθερὰν τοῦ ὀρ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

γάνου, τὸν συντελεστὴν δηλ. ἐπὶ τὸν ὁποῖον πρέπει νὰ πολλαπλασιάσωμεν τὴν ἐκτροπὴν τοῦ κινητοῦ συστήματος διὰ νὰ ἔχωμεν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος.

Τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γηΐνου πεδίου καὶ τῶν τυχαίων παραμορφώσεων αὐτοῦ ἠμποροῦμεν νὰ ἀποφύγωμεν περιβάλλοντες τὸ γαλβανόμετρον διὰ διπλοῦ ἢ τριπλοῦ σιδηροῦ θώρακος (§ 859) ἀλλὰ τὰ τοιαῦτα *θωρηκτὰ* γαλβανόμετρα, μολονότι εἶναι ἐξόχως εὐπαθῆ, εἶναι δύσχρηστα ὄργανα καὶ χρησιμεύουν μόνον εἰς λεπτὰς μετρήσεις ἐργαστηρίου.

Ὁ ἐπικρατέστερος τύπος τῶν σήμερον ἐν χρήσει γαλβανομέτρων ἀποτελεῖται ἀπὸ πηνίον κινητὸν εὑρισκόμενον ἐντὸς τοῦ πεδίου ἰσχυροῦ μονίμου μαγνήτου, τόσον ἰσχυροῦ, ὥστε ἡ ἐπίδρασις τοῦ γηΐνου μαγνητικοῦ πεδίου νὰ εἶναι ἐντελῶς ἀνεπαίσθητος. Τοιοῦτο γαλβανόμετρον παριστᾷ σχηματικῶς τὸ διάγραμμα 688. Μεταξὺ τῶν πόλων ἰσχυροῦ πεταλοειδοῦς μαγνήτου ὑπάρχει κυλινδρικὸς σιδηροῦς πυρὴν συγκρατούμενος ὑπὸ μαγνητικῶς ἀδιαφόρου (ὀρειχαλκίνης) πλακὸς στερεωμένης ἐπὶ τῶν πόλων. Ἡ πρὸς τὸν πυρῆνα ἐστραμμένη ἐπιφάνεια τῶν πόλων εἶναι ἐπίσης κυλινδρικὴ καὶ ἔχει τὸν αὐτὸν ἄξονα οὕτως ὥστε μεταξὺ πόλων καὶ πυρῆνος ὑπάρχει κυλινδρικὸν διάκενον ἔχον παντοῦ τὸ ἴδιον πλάτος. Περὶ τὸν πυρῆνα κινεῖται ὀρθογώνιον πηνίον ἐκ λεπτοῦ μονωμένου σύρματος, τὸ ὁποῖον εἴτε στηρίζεται ἐπ᾽ αὐτοῦ τοῦ πυρῆνος δι᾽ ἀκίδων εἴτε ἐξαρτᾶται δι᾽ ἐλαστικοῦ σύρματος ἢ νήματος. Τὸ ρεῦμα προσάγεται εἰς τὸ πηνίον διὰ δύο λεπτῶν σπειροειδῶν ἐλατηρίων, τὰ ὁποῖα συγχρόνως συγκρατοῦν αὐτὸ ἐλαστικῶς εἰς ὡρισμένην θέσιν ἰσορροπίας.



Σχ. 688.

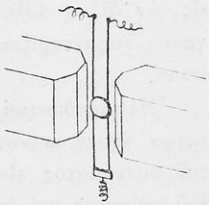
Ὑποθέσωμεν τώρα ὅτι τὸ πηνίον διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον εἰς τὸ πρόσθιον μέρος, τὸ ἐστραμμένον πρὸς τὸν βόρειον πόλον τοῦ μαγνήτου, διευθύνεται ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω. Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ἔχουσαι ἔνεκα τοῦ σχήμα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τος τῶν πόλων καὶ τοῦ διαμέσου πυρῆνος σχῆμα εὐθειῶν διερχομένων διὰ τοῦ ἄξονος τοῦ πυρῆνος, διευθύνονται ἐκ τῶν ἐμπρὸς πρὸς τὰ ὀπίσω.

Κατὰ τὸν κανόνα τῆς § 987 (σχ. 656) εὑρίσκομεν ὅτι ἐπὶ μὲν τοῦ πρσσθίου μέρους τοῦ πηνίου ἐνεργεῖ δύναμις ἐκ δεξιῶν πρὸς τὰ ἀριστερὰ ἐπὶ δὲ τοῦ ὀπισθίου ἐξ ἀριστερῶν πρὸς τὰ δεξιά. Θὰ κινηθῇ λοιπὸν τὸ πλαίσιον κατὰ τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τῶν δεικτῶν τοῦ ὡρολογίου μέχρις ὅτου τὸ ἐκ τῆς ἐλαστικῆς παραμορφώσεως τῶν ἐλατηρίων ἢ τοῦ σύρματος τῆς ἐξαρτήσεως ζεῦγος ἰσορροπήσῃ τὸ ἐκ τῆς ἐπιδράσεως τοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ ρεύματος ζεῦγος. Ἡ γωνία ἐκτροπῆς, μετρουμένη εἴτε διὰ δείκτου προσηρμοσμένου ἐπὶ τοῦ πηνίου εἴτε κατοπτρικῶς, εἶναι κατὰ προσέγγισιν ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Ἀναστρεφομένου τοῦ ρεύματος ἀναστρέφεται ἡ φορὰ τῆς ἐκτροπῆς.

Εἰς τὸν καλούμενον *παλμογράφον* (oscillographe, σχ. 689) τὸ πηνίον περιορίζεται εἰς δύο σύρματα τεταμένα μεταξὺ τῶν πόλων ἰσχυροῦ ἠλεκτρομαγνήτου, διεγειρομένου διὰ τοῦ ρεύματος στήλης συσσωρευτῶν, καὶ φέροντα ἐπικολλημένον μικρὸν κάτοπτρον. Τὰ σύρματα διαρρέονται κατ' ἀντίθετον φορὰν ἀπὸ τὸ ρεῦμα καὶ ἑπομένως, ὅταν ἡ ἐπὶ τοῦ ἑνὸς ἐκ τοῦ πεδίου ἀσκουμένη δύναμις διευθύνεται πρὸς τὰ ἐμπρός, ἡ ἐπὶ τοῦ ἄλλου διευθύνεται πρὸς τὰ ὀπίσω. Ἡ μέτρησις τῆς ἐντάσεως γίνεται διὰ τῆς μετρήσεως τῆς γωνίας, κατὰ τὴν ὁποίαν στρέφεται τὸ κάτοπτρον.



Σχ. 689.

Κύριον προσὸν τοῦ ὀργάνου τούτου εἶναι ἡ ἐλαχίστη ροπὴ ἀδρανείας τοῦ κινητοῦ συστήματος. Ἕνεκα τούτου παρακολουθεῖ τὸ κάτοπτρον τὰς διακυμάνσεις ἐναλλασσομένων ἢ ὁπωσδήποτε μεταβαλλομένων ρευμάτων καὶ ὅταν ἀκόμη αἱ ἐναλλαγαὶ ἀνέρχονται εἰς πολλὰς ἑκατοντάδας κατὰ δευτερόλεπτον.

Ὅταν παρατηροῦμεν ὑποκειμενικῶς διὰ τοῦ παλμογράφου, κατευθύνομεν εἰς τὸ κάτοπτρον αὐτοῦ φωτεινὴν δέσμην, ἡ ὁποία ἀνακλωμένη προσπίπτει ἐπὶ ἐπιπέδου κατόπτρου, στρεπτοῦ περὶ ἄξονα κάθετον ἐπὶ τὰ σύρματα τοῦ παλμογράφου, μετὰ δὲ τὴν δευτέραν ταύτην ἀνάκλασιν προσπίπτει ἐπὶ πετάσματος. Ἂν διέλθῃ ἐναλλασ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σόμενον ρεῦμα διὰ τῶν ἀγωγῶν τοῦ ὀργάνου, πάλλεται τὸ κάτοπτρον αὐτοῦ περὶ ἄξονα παράλληλον πρὸς τοὺς ἀγωγοὺς καὶ ἐπὶ τοῦ πετάσματος βλέπομεν ἀντὶ φωτεινοῦ σημείου φωτεινὴν γραμμήν, ἡ ὁποία, ἂν συγχρόνως στρέφωμεν τὸ περίστρεπτον κάτοπτρον, ἀναπτύσσεται εἰς κυματοειδῆ γραμμὴν ἀνάλογον πρὸς τὰς τῶν σχημάτων 21—27 τοῦ Α΄ τόμου.

Διὰ τὴν ἀντικειμενικὴν παρατήρησιν δεχόμεθα τὴν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου τοῦ ὀργάνου ἀνακλωμένην δέσμην εἰς φωτογραφικὴν ταινίαν ταχέως κινουμένην παραλλήλως πρὸς τοὺς ἀγωγούς, ἐπὶ τῆς ὁποίας ἀποτυπώνεται ἡ χαρακτηρίζουσα τὸ ρεῦμα καμπύλη.

Σπουδαιότατον εἶδος γαλβανομέτρου εἶναι τὸ *γαλβανόμετρον μὲ χορδήν*. Μεταξὺ τῶν πόλων ἰσχυροῦ ἠλεκτρομαγνήτου τείνεται λεπτὸν ἀργυροῦν *σύρμα, ἡ χορδή*, τὸ ὁποῖον, ὅταν διαρρέεται ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, ἐκτρέπεται καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμάς. Τὴν ἐκτροπὴν τῆς χορδῆς παρατηροῦμεν διὰ μικροσκοπίου διὰ μέσου ὀπῆς τοῦ ἑνὸς πόλου τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου. Ἀντίστοιχος ὀπὴ εἰς τὸν ἄλλον πόλον χρησιμεύει πρὸς φωτισμὸν τοῦ πεδίου. Τὸ ὄργανον χαρακτηρίζεται ἀπὸ μεγάλην εὐπάθειαν καὶ ἐλαχίστην ἀδράνειαν.

Ἠλεκτροδυναμόμετρα. Τὰ μέχρι τοῦδε περιγραφέντα γαλβανόμετρα ἔχουν κοινὸν χαρακτηριστικὸν ὅτι αἱ μετακινήσεις τοῦ κινητοῦ συστήματος εἶναι κατὰ προσέγγισιν ἀνάλογοι πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ ἑπομένως ἡ φορὰ αὐτῶν ἀναστρέφεται ὅταν ἀναστραφῇ τὸ ρεῦμα. Διὰ τοῦτο, ἂν δι' αὐτῶν διαβιβασθῇ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ἀρκετῆς συχνότητος, εἴτε τὸ κινητὸν σύστημα μένει πρακτικῶς ἀκίνητον, λαμβάνον τὸ πολὺ τρομώδη κίνησιν, εἴτε, ἂν ἡ ἀδράνεια αὐτοῦ εἶναι μικρά, κινεῖται *περὶ* τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας καὶ χρειάζεται ἰδία διάταξις, π. χ. περίστρεπον κάτοπτρον, διὰ νὰ ἀναγνωρίσωμεν τὸ εἶδος τῶν ἐνδείξεων τοῦ ὀργάνου.

Ἔστω τώρα ἀκίνητον πηνίον ἐντὸς τοῦ ὁποίου θέτομεν πηνίον στρεπτὸν περὶ ἄξονα καὶ συγκρατούμενον ὑπὸ ἐλατηρίων εἰς τοιαύτην θέσιν, ὥστε αἱ σπεῖραι του νὰ εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὰς σπείρας τοῦ ἀκινήτου πηνίου. Ἂν συνδέοντες τὰ δύο πηνία ἐν σειρᾷ ἢ καὶ παραλλήλως (κατὰ διακλάδωσιν) διαβιβάσωμεν δι' αὐτῶν ρεῦμα, τὸ κινητὸν πηνίον, εὑρισκόμενον ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ἀκινή-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

του πηνίου, τείνει νὰ στραφῇ οὕτως ὥστε τὰ ἐπίπεδα τῶν σπειρῶν νὰ γίνουν παράλληλα καὶ νὰ διατρέχωνται αἱ σπεῖραι ὑπὸ τοῦ ρεύματος κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν. Τὸ ἀναπτυσσόμενον ζεῦγος εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ κινητὸν πηνίον. Ἀλλὰ καὶ ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ ἐπομένως τὸ ζεῦγος εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν δευτέραν δύναμιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.

Ἡ ἐκτροπὴ τοῦ κινητοῦ πηνίου λοιπόν, ἐφ' ὅσον δὲν ὑπερβαίνει ὀλίγας μοίρας, *εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος*, καὶ ἐπομένως δὲν μεταβάλλει φορὰν ἂν μεταβληθῇ ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος διότι, εἴτε ἡ ἔντασις εἶναι θετικὴ εἴτε ἀρνητική, τὸ τετράγωνον αὐτῆς εἶναι πάντοτε θετικόν. Πράγματι, ὅταν ἀναστραφῇ ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος, ἀναστρέφεται καὶ ἡ διεύθυνσις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ἀκινήτου πηνίου καὶ ἐπομένως αἱ ἐπὶ τοῦ κινητοῦ πηνίου ἐνεργοῦσαι δυνάμεις δὲν μεταβάλλουν φοράν.

Τὰ γαλβανόμετρα τὰ ἀποτελούμενα ἀπὸ κινητὸν πηνίον ἐντὸς ἀκινήτου πηνίου, τὰ ὁποῖα διαρρέονται ἀμφότερα ὑπὸ τοῦ ἐξεταζομένου ρεύματος, ὅλου ἢ μέρους, ὀνομάζονται *ἠλεκροδυναμόμετρα*.

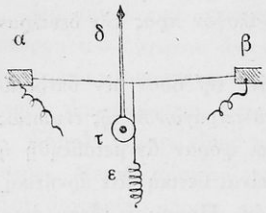
Ἂν δι' ἠλεκτροδυναμομετρικοῦ γαλβανομέτρου διαβιβάσωμεν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα συχνότητος τοιαύτης, ὥστε τὸ κινητὸν σύστημα νὰ μὴ ἠμπορῇ νὰ παρακολουθῇ τὰς ἐναλλαγάς, θὰ ἔχωμεν μόνιμον ἀπόκλισιν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς τὴν *μέσην τιμὴν* τοῦ τετραγώνου τῆς ἐντάσεως, δηλ. εἰς τὸ τετράγωνον τῆς ἐνεργοῦ ἐντάσεως (πρβ. § 1017).

Θερμικὰ γαλβανόμετρα. Εἰς τὴν § 969 εἴδομεν ὅτι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου ἀναπτύσσεται εἰς ἀγωγὸν διαρρεόμενον ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως. Ἐκ τῆς ἀναπτυσσομένης θερμότητος προέρχεται αὔξησις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀγωγοῦ καὶ ἕνεκα ταύτης ἀκτινοβολία θερμότητος πρὸς τὸ ψυχρότερον περιβάλλον. Ἰσορροπία ἐπέρχεται ὅταν ἡ θερμοκρασία ὑψωθῇ τόσον, ὥστε ἡ ἀκτινοβολουμένη ἐνέργεια νὰ εἶναι ἴση πρὸς τὴν ὑπὸ τοῦ ρεύματος ἀναπτυσσομένην θερμότητα. Ἡ τελικὴ θερμοκρασία λοιπὸν τοῦ ἀγωγοῦ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως τοῦ διαρρέοντος αὐτὸν ρεύματος καὶ ἠμποροῦμεν μετροῦντες τὴν θερμοκρασίαν ταύτην νὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

συναγάγωμεν ἐξ αὐτῆς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Πρὸς μέτρησιν τῆς ἀνυψώσεως τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀγωγοῦ μετροῦμεν τὴν αὔξησιν τοῦ μήκους αὐτοῦ κατὰ τὴν ἑξῆς συνήθως μέθοδον.

Λεπτὸν σύρμα ἐκ λευκοχρύσου, τὸ ὁποῖον ἔχει καλυφθῇ μὲ μέλαν λευκοχρύσου διὰ νὰ ἀκτινοβολῇ ἰσχυρῶς, τείνεται μεταξὺ τῶν ἀκλονήτων στηριγμάτων α, β, (σχ. 690), τὰ ὁποῖα συγκοινωνοῦν μὲ τοὺς ἀκροδέκτας τοῦ ὀργάνου. Εἰς τὸ μέσον περίπου τοῦ σύρματος εἶναι προσηρμοσμένον ἄλλο σύρμα τὸ ὁποῖον περιελλισσόμενον περὶ τὴν τροχαλίαν τ, φέρουσαν τὸν ἐλαφρὸν δείκτην δ, τείνεται ὑπὸ τοῦ ἐλατηρίου ε. Ἂν διὰ τοῦ σύρματος αβ διέλθῃ ρεῦμα, ἡ θερμοκρασία του ἀνυψώνεται, τὸ σύρμα ἐπιμηκύνεται καὶ ἕνεκα τούτου ἡ τροχαλία τ καὶ μετ' αὐτῆς ὁ δείκτης δ στρέφονται κατὰ τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τῶν δεικτῶν τοῦ ὡρολογίου. Ἡ γωνία στροφῆς τοῦ δείκτου παρέχει τὸ μέτρον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.



Σχ. 690.

Ἡ φορὰ τῆς ἀποκλίσεως εἰς τὰ θερμικὰ γαλβανόμετρα εἶναι, ὅπως καὶ εἰς τὰ ἠλεκτροδυναμόμετρα, ἀνεξάρτητος τῆς φορᾶς τοῦ ρεύματος. Διὰ τοῦτο τὰ θερμικὰ ὄργανα ἠμποροῦν νὰ χρησιμεύσουν εἰς μέτρησιν τῆς ἐνεργοῦ ἐντάσεως ἐναλλασσομένων ρευμάτων.

Γαλβανόμετρα μὲ πυρῆνα ἐκ μαλακοῦ σιδήρου. Τὰ γαλβανόμετρα ταῦτα, ὄργανα χωρὶς μεγάλην ἀκρίβειαν ἀλλὰ σχετικῶς εὐθηνὰ καὶ διὰ τοῦτο χρήσιμα, ἀποτελοῦνται ἀπὸ πηνίον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου δύναται νὰ εἰσέλθῃ πυρὴν ἐκ μαλακοῦ σιδήρου συγκρατούμενος ἀπὸ ἐλατήριον. Ὅταν ρεῦμα διέλθῃ διὰ τοῦ πηνίου, ὁ πυρὴν μαγνητίζεται τόσον ἰσχυρότερον, ὅσον ἰσχυρότερον εἶναι τὸ μαγνητικὸν πεδίον, καὶ ὑφιστάμενος ἕλξεις, αἱ ὁποῖαι ἐπίσης εἶναι τόσον ἰσχυρότεραι, ὅσον ἰσχυρότερον εἶναι τὸ πεδίον, εἰσχωρεῖ ἐντὸς τοῦ πηνίου. Ἡ ἀπομάκρυνσις αὐτοῦ ἀπὸ τῆς ἀρχικῆς θέσεως ἐξαρτᾶται κατὰ τὰ ἀνωτέρω ἀπὸ τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου δηλ. ἀπὸ τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.

§ 1033. ***Μέτρησις τῆς ἐντάσεως ρεύματος.*** Τὰ γαλβανόμετρα, ὅταν χρησιμεύουν εἰς μέτρησιν τῆς ἐντάσεως ρεύματος, ὀνομάζονται

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀμπερόμετρα (§ 949). Τὰ ἀμπερόμετρα παρεντίθενται ἐν σειρᾷ εἰς τὸ κύκλωμα, διακόπτεται δηλ. εἷς ἀγωγὸς καὶ τὰ δύο αὐτοῦ ἄκρα συνδέονται μὲ τοὺς ἀκροδέκτας τοῦ ὀργάνου. Τὰ ἀμπερόμετρα, ἐπειδὴ παρεμβάλλονται *ἐν σειρᾷ* εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ ρεύματος, πρέπει νὰ ἔχουν σχετικῶς τόσον μικρὰν ἀντίστασιν, ὥστε ἡ παρεμβολή των νὰ μὴ μεταβάλλῃ αἰσθητῶς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Διὰ τοῦτο πρέπει νὰ προσέχωμεν πάντοτε νὰ ὑπάρχῃ εἰς τὸ κύκλωμα τοιαύτη ἀντίστασις, ὥστε ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, νὰ μὴ ὑπαιρβαίνῃ τὸ ἀνεκτὸν διὰ τὸ ὄργανον ὅριον.

Ὁ τρόπος τῆς αὐξήσεως τῆς περιοχῆς μετρήσεως τῶν γαλβανομέτρων διὰ *διακλαδώσεως* ἐξετέθη λεπτομερῶς εἰς τὴν § 947.

Ὅταν διαθέτωμεν βολτόμετρον καὶ γνωστὴν ἀντίστασιν ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν τὴν ἔντασιν συνεχοῦς ρεύματος διαβιβάζοντες αὐτὸ διὰ τῆς γνωστῆς ἀντιστάσεως R καὶ μετροῦντες διὰ τοῦ βολτομέτρου τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ V εἰς τὰ πέρατα αὐτῆς (πρβλ. σχ. 635). Ἡ ἔντασις i εἶναι κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm

$$i = \frac{V}{R}$$

ΣΗΜ. Ἡ μέθοδος αὕτη δὲν διαφέρει κατ' ἀρχὴν τῆς μετρήσεως ἐντάσεως ρεύματος διὰ γαλβανομέτρου μὲ διακλάδωσιν. Ἡ ἔντασις τὴν ὁποίαν δεικνύει τὸ γαλβανόμετρον δεικνύει τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τῆς διακλαδώσεως.

Τὴν ἔντασιν ρεύματος χρονικῶς ἀμεταβλήτου ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν καὶ διὰ βολταμέτρου καὶ χρονομέτρου. Διαβιβάζομεν π. χ. τὸ ρεῦμα διὰ βολταμέτρου μὲ χαλκὸν (ἠλεκτρολύτης $CuSO_4$) ἢ ἄργυρον (ἠλεκτρολύτης $AgNO_3$) καὶ προσδιορίζομεν διὰ ζυγίσεως τὸ ποσὸν τοῦ Cu ἢ Ag, τὸ ὁποῖον ἀπετέθη ἐπὶ τῆς ἐκ τοῦ αὐτοῦ μετάλλου ἀποτελουμένης καθόδου.

Διαιροῦντες τὸ ποσὸν τοῦτο διὰ τοῦ ἀτομικροῦ βάρους τοῦ ἰόντος καὶ πολλαπλασιάζοντες ἐπὶ τὴν ἀτομικότητα εὑρίσκομεν τὸ ποσὸν τῶν ἀποτεθέντων γραμμοϊόντων, τὸ ὁποῖον πολλαπλασιάζοντες ἐπὶ τὸ ἠλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον (§ 958) εὑρίσκομεν τὴν διαβιβασθεῖσαν ποσότητα ἠλεκτρισμοῦ εἰς Coulomb. Τὸ πηλίκον τῶν Coulomb διὰ τοῦ χρόνου, κατὰ τὸν ὁποῖον διήρκεσε ἡ διάβασις τοῦ ρεύματος, μετρουμένου εἰς δευτερόλεπτα, ἰσοῦται πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος εἰς Ampère.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ βολταμέτρου χρειάζεται πάντως νὰ εἶναι παρεντεθειμένον ἐν σειρᾷ ἀμπερόμετρον, διὰ νὰ εἴμεθα βέβαιοι ὅτι ἡ ἔντασις μένει πράγματι καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς μετρήσεως σταθερά. Τὰ ἐξαγόμενα τῆς μετρήσεως ἠμποροῦν νὰ χρησιμεύσουν πρὸς ἐξέλεγξιν τῆς ἀκριβείας τοῦ ἀμπερομέτρου.

Αἱ ἐνδείξεις τῆς πυξίδος τῶν ἐφαπτομένων εἶναι ἀπόλυτοι, ἠμποροῦμεν δηλ. ἐκ τῆς γνωστῆς τιμῆς τῆς ὁριζοντίας συνιστώσης τοῦ γηΐνου πεδίου καὶ ἐκ τῶν γεωμετρικῶν χαρακτηριστικῶν τοῦ ὀργάνου νὰ γνωρίζωμεν ποία ἔντασις ῥεύματος ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένην ἐκτροπὴν τῆς βελόνης. Τὰ ἀμπερόμετρα τῶν ἄλλων τύπων βαθμολογοῦνται ἐν συγκρίσει πρὸς πυξίδα ἐφαπτομένων ἢ πρὸς οἱονδήποτε ἄλλο ἀμπερόμετρον, τοῦ ὁποίου ἡ βαθμολογία ἔγινε πάλιν ἐν συγκρίσει πρὸς πυξίδα ἐφαπτομένων. Ἂν αἱ περιοχαὶ μετρήσεως τῶν δύο συγκρινομένων ὀργάνων δὲν εἶναι ἴσαι, μεταχειριζόμεθα διακλαδώσεις πρὸς ἐξίσωσιν αὐτῶν.

Τὴν ἐνεργὸν ἔντασιν ἐναλλασσομένου ῥεύματος μετροῦμεν διὰ θερμικοῦ ἀμπερομέτρου ἢ ἠλεκτροδυναμομέτρου.

§ 1034. ***Μέτρησις διαφορᾶς δυναμικοῦ καὶ ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως.*** Ἂν συνδέσωμεν δύο σημεῖα ἀγωγοῦ τινος μὲ τοὺς ἀκροδέκτας γαλβανομέτρου παρουσιάζοντος τόσον μεγάλην ἀντίστασιν R, *ὥστε ἐκ τῆς διόδου τοῦ ῥεύματος νὰ μὴ μεταβάλλεται αἰσθητῶς ἡ προτέρα κατάστασις*, ἡ ἔντασις i τοῦ ῥεύματος τούτου ἠμπορεῖ κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς μέτρησιν τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ V τῶν δύο σημείων. Εἶναι δηλαδὴ

$$V = i\,R.$$

Τὰ γαλβανόμετρα, τὰ ὁποῖα πρὸς τὸν σκοπὸν τοῦτον χρησιμεύουν, ὀνομάζονται, καθὼς ἤδη ἐξετέθη, *βολτόμετρα* (πρβ. § 949), καὶ οἱ ἀκροδέκται αὐτῶν συνδέονται ἀπ' εὐθείας μὲ τὰ σημεῖα, τῶν ὁποίων ζητοῦμεν νὰ μετρήσωμεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ, ἐφ' ὅσον ἡ διαφορὰ αὕτη δὲν ὑπερβαίνει τὴν περιοχὴν μετρήσεως τοῦ ὀργάνου.

Μεταχειριζόμενοι διαφόρους ἀντιστάσεις, τὰς ὁποίας παρενθέτομεν *ἐν σειρᾷ* εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ ὀργάνου (πρβλ. σχ. 636) ἠμποροῦμεν μὲ τὸ αὐτὸ γαλβανόμετρον νὰ ἔχωμεν διαφόρους περιοχὰς μετρήσεως.

Ὅταν ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἶναι ἐναλλασσομένη, εὑρίσκομεν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

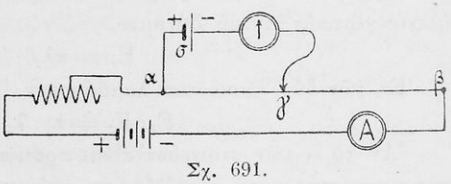
τὴν *ἐνεργὸν* αὐτῆς τιμὴν διὰ θερμικοῦ συνήθως βολτομέτρου, τὸ ὁποῖον ἔχει τὸ προσὸν νὰ μὴ παρουσιάζῃ ἐπαγωγικὴν ἀντίστασιν. Καὶ αἱ ἐν σειρᾷ παρεντιθέμεναι ἀντιστάσεις δὲν πρέπει νὰ ἔχουν αὐτεπαγωγήν.

Τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν *στοιχείου* ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν διὰ βολτομέτρου μὲ πολὺ μεγάλην ἀντίστασιν. Καθὼς εἴδομεν εἰς τὴν § 945, ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ V τῶν πόλων ἠλεκτρικοῦ στοιχείου, ὅταν τὸ κύκλωμα εἶναι κλειστόν, εἶναι μικροτέρα τῆς ἠλεκτετρεγερτικῆς δυνάμεως E καί, ἂν εἶναι r ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις καὶ R ἡ ἐξωτερική, παρέχεται ἀπὸ τὸν τύπον

$$V = E \frac{R}{R+r}$$

Ἂν ἡ ἀντίστασις R τοῦ βολτομέτρου εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα τῆς ἐσωτερικῆς ἀντιστάσεως τοῦ στοιχείου, τὸ κλάσμα γίνεται πρακτικῶς ἴσον πρὸς τὴν μονάδα καὶ ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν πόλων ἰσοῦται πρὸς τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν.

Ἀλλὰ γνωρίζομεν ὅτι, ὅταν τὰ ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα παρέχουν ρεῦμα, ἐπέρχονται ἐκ τῆς ἠλεκτρολύσεως μεταβολαὶ αὐτῶν, αἱ ὁποῖαι ἠμποροῦν αἰσθητῶς νὰ μεταβάλλουν τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν. Διὰ τοῦτο ἡ ἀκριβὴς μέτρησις τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως στοιχείου γίνεται κατὰ τρόπον τοιοῦτον, ὥστε διαρκούσης τῆς μετρήσεως τὸ στοιχεῖον νὰ μὴ παρέχῃ ρεῦμα. Ἡ συνηθεστάτη μέθοδος εἶναι ἡ ἑξῆς, καλουμένη *μέθοδος ἀντισταθμίσεως*, κατὰ τὴν ὁποίαν συγκρίνομεν τὰς ἠλεκτρεγερτικὰς δυνάμεις δύο στοιχείων.



Σχ. 691.

Διὰ σύρματος σταθερᾶς τομῆς (σχ. 691) τεταμένου κατὰ μῆκος κλίμακος, τῆς ὁποίας τὸ μηδὲν εὑρίσκεται εἰς τὸ α, διαβιβάζομεν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα μεταχειριζόμενοι πρὸς τοῦτο συστοιχίαν συσσωρευτῶν. Τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ρυθμίζομεν διὰ παρεντεθειμένης ἀντιστάσεως, ἀμπερόμετρον δὲ A χρησιμεύει εἰς τὴν ἐξέλεγξιν τῆς σταθερότητος τῆς ἐντάσεως. Κατὰ μῆκος τοῦ σύρματος ἔχομεν, συμ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φώνως πρὸς τὸν νόμον τοῦ Ohm, μεταβολὴν τοῦ δυναμικοῦ ἀνάλογον τῆς ἀντιστάσεως ἤ, ἐπειδὴ τὸ σύρμα ἔχει σταθερὰν τομήν, ἀνάλογον τῆς ἀποστάσεως τῶν θεωρουμένων σημείων. Ἂν δηλ. ἡ ἀπόστασις δύο σημείων τοῦ σύρματος εἶναι λ, ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ αὐτῶν εἶναι $V = \kappa\lambda$, ὅπου κ εἶναι σταθερὰ ἐξαρτωμένη ἐκ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.

Ἔστω ὅτι τὸ ἄκρον α τοῦ σύρματος ἔχει συνδεθῇ μὲ τὸν θετικὸν πόλον τῆς στήλης. Συνδέομεν τώρα τὸν θετικὸν πόλον τοῦ ἑνὸς τῶν συγκρινομένων στοιχείων μὲ τὸ σημεῖον α, τὸν δὲ ἀρνητικὸν θέτομεν, παρενθέτοντες εὐπαθὲς γαλβανόμετρον, εἰς ἠλεκτρικὴν συγκοινωνίαν μὲ διάφορα μέρη τοῦ σύρματος μέχρις ὅτου ἐπιτύχωμεν θέσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ γαλβανόμετρον δὲν παρουσιάζει ἀπόκλισιν. Τοῦτο σημαίνει ὅτι ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τοῦ α καὶ τοῦ σημείου ἐπαφῆς γ *ἀντισταθμίζει* τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν τοῦ στοιχείου, εἶναι δηλ. ἴση πρὸς αὐτήν. Ἂν ἡ ἀπόστασις τῶν σημείων α γ εἶναι λ_1, ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις E_1 τοῦ στοιχείου εἶναι κατὰ τὰ ἀνωτέρω

$$E_1 = \kappa\lambda_1$$

Ἐργαζόμενοι ὁμοίως μὲ τὸ δεύτερον στοιχεῖον εὑρίσκομεν τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν αὐτοῦ δύναμιν

$$E_2 = \kappa\lambda_2$$

Ἐκ τῶν δύο ἐξισώσεων λαμβάνομεν

$$E_1 : E_2 = \lambda_1 : \lambda_2$$

Ἂν τὸ ἓν τῶν στοιχείων εἶναι *πρότυπον* (§ 996) εὑρίσκομεν διὰ τῆς συγκρίσεως κατὰ τὴν ἐξίσωσιν ταύτην τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν τοῦ ἄλλου.

§ 1035. ***Μέτρησις ἀντιστάσεων.*** Εἰς τὴν § 949 ἐγνωρίσαμεν μέθοδον μετρήσεως ἀντιστάσεως, κατὰ τὴν ὁποίαν διαβιβάζωμεν διὰ τοῦ ἀγωγοῦ ρεῦμα καὶ μετροῦμεν τὴν ἔντασιν αὐτοῦ i καὶ τὴν διαφορὰν τοῦ δυναμικοῦ V εἰς τὰ πέρατα τοῦ ἀγωγοῦ διὰ βολτομέτρου πολὺ μεγάλης ἀντιστάσεως. Ἡ ζητουμένη ἀντίστασις εἶναι

$$r = \frac{V}{i}$$

Κατὰ τὴν μέθοδον ταύτην ἠμπορεῖ π. χ. νὰ μετρηθῇ ἡ πολὺ μικρὰ ἀντίστασις παχείας μεταλλίνης ράβδου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

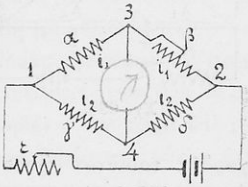
Ὅταν ἡ ἀντίστασις r εἶναι *πολὺ μεγάλη*, ἠμποροῦμεν νὰ διαβιβάσωμεν διὰ τοῦ ἀγωγοῦ ρεῦμα προερχόμενον ἀπὸ στοιχεῖον γνωστῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως E. Ἡ ἔντασις εἶναι τώρα κατὰ προσέγγισιν

$$i = \frac{E}{r}$$

καὶ μετροῦντες αὐτὴν εὑρίσκομεν τὴν ἀντίστασιν.

Ἄλλη μέθοδος εἶναι ἡ μέθοδος τῆς *ἀντικαταστάσεως*. Σχηματίζομεν δηλ κύκλωμα ἐκ στοιχείου ἠλεκτρικοῦ καὶ διαφόρων ἀγωγῶν, μεταξὺ τῶν ὁποίων παρεντίθεται ἐν σειρᾷ καὶ ὁ ἀγωγὸς τοῦ ὁποίου τὴν ἀντίστασιν ζητοῦμεν, καὶ μετροῦμεν τὴν ἔντασιν τοῦ διερχομένου ρεύματος. Ἐξάγομεν ἔπειτα ἀπὸ τὸ κύκλωμα τὴν ἀντίστασιν τοῦ ἀγωγοῦ (συνδέομεν π. χ. τὰ δύο ἄκρα διὰ παχέος χαλκίνου σύρματος) καὶ ἐπαναφέρομεν τὸ ρεῦμα εἰς τὴν προτέραν ἔντασιν παρενθέτοντες γνωστὰς ἀντιστάσεις (§ 951). Ἡ παρεντεθεῖσα ἀντίστασις ἰσοῦται πρὸς τὴν ἀντίστασιν τοῦ ἀγωγοῦ.

Ἡ συνηθεστέρα μέθοδος τῆς μετρήσεως ἀντιστάσεων εἶναι ἡ καλουμένη *τῆς γεφύρας τοῦ Wheatstone*. Σχηματίζομεν (σχ. 692) κύκλωμα ἐκ τεσσάρων ἀντιστάσεων, α, β, γ, δ, ἐκ τῶν ὁποίων ἡ α εἶναι ἡ ἄγνωστος, αἱ γ καὶ δ γνωσταὶ σταθεραὶ ἀντιστάσεις καὶ ἡ β κιβώτιον ἀντιστάσεων. Τὰ σημεῖα 1 καὶ 2 συνδέομεν μὲ τοὺς πόλους ἠλεκτρικῆς στήλης παρενθέτοντες ρυθμιστικὴν ἀντίστασιν ε, τὰ δὲ 3 καὶ 4 συνδέομεν μὲ τοὺς ἀκροδέκτας εὐπαθοῦς γαλβανομέτρου καὶ λαμβάνομεν ἐκ τοῦ κιβωτίου ἀντιστάσεων τόσην ἀντίστασιν, ὥστε τὸ γαλβανόμετρον νὰ μὴ παρουσιάζῃ ἀπόκλισιν. Ἂν ὀνομάσωμεν α, β, γ, δ τὰς ἀντιστάσεις τῶν τεσσάρων *κλάδων* τῆς γεφύρας, ἀποδεικνύεται ὅτι ὑφίσταται ἡ σχέσις



Σχ. 692.

$$\alpha : \beta = \gamma : \delta .$$

Ἀπόδειξις. Ὅταν τὸ γαλβανόμετρον δὲν παρουσιάζῃ ἀπόκλισιν, τὸ δυναμικὸν τῶν σημείων 3 καὶ 4 εἶναι τὸ αὐτὸ καὶ ἐπειδὴ διὰ τοῦ ἀγωγοῦ τοῦ γαλβανομέτρου δὲν διέρχεται ρεῦμα ἔπεται ὅτι ἡ ἔντασις εἰς τοὺς ἀγωγοὺς α καὶ β εἶναι ἡ αὐτή, ἔστω i_1, ἐπίσης δὲ καὶ εἰς τοὺς ἀγωγοὺς γ καὶ δ εἶναι ἡ αὐτή, ἔστω i_2. Ἂν ὀνομάσωμεν V_1, V_2 τὴν τιμὴν τοῦ δυναμικοῦ εἰς τὰ σημεῖα 1 καὶ 2 καὶ V

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὴν κοινὴν τιμὴν αὐτοῦ εἰς τὰ σημεῖα 3 καὶ 4, καὶ ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ δυναμικὸν ἐλαττώνεται ἐκ τοῦ 1 πρὸς τὸ 2, ἔχομεν κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm τὰς ἑξῆς σχέσεις:

$$i_1 = \frac{V_1 - V}{\alpha} = \frac{V - V_2}{\beta}$$

$$i_2 = \frac{V_1 - V}{\gamma} = \frac{V - V_2}{\delta}$$

Παραλείποντες τὰ i_1 καὶ i_2 καὶ διαιροῦντες κατὰ μέλη τὴν δευτέραν ἐξίσωσιν διὰ τῆς πρώτης εὑρίσκομεν

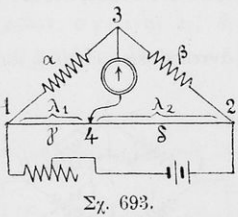
$$\alpha : \beta = \gamma : \delta.$$

Ἐκ τῆς σχέσεως ταύτης, τὴν ὁποίαν γράφομεν ὡς ἑξῆς:

$$\alpha = \beta \frac{\gamma}{\delta}$$

εὑρίσκομεν τὴν ἀντίστασιν α ὅταν γνωρίζωμεν τὴν β καὶ τὸν λόγον τῶν γ καὶ δ.

Τὴν διάταξιν ἠμποροῦμεν νὰ καταστήσωμεν ἁπλουστέραν ὡς ἑξῆς. Τὰς ἀντιστάσεις γ καὶ δ ἀντικαθιστῶμεν διὰ σύρματος (χορδῆς), τὸ ὁποῖον τείνεται κατὰ μῆκος κλίμακος μεταξὺ τῶν σημείων 1 καὶ 2 (σχ. 693). Ἡ ἀντίστασις β εἶναι γνωστὴ σταθερὰ ἀντίστασις, ἴση πρὸς 0,1 ἢ 1 ἢ 10 ἢ 100 Ohm κ. λ. Τὸ σημεῖον 3 θέτομεν εἰς συγκοινωνίαν, παρεμθέτοντες γαλβανόμετρον, μὲ σημεῖον τῆς χορδῆς τοιοῦτον ὥστε τὸ γαλβανόμετρον νὰ μὴ παρουσιάζῃ ἀπόκλισιν. Ἡ ἀντίστασις α παρέχεται πάλιν ἀπὸ τὴν σχέσιν



Σχ. 693.

$$\alpha = \beta \, . \, \frac{\gamma}{\delta}$$

ὅπου γ καὶ δ αἱ ἀντιστάσεις τῶν δύο τμημάτων τῆς χορδῆς. Ἀλλ' ἐπειδὴ αἱ ἀντιστάσεις εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰ μήκη τῶν τμημάτων τούτων, ἠμποροῦμεν νὰ ἀντικαταστήσωμεν τὸν λόγον γ : δ διὰ τοῦ λόγου $\lambda_1 : \lambda_2$ τῶν μηκῶν αὐτῶν καὶ ἑπομένως εἶναι

$$\alpha = \beta . \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

Ἡ μέθοδος τῆς γεφύρας δὲν ἠμπορεῖ νὰ ἐφαρμοσθῇ ὅταν ἡ ἀντίστασις α εἶναι *πολὺ μικρὰ* διότι τότε αἱ ἀντιστάσεις τῶν ἀπαραιτήτων συνδετικῶν ἀγωγῶν καθιστοῦν τὴν μέτρησιν ἀδύνατον. Πολὺ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μικραὶ ἀντιστάσεις μετροῦνται εἴτε κατὰ τὴν εἰς τὴν ἀρχὴν τῆς παραγράφου ταύτης ἐκτεθεῖσαν μέθοδον, ἢ διὰ τῆς καλουμένης *γεφύρας τοῦ Thomson*, τῆς ὁποίας ὅμως ἡ περιγραφὴ ἐνταῦθα θὰ παρεῖλκε.

§ 1036. ***Βολόμετρον.*** Ἂν ἐκ μεταβολῆς τῆς ἀντιστάσεως ἑνὸς τῶν κλάδων τῆς γεφύρας τοῦ Wheatstone διαταραχθῇ ἡ ἀναλογία

$$\alpha : \beta = \gamma : \delta$$

τὸ δυναμικὸν παύει νὰ εἶναι πλέον τὸ αὐτὸ εἰς τὰ σημεῖα 3 καὶ 4 (σχ. 692) καὶ ἑπομένως ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ γαλβανομέτρου, τοῦ ὁποίου ἡ ἀπόκλισις εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ μεταβολὴ τῆς ἀντιστάσεως τοῦ ἑνὸς κλάδου. Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν σημείων 3, 4 γίνεται ἀκόμη μεγαλυτέρα, ὅταν ἡ ἀντίστασις δύο ἀπέναντι κλάδων, ἔστω τῶν α καὶ δ, μεταβληθῇ κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν, π. χ. αὐξηθῇ. Ἐπὶ τῆς ἀρχῆς ταύτης στηρίζεται διάταξις, διὰ τῆς ὁποίας καθίστανται αἰσθηταὶ καὶ μετροῦνται μικραὶ μεταβολαὶ τῆς θερμοκρασίας ἀγωγῶν.

Ἐπὶ μονωτικοῦ πλαισίου τείνονται λωρίδες ἐκ λεπτοτάτου ἐλάσματος λευκοχρύσου, αἱ ὁποῖαι ἔχουν καλυφθῇ μὲ μέλαν λευκοχρύσου καὶ ἀποτελοῦν τοὺς δύο ἀντικειμένους κλάδους γεφύρας Wheatstone, ἐκλέγοντες δὲ καταλλήλως τὰς ἀντιστάσεις τῶν δύο ἄλλων κλάδων φέρομεν τὸ γαλβανόμετρον εἰς τὸ μηδέν. Ἂν τώρα ἐπὶ τῶν λωρίδων προσπέσῃ ἀκτινοβολία, ἐκ τῆς ἀπορροφήσεως αὐτῆς ἀνυψοῦται ἡ θερμοκρασία των καὶ ἡ τελικὴ θερμοκρασία θὰ εἶναι τόσον μεγαλυτέρα τῆς ἀρχικῆς, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἔντασις τῆς προσπιπτούσης ἀκτινοβολίας. Ἐπειδὴ ἐκ τῆς αὐξήσεως τῆς θερμοκρασίας προκύπτει αὔξησις τῆς ἀντιστάσεως, διαταράσσεται ἡ σχέσις τῆς ἀναλογίας καὶ τὸ μέγεθος τῆς ἀποκλίσεως τοῦ γαλβανομέτρου ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς ἐκτίμησιν τῆς ἐντάσεως τῆς ἀκτινοβολίας. Τὸ ὄργανον τοῦτο ὀνομάζεται *βολόμετρον*.

§ 1037 ***Μέτρησις τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως ἠλεκτρολυτικῶν διαλυμάτων.*** Ἡ μέτρησις τῆς ἀντιστάσεως ἠλεκτρολυτικῶν διαλυμάτων παρουσιάζει ἰδιαιτέρας δυσκολίας διότι ἡ ἕνεκα τῆς πολώσεως ἀναφαινομένη δευτερογενὴς ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ὄχι μόνον αὐξάνει φαινομενικῶς τὴν ἀντίστασιν ἀλλὰ καὶ διαρκῶς μεταβαλλομένη

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

καθιστᾷ πολλάκις τὴν μέτρησιν ἀδύνατον. Ἐπειδὴ ἡ πόλωσις προέρχεται ἐκ τῆς ἠλεκτρολύσεως, διὰ νὰ ἀποφύγωμεν τὰς ἐξ αὐτῆς ἐνοχλήσεις πρέπει νὰ ἀποφύγωμεν τὴν ἠλεκτρόλυσιν, τοῦτο δὲ κατορθώνομεν διαβιβάζοντες διὰ τοῦ ἠλεκτρολύτου ὄχι συνεχὲς ρεῦμα ἀλλ' ἐναλλασσόμενον καὶ μάλιστα τοιοῦτο, ὥστε τὰ κατ' ἀμφοτέρας τὰς διευθύνσεις διαβιβαζόμενα *ποσὰ ἠλεκτρισμοῦ* νὰ εἶναι ἴσα. Ἀλλὰ τὴν ἰδιότητα ταύτην ἔχει (§ 996) τὸ δευτερεῦον ρεῦμα ἐπαγωγικοῦ πηνίου τοῦ Ruhmkorff. Ἐκτελοῦμεν λοιπὸν τὴν μέτρησιν ὡς ἑξῆς:

Θέτομεν τὸ διάλυμα ἐντὸς δοχείου, συνήθως σχήματος υ μὲ διευρύνσεις πρὸς τὰ ἄνω, ἐντὸς τῶν ὁποίων εὑρίσκονται τὰ ἠλεκτρόδια, ἀποτελούμενα ἀπὸ ἐλάσματα λευκοχρύσου τὰ ὁποῖα ἔχουν ἐπικαλυφθῇ μὲ μέλαν λευκοχρύσου, καὶ παρενθέτομεν τὸ δοχεῖον εἰς κύκλωμα γεφύρας τοῦ Wheatstone μὲ χορδὴν οὕτως ὥστε νὰ ἀποτελέσῃ τὸν ἕνα τῶν κλάδων αὐτῆς, ἔστω τὸν α (σχ. 693). Τὰ σημεῖα 1 καὶ 2 συνδέομεν μὲ τοὺς ἀκροδέκτας τοῦ δευτερεύοντος πηνίου ἐπαγωγικῆς συσκευῆς τοῦ Ruhmkorff. Ὅταν λειτουργῇ τὸ πηνίον, διέρχεται διὰ τοῦ διαλύματος ρεῦμα ἐναλλασσόμενον μεγάλης συχνότητος. Τὸ ρεῦμα διερχόμενον κατά τινα φορὰν προκαλεῖ ἠλεκτρόλυσιν, ἀλλὰ τὸ ἀποτέλεσμα τῆς ἠλεκτρολύσεως αἴρεται ἀκριβῶς ὑπὸ τοῦ ἀμέσως μετὰ ταῦτα διαρρέοντος τὸ διάλυμα ἀντιρρόπου ρεύματος ἐπειδὴ τὰ διερχόμενα ποσὰ ἠλεκτρισμοῦ εἶναι εἰς ἀμφοτέρας τὰς περιπτώσεις ἴσα. Ἡ ἐκ τῶν στοιχειωδῶν τούτων ἠλεκτρολύσεων πόλωσις δὲν εἶναι αἰσθητὴ ἕνεκα τῆς μεγάλης ἐπιφανείας τῶν ἠλεκτροδίων, τὰ ὁποῖα καλύπτονται ἀπὸ μέλαν λευκοχρύσου.

Εἰς τὴν εὕρεσιν τοῦ σημείου τῆς χορδῆς, τὸ ὁποῖον ἔχει τὸ αὐτὸ δυναμικὸν μὲ τὸ 3, δὲν ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ μαγνητικὸν γαλβανόμετρον. Ἡ μέτρησις πρέπει νὰ γίνῃ διὰ γαλβανομέτρου, τοῦ ὁποίου ἡ ἐκτροπὴ μένει ἡ αὐτή, ὅταν ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος ἀναστρέφεται, π. χ. δι' ἠλεκτροδυναμομέτρου. Συνήθως ὅμως μεταχειριζόμεθα ἀντὶ γαλβανομέτρου τηλέφωνον, τὸ ὁποῖον ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῶν ἐναλλασσομένων ρευμάτων παράγει ἦχον. Ἡ ἔντασις τοῦ ἤχου εἶναι τόσον μικροτέρα, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν ἀκροδεκτῶν αὐτοῦ, καί, ὅταν ἐπιτύχωμεν τὸ σημεῖον τῆς χορδῆς, τοῦ ὁποίου τὸ δυναμικὸν εἶναι τὸ αὐτὸ μὲ τὸ τοῦ σημείου 3, ἦχος δὲν ἀκούεται.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἀντίστασις παρέχεται (πρβλ. τὴν προηγουμένην παράγραφον) ἀπὸ τὴν σχέσιν

$$\alpha = \beta \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

Εἰς τὰ ἠλεκτρολυτικὰ διαλύματα δὲν ἐνδιαφέρει συνήθως ἡ ἀντίστασις ὡρισμένης διατάξεως, ἀλλ' ἡ *εἰδικὴ ἀντίστασις*. Τὴν εἰδικὴν ἀντίστασιν ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν ἐκ τῆς ἀντιστάσεως τοῦ διαλύματος ὅταν τὸ δοχεῖον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου τοῦτο εὑρίσκεται, ἔχῃ ἁπλῆν γεωμετρικὴν μορφήν, τοιαύτην ὥστε νὰ εἶναι δυνατὸν νὰ ὑπολογισθῇ ἡ σχέσις ἀντιστάσεως καὶ εἰδικῆς ἀντιστάσεως. Οὕτω π. χ. ἂν τὸ δοχεῖον ἔχῃ σχῆμα κυλινδρικὸν τομῆς σ καὶ τὰ ἠλεκτρόδια εἶναι κυκλικοὶ δίσκοι κλείοντες ἐντελῶς τὸν κύλινδρον καὶ κάθετοι ἐπ' αὐτὸν εἰς ἀπόστασιν l ἀπ' ἀλλήλων, ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις γ ἔχει πρὸς τὴν ὅλην ἀντίστασιν α τὴν σχέσιν (§ 942)

$$\gamma = \frac{\alpha\, \sigma}{l}$$

Συνήθως ὅμως ἡ μέτρησις γίνεται διὰ τῆς συγκρίσεως τῆς ἀντιστάσεως τοῦ διαλύματος πρὸς τὴν ἀντίστασιν ἄλλου διαλύματος *γνωστῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως*. Γνωρίζομεν δηλ ὅτι ἡ ἀντίστασις R οἱουδήποτε ἀγωγοῦ εἶναι γινόμενον ἑνὸς παράγοντος γ ἐξαρτωμένου ἀπὸ τὴν οὐσίαν αὐτοῦ καὶ ἀπὸ τὰς μονάδας, τὸν ὁποῖον ὀνομάζομεν εἰδικὴν ἀντίστασιν, καὶ ἑνὸς συντελεστοῦ A, ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται *μόνον ἀπὸ τὸ γεωμετρικὸν σχῆμα τοῦ ἀγωγοῦ* (§ 942), εἶναι δηλ.

$$R = A\gamma$$

Ἂν λοιπὸν θέσωμεν εἰς τὸ αὐτὸ δοχεῖον διαδοχικῶς δύο διαλύματα, τῶν ὁποίων αἱ εἰδικαὶ ἀντιστάσεις εἶναι γ_1 καὶ γ_2, *χωρὶς διόλου νὰ μεταβάλωμεν τὴν θέσιν τῶν ἠλεκτροδίων* καὶ μετρήσωμεν τὰς ἀντιστάσεις R_1 καὶ R_2, θὰ εἶναι

$$R_1 = A\,\gamma_1 \qquad R_2 = A\,\gamma_2$$

Ἐκ τῶν σχέσεων τούτων, ἂν ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις γ_2 εἶναι γνωστή, εὑρίσκομεν τὴν γ_1 κατὰ τὴν ἐξίσωσιν.

$$\gamma_1 = \frac{\gamma_2}{R_2} \cdot R_1$$

Ὁ συντελεστής :

$$C = \frac{R_2}{\gamma_2} = \frac{1}{A},$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐπὶ τὸν ὁποῖον πρέπει νὰ πολλαπλασιάσωμεν τὴν εἰδικὴν ἀντίστασιν τοῦ διαλύματος διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν ὅλην ἀντίστασιν, ὀνομάζεται *χωρητικότης ἀντιστάσεως* τοῦ δοχείου.

Ὅταν διὰ τῆς μετρήσεως τῆς ἀντιστάσεως τοῦ δοχείου, περιέχοντος διάλυμα γνωστῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως, προσδιορίσωμεν τὴν χωρητικότητα ἀντιστάσεως C, εὑρίσκομεν κατὰ τὰ ἀνωτέρω τὴν εἰδικὴν ἀντίστασιν γ οἱουδήποτε διαλύματος ἐκ τῆς μετρηθείσης ἀντιστάσεως R κατὰ τὴν ἐξίσωσιν

$$\gamma = \frac{R}{C}$$

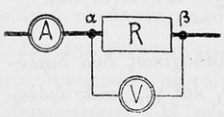
Ἡ εἰδικὴ ἀγωγιμότης τοῦ διαλύματος εἶναι (πρβλ. § 943)

$$\varkappa = \frac{1}{\gamma} = \frac{C}{R}$$

Ἐννοεῖται ὅτι διὰ νὰ εἶναι δυναταὶ αἱ συγκριτικαὶ αὗται μετρήσεις πρέπει νὰ εὑρεθῇ διὰ τῆς ἁπλῆς γεωμετρικῆς μεθόδου ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις ἑνὸς τοὐλάχιστον ἠλεκτρολυτικοῦ διαλύματος.

Ἐπειδὴ ἡ ἀντίστασις ἠλεκτρολυτικῶν διαλυμάτων μεταβάλλεται αἰσθητῶς ὅταν ἡ θερμοκρασία ἔστω καὶ ὀλίγον μεταβληθῇ, τίθενται κατὰ τὴν μέτρησιν τὰ δοχεῖα ἐντὸς θερμοστάτου (Τ. Α′ § 402).

§ 1038. ***Μέτρησις ἰσχύος ἢ καταναλώσεως.*** Καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν § 970, ἡ ἠλεκτρικὴ ἰσχὺς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ γινόμενον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν, ἡ χρήσιμος ἰσχὺς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὴν διαφορὰν τοῦ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τῆς πηγῆς, ἡ δὲ κατανάλωσις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὴν διαφορὰν τοῦ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τῆς συσκευῆς. Ἂν ἡ ἔντασις μετρῆται εἰς Ampère ἡ δὲ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς Volt, τὸ γινόμενον *ἰσοῦται* μὲ τὴν ἰσχὺν ἢ κατανάλωσιν μετρουμένην εἰς Watt.



Σχ. 694.

Διὰ νὰ μετρήσωμεν λοιπὸν τὴν ἰσχὺν ἢ τὴν κατανάλωσιν μετροῦμεν δι' ἀμπερομέτρου A τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος (σχ. 694) καὶ διὰ βολτομέτρου V τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα α καὶ β τῆς συσκευῆς R, εἴτε αὕτη εἶναι πηγὴ ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας, εἴτε

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

συσκευὴ καταναλίσκουσα ἐνέργειαν. Τὸ γινόμενον τῶν Ampère ἐπὶ τὰ Volt μᾶς δίδει τὴν ἰσχὺν ἢ κατανάλωσιν εἰς Watt.

Ἡ μέτρησις ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ καὶ δι' *ἑνὸς* ὀργάνου, ἠλεκτροδυναμομέτρου, τοῦ ὁποίου τὸ μὲν ἀκίνητον πηνίον, ἀπὸ παχὺ σύρμα, διαρρέεται ἀπὸ τὸ ρεῦμα ὅλον ἢ μέρος ἐν σειρᾷ, τὸ δὲ τὸ κινητόν, ἀποτελούμενον ἀπὸ λεπτὸν σύρμα καὶ παρουσιάζον μεγάλην ἀντίστασιν (ἢ ἀντίστασις ἠμπορεῖ νὰ εἶναι καὶ πρόσθετος) συνδέεται ἐν διακλαδώσει μὲ τοὺς ἀκροδέκτας τῆς συσκευῆς. Οὕτω τὸ μὲν πρῶτον πηνίον παράγει μαγνητικὸν πεδίον ἀνάλογον πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, τὸ δὲ δεύτερον διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως ἀναλόγου πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα τῆς συσκευῆς.

Ἡ ἀπόκλισις λοιπὸν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ γινόμενον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος καὶ τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ, δηλ. ἀπὸ τὴν ἰσχὺν ἢ κατανάλωσιν. Τὰ ὄργανα ταῦτα ὀνομάζονται *βαττόμετρα* καὶ βαθμολογοῦνται ἐμπειρικῶς.

Τὰ βαττόμετρα τοῦ τύπου τούτου ὑπὸ ὡρισμένας προϋποθέσεις ἠμποροῦν νὰ χρησιμεύσουν καὶ πρὸς μέτρησιν ἰσχύος ἢ καταναλώσεως ὅταν τὸ ρεῦμα εἶναι ἐναλλασσόμενον. Ἂν διὰ θερμικῶν ἢ ἠλεκτροδυναμικῶν ὀργάνων μετρήσωμεν τὴν ἐνεργὸν ἔντασιν i_{eff} τοῦ ρεύματος καὶ τὴν ἐνεργὸν διαφορὰν δυναμικοῦ E_{eff}, εὑρίσκομεν, συγκρίνοντες τὸ γινόμενον αὐτῶν πρὸς τὴν διὰ τοῦ βαττομέτρου μετρηθεῖσαν ἰσχὺν ἢ κατανάλωσιν w, τὴν γωνίαν φάσεως φ καὶ τὸν συντελεστὴν ἰσχύος συν φ κατὰ τὸν τύπον (§ 1017 ἐξ. 6)

$$w = i_{eff} E_{eff} \text{ συν } \varphi$$

§ 1039. ***Μέτρησις ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας.*** Ἂν ἡ κατανάλωσις παραμένῃ χρονικῶς σταθερά, εὑρίσκομεν τὴν ὅλην ἐνέργειαν πολλαπλασιάζοντες τὴν κατανάλωσιν ἐπὶ τὸν χρόνον. Τὸ γινόμενον τῶν Watt ἐπὶ τὸν χρόνον, μετρούμενον εἰς δευτερόλεπτα, παρέχει τὴν ἐνέργειαν εἰς Joule, τὸ δὲ γινόμενον τῶν Watt ἐπὶ τὸν χρόνον μετρούμενον εἰς ὥρας, παρέχει τὴν ἐνέργειαν εἰς ὡριαῖα Watt (wh). Διαιροῦντες τὰ ὡριαῖα Watt διὰ 1000 εὑρίσκομεν τὴν ἐνέργειαν εἰς ὡριαῖα Kilowatt (kwh).

Ἀλλ' ἡ κατανάλωσις πολὺ σπανίως εἶναι σταθερά· εἰς τὴν πρᾶ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ξιν ὑφίσταται ποικίλας διακυμάνσεις καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἐκτεθεῖσα ἁπλῆ μέθοδος εἶναι ἀνεφάρμοστος.

Ἂν ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τὰ πέρατα συστήματος ἀγωγῶν μένῃ σταθερά, ἡ κατανάλωσις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ἡ δὲ ἐνέργεια ἀνάλογος πρὸς τὸ γινόμενον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὸ χρόνον, δηλ. πρὸς τὴν διὰ τῶν ἀγωγῶν διελθοῦσαν *ποσότητα ἠλεκτρισμοῦ* τὴν ὁποίαν ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν π.χ. διὰ βολταμέτρου. Οὕτω, εἰς τὴν εἰδικὴν ταύτην περίπτωσιν τὸ βολτάμετρον ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ὡς μετρητὴς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας.

Ἡ κατασκευὴ τῶν μετρητῶν προώδευσε πολὺ κατὰ τοὺς τελευταίους χρόνους καὶ πλεῖστοι τύποι αὐτῶν ἔχουν διαμορφωθῇ. Ὅλοι σχεδὸν οἱ σημερινοὶ μετρηταὶ εἶναι ἠλεκτροδυναμικοὶ κινητῆρες, εἰς τοὺς ὁποίους διὰ καταλλήλου *πέδης*, π. χ. δίσκου μεταλλικοῦ συνδεδεμένου μὲ τὸν ρώτορα καὶ στρεφομένου μεταξὺ τῶν πόλων ἰσχυροῦ μονίμου μαγνήτου (πρβλ. § 1004) κατορθώνεται ὥστε ἡ ταχύτης περιστροφῆς νὰ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν κατανάλωσιν. Ὁ ὁλικὸς ἀριθμὸς στροφῶν τοῦ ρώτορος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ὅλην ἐνέργειαν καὶ ἐπομένως ἡ μέτρησις τῆς ἐνεργείας ἀνάγεται εἰς τὴν μέτρησιν τῶν στροφῶν τοῦ ρώτορος.

§ 1040. ***Μέτρησις ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ.*** Μεγάλα ποσὰ ἠλεκτρισμοῦ, ὅπως τὰ διαβιβαζόμενα κατὰ τὴν δίοδον ἀρκετὰ ἰσχυρῶν ἠλεκτρικῶν ρευμάτων, μετροῦνται ἠλεκτρολυτικῶς (βολτάμετρον μὲ χαλκόν, ἄργυρον ἢ μὲ κροτοῦν ἀέριον).

Μικραὶ ποσότητες ἠλεκτρισμοῦ, ὅπως π. χ. αἱ ἀποθηκευόμεναι εἰς τοὺς ὁπλισμοὺς πυκνωτοῦ, ἠμποροῦν νὰ μετρηθοῦν διὰ τοῦ λεγομένου *βαλλιστικοῦ γαλβανομέτρου*, γαλβανομέτρου δηλ. τοῦ ὁποίου τὸ κινητὸν σύστημα ἔχει μεγάλην ροπὴν ἀδρανείας, καὶ ἐπομένως ὁ χρόνος αἰωρήσεως εἶναι ἀρκετὰ μέγας (πρβλ. Τ. Α΄. § 153). Ἂν, ἐνῶ τὸ κινητὸν σύστημα εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας, διαβιβάσωμεν ρεῦμα μικρᾶς διαρκείας, δέχεται τὸ σύστημα *ὤθησιν*, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς ὁποίας ἀποκτᾷ ἐντὸς τοῦ ἐλαχίστου χρόνου τῆς διαρκείας τοῦ ρεύματος περιστροφικὴν *ταχύτητα*. Ἕνεκα τῆς ἀδρανείας κινεῖται τὸ σύστημα καὶ ἀφοῦ παύσῃ διερχόμενον τὸ ρεῦμα, ἀποδεικνύεται δὲ ὅτι, ὅταν τὸ ρεῦμα εἶναι τοιοῦ-

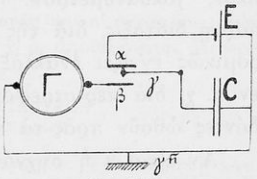
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τον ὥστε ἡ ἀπόκλισις νὰ μὴ ὑπερβαίνῃ ὀλίγας μοίρας, ἡ ἀπόκλισις δ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν διὰ τοῦ ὀργάνου διελθοῦσαν ποσότητα ἠλεκτρισμοῦ Q, εἶναι δηλ.

$$\delta = A\,Q$$

ὅπου Α εἶναι συντελεστὴς σταθερός, τοῦ ὁποίου ἡ τιμὴ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν κατασκευὴν τοῦ ὀργάνου καὶ ἀπὸ τὰς μονάδας.

Τὴν σταθερὰν Α εὑρίσκομεν διαβιβάζοντες διὰ τοῦ γαλβανομέτρου γνωστὴν ποσότητα ἠλεκτρισμοῦ, ἐκκενώνοντες π. χ. δι' αὐτοῦ πυκνωτὴν γνωστῆς χωρητικότητος, φορτισμένον ὑπὸ γνωστὸν δυναμικόν. Διὰ τὴν μέτρησιν χρειάζεται πυκνωτὴς γνωστῆς χωρητικότητος C, στοιχεῖον ἠλεκτρικὸν γνωστῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως Ε καὶ τριμερὴς κλεὶς ἀποτελουμένη ἀπὸ δύο μονωμένα ὑπερκείμενα ἐλάσματα α, β (σχ. 695) μεταξὺ τῶν ὁποίων εὑρίσκεται τὸ μονωμένον ἐπίσης ἐλατήριον γ, ἐγγίζον τὸ ἀνώτερον ἔλασμα. Συνδέομεν τὸν ἕνα ὁπλισμὸν τοῦ πυκνωτοῦ μὲ τὴν γῆν, τὸν δὲ ἄλλον μὲ τὸ ἐλατήριον γ. Ἐπίσης τὸν ἕνα πόλον τοῦ στοιχείου μὲ τὴν γῆν τὸ δὲ ἄλλον μὲ τὸ ἔλασμα α, τοὺς δὲ ἀκροδέκτας τοῦ βαλλιστικοῦ γαλβανομέτρου συνδέομεν τὸν μὲν ἕνα μὲ τὸ ἔλασμα β τὸν δὲ ἄλλον μὲ τὴν γῆν.



Σχ. 695.

Ὅταν τὸ ἐλατήριον γ ἐγγίζῃ τὸ ἔλασμα α, ὁ ὁπλισμὸς τοῦ πυκνωτοῦ λαμβάνει τὸ δυναμικὸν Ε καὶ ἑπομένως τὸ φορτίον αὐτοῦ εἶναι

$$Q = C\,E$$

Ἂν ἀποτόμως πιέσωμεν πρὸς τὰ κάτω τὸ ἔλασμα β, τὸ φορτίον Q ἐκκενώνεται διὰ τοῦ γαλβανομέτρου εἰς τὴν γῆν. Μετροῦντες τὴν ἀπόκλισιν δ εὑρίσκομεν ἐκ τῆς σχέσεως

$$\delta = A\,Q = A\;C\;E$$

τὴν σταθερὰν Α τοῦ ὀργάνου.

§ 1041. ***Μέτρησις χωρητικότητος.*** Ἡ εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον περιγραφεῖσα μέθοδος ἐπιτρέπει τὴν σύγκρισιν χωρητικοτήτων. Διότι, ἂν, μεταχειριζόμενοι τὸ αὐτὸ πάντοτε στοιχεῖον,

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐκτελέσωμεν τὴν μέτρησιν μὲ δύο πυκνωτάς, τῶν ὁποίων αἱ χωρητικότητες εἶναι C_1, C_2, αἱ ἀποκλίσεις θὰ εἶναι

$$\delta_1 = A C_1 E \qquad \delta_2 = C_2 A E$$

καὶ ἑπομένως θὰ ἔχωμεν τὴν σχέσιν

$$C_1 : C_2 = \delta_1 : \delta_2 .$$

Ἂν ἡ χωρητικότης τοῦ ἑνὸς πυκνωτοῦ εἶναι γνωστή, εὑρίσκομεν ἐκ τῆς σχέσεως ταύτης τὴν χωρητικότητα τοῦ ἄλλου. Ἡ γνῶσις τῆς σταθερᾶς Α τοῦ γαβανομέτρου δὲν εἶναι ἀναγκαία.

Ὅταν δὲν διαθέτωμεν βαλλιστικὸν γαλβανόμετρον ἢ πρότυπον πυκνωτὴν, ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν χωρητικότητα ὡς ἑξῆς·

Συνδέομεν, ἀκριβῶς κατὰ τὸ διάγραμμα 695, τὸν πυκνωτήν, στοιχεῖον γνωστῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως Ε καὶ σύνηθες, *ὄχι βαλλιστικόν*, γαλβανόμετρον. Εἰς τὴν τριμερῆ κλεῖδα πρέπει τώρα νὰ ὑπάρχῃ διάταξις, διὰ τῆς ὁποίας τὸ ἐλατήριον γ κινούμενον παλινδρομικῶς ἐγγίζει ἐναλλὰξ τὰ ἐλάσματα α καὶ β. Τοῦτο κατορθώνομεν π. χ. διὰ περιστρεφομένου ὀδοντωτοῦ τροχοῦ, τοῦ ὁποίου οἱ ὀδόντες ὠθοῦν πρὸς τὰ κάτω τὸ ἐλατήριον.

Ἂν εἶναι ν ἡ συχνότης τῆς κινήσεως τοῦ ἐλατηρίου, ὁ πυκνωτὴς φορτίζεται καὶ ἐκκενοῦται διὰ τοῦ γαλβανομέτρου ν φορὰς κατὰ δευτερόλεπτον. Ἂν εἶναι C ἡ χωρατικότης, εἰς ἑκάστην ἐκκένωσιν διέρχεται διὰ τοῦ γαλβανομέτρου ποσότης ἠλεκτρισμοῦ ἴση πρὸς CE καὶ ἑπομένως εἰς ἓν δευτερόλεπτον διέρχεται ποσότης ν C E.

Ἂν ἡ συχνότης ν εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη ἐν σχέσει πρὸς τὸν χρόνον αἰωρήσεως τοῦ κινητοῦ συστήματος τοῦ γαλβανομέτρου, ἡ ἐπὶ τοῦ γαλβανομέτρου ἐπίδρασις εἶναι ἡ αὐτὴ ὡς ἂν ἡ ποσότης νCE τοῦ ἠλεκτρισμοῦ διέρρεε τὸ ὄργανον εἰς ἕναστον δευτερόλεπτον ὑπὸ μορφὴν συνεχοῦς ρεύματος.

Τὸ γαλβανόμετρον λοιπὸν θὰ δείξῃ μόνιμον ἀπόκλισιν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς ἔντασιν i καὶ κατὰ τὰ ἀνωτέρω θὰ εἶναι

$$i = \nu C E$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης, εἰς τὴν ὁποίαν ὅλα τὰ ποσὰ εἶναι γνωστὰ ἐκτὸς τοῦ C, εὑρίσκομεν τὴν χωρητικότητα τοῦ πυκνωτοῦ.

§ 1042. ***Μέτρησις αὐτεπαγωγῆς.*** Εἰς τὴν § 1001 εἴδομεν ὅτι ἡ αὐτεπαγωγὴ ἀγωγῶν ὡρισμένου γεωμετρικοῦ σχήματος εἶναι δυνατὸν νὰ ὑπολογισθῇ θεωρητικῶς. Ἡ πειραματικὴ μέτρησις τοῦ συντελεστοῦ αὐτεπαγωγῆς συνίσταται

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἰς τὴν σύγκρισιν τῆς αὐτεπαγωγῆς ἀγωγοῦ τινος πρὸς τὴν γνωστὴν αὐτεπαγωγὴν ἄλλου ἀγωγοῦ, *προτύπου αὐτεπαγωγῆς*. Τὰ πρότυπα αὐτεπαγωγῆς εἶναι πηνία ὅσον τὸ δυνατὸν ἀμεταβλήτου γεωμετρικοῦ σχήματος, τῶν ὁποίων ἡ αὐτεπαγωγὴ εἶναι 0,001 ἢ 0.01 ἢ 0,1 ἢ 1 Henry. Κατασκευάζονται ἀπὸ σύρμα χάλκινον μονωμένον, τὸ ὁποῖον περιτυλίσσεται περὶ πυρῆνα ἐκ μαρμάρου ἢ ἄλλου ἀναλόγου ὑλικοῦ. Ἡ ὠμειος ἀντίστασις τοῦ πηνίου εἶναι μικρὰ ὡς πρὸς τὴν αὐτεπαγωγὴν δὲν ὑπάρχει δὲ σιδηροῦς πυρὴν διὰ νὰ μὴ ἐξαρτᾶται ἡ αὐτεπαγωγὴ ἐκ τῆς συχνότητος τοῦ ρεύματος.

Ἐκ τῶν πειραματικῶν μεθόδων συγκρίσεως τῆς αὐτεπαγωγῆς δύο ἀγωγῶν ἀναφέρομεν τὴν ἑξῆς: Οἱ δύο ἀγωγοὶ συνδέονται μὲ δύο ἄλλους ἀγωγοὺς *ἄνευ αὐτεπαγωγῆς* οὕτως ὥστε νὰ ἀποτελεσθῇ (πρβλ. τὸ σχ. 690, 691) παραλληλόγραμμον τοῦ Wheatstone. Ἔστω ὅτι οἱ συγκρινόμενοι ἀγωγοὶ ἔχουν τὰς θέσεις α, β αἱ δὲ ἄνευ ἐπαγωγῆς ἀντιστάσεις τὰς θέσεις γ, δ.

Συνδέομεν τὰ σημεῖα 3, 4 διὰ τηλεφώνου καὶ διαβιβάζοντες διὰ τῶν σημείων 1, 2 ρεῦμα ἐναλλασσόμενον παρεμβάλλομεν εἰς τοὺς κλάδους α, β ἀντιστάσεις ἄνευ αὐτεπαγωγῆς καὶ μεταβάλλομεν τὸν λόγον τῶν ἀντιστάσεων τῶν κλάδων γ, δ μέχρις ὅτου παύσῃ νὰ ἀκούεται ἦχος εἰς τὸ τηλέφωνον.

Ἂν εἶναι L_1, L_2, r_1, r_2 οἱ συντελεσταὶ αὐτεπαγωγῆς καὶ αἱ ἀντιστάσεις τῶν ἀγωγῶν α, β, καὶ r_3, r_4 αἱ ἀντιστάσεις τῶν ἀγωγῶν γ, δ, ἀποδεικνύεται ὅτι ὑφίστανται ἡ σχέσις: $L_1 : L_2 = r_1 : r_2 = r_3 : r_4$.

ΣΧΕΣΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΜΟΝΑΔΩΝ

Τὰ ποσά, τὰ ὁποῖα συνηντήσαμεν εἰς τὸν ἠλεκτρισμόν, ἔχουν ὁρισθῇ κατ' ἄλλον τρόπον εἰς τὸ κεφάλαιον τοῦ στατικοῦ ἠλεκτρισμοῦ καὶ κατ' ἄλλον εἰς τὸ κεφάλαιον τοῦ δυναμικοῦ ἠλεκτρισμοῦ. Ἕνεκα τούτου καὶ αἱ ἠλεκτροστατικαὶ μονάδες εἶναι διάφοροι τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν ἀλλὰ καὶ αἱ διαστάσεις τῶν ποσῶν εἶναι εἰς τὰ δύο συστήματα διάφοροι.

Οὕτω π. χ. εἰς τὸν στατικὸν ἠλεκτρισμὸν ὡρίσαμεν τὴν *ποσότητα ἠλεκτρισμοῦ* διὰ τῶν κατὰ τὸν νόμον τοῦ Coulomb ἕλξεων καὶ ἀπώσεων (§ 892), τὴν δὲ *ἔντασιν* τοῦ ρεύματος ὁρίζομεν διὰ τῆς ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ, ἡ ὁποία εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου διέρχεται διὰ τῆς τομῆς ἀγωγοῦ.

Εἰς τὸν δυναμικὸν ἠλεκτρισμὸν ὡρίσαμεν τὴν *ἔντασιν τοῦ ρεύματος* διὰ τῶν κατὰ τὸν νόμων τῶν Biot καὶ Savart ἠλεκτρομαγνητικῶν δυνάμεων (§ 940), τὴν δὲ *ποσότητα ἠλεκτρισμοῦ* ὡρίσαμεν διὰ τοῦ γινομένου τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὸν χρόνον.

Τὰς διαστάσεις μερικῶν ἐκ τῶν ποσῶν τούτων συνοψίζομεν εἰς τὸν ἑπόμενον πίνακα.

	Ἠλεκτροστατικὸν σύστημα	*Ἠλεκτρομαγνητικὸν σύστημα*	*λόγος*
Ποσότης ἠλεκτρισμοῦ	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{1}{2}} M^{1}$	$L T^{-1}$
Ἔντασις ρεύματος	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}$	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L T^{-1}$
Δυναμικὸν	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}$	$(L T^{-1})^{-2}$
Ἀντίστασις	$L^{-1} T$	$L L^{-1}$	$(L T^{-1})^{-2}$
Χωρητικότης	L	$L^{-1} L^{-2}$	$(L T^{-1})^{-2}$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Παρατηροῦμεν ἐκ τοῦ πίνακος τούτου ὅτι ὁ λόγος τῶν διαστάσεων τοῦ αὐτοῦ ποσοῦ εἰς τὰ δύο συστήματα εἶναι πάντοτε δύναμις τοῦ $L T^{-1}$, σημαίνει δέ, ὡς γνωστόν, τὸ $L T^{-1}$ τὰς διαστάσεις *ταχύτητος*.

Ἂν δηλ. μετρήσωμεν τὸ αὐτὸ ποσὸν μὲ τὴν ἠλεκτροστατικὴν μονάδα CGS καὶ μὲ τὴν ἠλεκρομαγνητικὴν μονάδα CGS, θὰ εὕρωμεν ἀριθμούς, τῶν ὁποίων τὸ πηλίκον θὰ εἶναι δύναμις σταθεροῦ ἀριθμοῦ c. Ὁ ἀριθμὸς οὗτος δὲν εἶναι *καθαρὸς ἀριθμὸς* ἀλλ' ἔχει τὰς διαστάσεις *ταχύτητος*, ἂν δηλ. μεταβαλωμεν τὰς μονάδας μήκους καὶ χρόνου, θὰ μεταβληθῇ ὅπως μεταβάλλεται ἡ τιμὴ ταχύτητος.

Ἐκ τῆς πειραματικῆς ἐρεύνης ἐδείχθη ὅτι ὁ ἀριθμὸς οὗτος εἰς τὸ σύστημα μονάδων CGS ἔχει τὴν τιμὴν 3.10^{10}, ὅτι δηλ. ἂν διαιρέσωμεν τὴν *ἀριθμητικὴν τιμὴν ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ* εἰς ἠλεκτροστατικὰς μονάδας CGS διὰ τῆς τιμῆς τῆς αὐτῆς *ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ* εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας CGS, θὰ εὕρωμεν πηλίκον 3.10^{10}. Διὰ τὴν ἔντασιν ρεύματος τὸ πηλίκον θὰ εἶναι ἐπίσης 3.10^{10}, διὰ τὸ δυναμικὸν ἢ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ τὸ πηλίκον θὰ εἶναι $\frac{1}{3.10^{10}}$, διὰ τὴν ἀντίστασιν $\left(\frac{1}{3.10^{10}}\right)^2$ καὶ διὰ τὴν χωρητικότητα $(3.10^{10})^2$.

Ἢ καὶ ἄλλως, ἐπειδὴ αἱ μονάδες εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογοι πρὸς τὰς ἀριθμητικὰς τιμάς, τὰς ὁποίας εὑρίσκομεν μετροῦντες δι' αὐτῶν τὸ αὐτὸ ποσόν, ἡ ἠλεκτροστατικὴ μονὰς ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ CGS εἶναι 3.10^{10} φορὰς *μικροτέρα* τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς, ἡ ἠλεκτροστ. μονὰς ἐντάσεως εἶναι ἐπίσης 3.10^{10} φορὰς *μικροτέρα* τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς, ἡ ἠλεκτροστ. μονὰς δυναμικοῦ εἶναι 3.10^{10} φορὰς *μεγαλυτέρα* τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς, ἡ ἠλεκτροστ. μονὰς ἀντιστάσεως 9.10^{20} φορὰς *μεγαλυτέρα* τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς καὶ ἡ ἠλετκροστ. μονὰς χωρητικότητος 9.10^{20} φορὰς *μικροτέρα* τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς.

Συναντῶμεν λοιπὸν κατὰ τὴν ἔρευναν τῶν ἠλεκτρικῶν καὶ μαγνητικῶν φαινομένων ποσόν τι, *τὸ ὁποῖον ἔχει τὰς διαστάσεις ταχύτητος, καὶ τοῦ ὁποίου ἡ τιμὴ εἶναι ἴση πρὸς τὴν τιμὴν τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν*. Ἡ βαθυτέρα σημασία τοῦ γεγονότος τούτου δὲν εἶναι ἀνάγκη νὰ ἐξαρθῇ. Ἀφοῦ ἡ τιμὴ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς χαρακτηρίζει τὰς ἰδιότητας τοῦ ὑποθετικοῦ μέσου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου τὸ φῶς διαδίδεται, καὶ τὴν τιμὴν ταύτην ἀνευρίσκομεν εἰς τὸν ἠλεκτρισμὸν εἰς ποσὸν ἔχον τὰς διαστάσεις ταχύτητος, *πρέπει τὸ αὐτὸ μέσον νὰ εἶναι ὁ φορεὺς τῶν φωτεινῶν καὶ μαγνητικῶν φαινομένων*. Ὁ Maxwell ἐξήγαγε θεωρητικῶς τὸ συμπέρασμα ὅτι διαταραχαὶ τῶν ἠλεκτρικῶν καὶ μαγνητικῶν πεδίων πρέπει νὰ διαδίδωνται μὲ πεπερασμένην ταχύτητα, ἴσην πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός, ὅτι δὲ τοῦτο πράγματι συμβαίνει ἀπέδειξε πειραματικῶς, καθὼς θὰ ἴδωμεν, ὁ Hertz.

Σήμερον δὲν ὑπάρχει πλέον ἀμφιβολία ὅτι τὰ ὀπτικὰ φαινόμενα εἶναι ἁπλῶς μερικαὶ περιπτώσεις τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν φαινομένων καὶ ὅτι μόνον εἰς τὴν ὕπαρξιν τοῦ εἰδικοῦ αἰσθητηρίου τῆς ὁράσεως ὀφείλεται ἡ ὑπαγαγωγὴ αὐτῶν εἰς ἰδίαν ὁμάδα, ἀκριβῶς ὅπως ἡ εἰς ἰδίαν ὁμάδα ὑπαγωγὴ τῶν ἀκουστικῶν φαινομένων, τὰ ὁποῖα εἶναι μερικαὶ περιπτώσεις τῶν φαινομένων τῆς ἐλαστικότητος τῆς ὕλης, εἶναι ἐντελῶς *ὑποκειμενικὴ* καὶ ὀφείλεται εἰς τὴν ὕπαρξιν τοῦ αἰσθητηρίου τῆς ἀκοῆς.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΗΛΕΚΤΡΙΚΑΙ ΕΚΚΕΝΩΣΕΙΣ

§ 1045. ***Ἠλεκτρικὸς σπινθήρ.*** Εἰς τὴν § 896 ὑπεδείχθη ὅτι, ὅταν εἰς φορτισμένον ἀγωγὸν πλησιάσωμεν ἄλλον ἀγωγόν, παρατηροῦμεν μετάβασιν ραγδαίαν ἠλεκτρισμοῦ ἀπὸ τοῦ πρώτου εἰς τὸν δεύτερον συνοδευομένην ἀπὸ λάμψιν καὶ κρότον, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν *ἠλεκτρικὸν σπινθῆρα*. Ἡ δι' ἠλεκτρικοῦ σπινθῆρος μετάβασις ἠλεκτρικοῦ φορτίου ἀπὸ ἀγωγοῦ εἰς ἀγωγὸν ἀποτελεῖ μερικὴν περίπτωσιν σειρᾶς φαινομένων, τὰ ὁποῖα περιλαμβάνομεν ὑπὸ τὸ γενικὸν ὄνομα τῶν *ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων* καὶ τὰ ὁποῖα συνίστανται εἰς μετακίνησιν ἠλεκτρικῶν φορτίων χωρὶς τὴν μεσολάβησιν στερεοῦ ἢ ὑγροῦ ἀγωγοῦ.

Ἡ φαινομενολογικὴ ἔρευνα τῆς διὰ σπινθῆρος ἐκκενώσεως συνίσταται εἰς τὴν εὕρεσιν τῆς σχέσεως τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ τῶν δύο ἀγωγῶν, τοῦ σχήματος αὐτῶν καὶ τοῦ μήκους τοῦ σπινθῆρος, εὑρίσκεται δὲ ἡ σχέσις αὕτη κατὰ τοὺς ἑξῆς δύο τρόπους. Εἴτε διατηροῦμεν μεταξὺ δύο ἀγωγῶν (ἠλεκτροδίων) ἀμετάβλητον διαφορὰν δυναμικοῦ καὶ ἐλαττώνομεν βαθμηδὸν τὴν ἀπόστασιν αὐτῶν μέχρις ὅτου ἐπέλθῃ ἡ διὰ σπινθῆρος ἐκκένωσις, εἴτε διατηροῦμεν ἀμετάβλητον τὴν ἀπόστασιν αὐτῶν καὶ αὐξάνομεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ μετροῦντες συγχρόνως αὐτὴν δι' ἠλεκτρομέτρου, μέχρις ὅτου παραχθῇ σπινθήρ.

Ἐκ τῶν ἐρευνῶν τούτων προέκυψεν ὅτι ἡ σχέσις εἶναι πολύπλοκος, ὅτι ὑπὸ δοθεῖσαν διαφορὰν δυναμικοῦ τὸ μῆκος τοῦ σπινθῆρος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ γεωμετρικὸν σχῆμα τῶν ἠλεκτροδίων, ἂν π. χ. αἱ πρὸς ἀλλήλας ἐστραμμέναι ἐπιφάνειαι εἶναι σφαιρικαὶ ἀπὸ τὰς ἀκτῖνας αὐτῶν, (μεγαλύτερον μῆκος σπινθῆρος ὅταν ἡ ἀκτὶς εἶναι μικροτέρα) καί, ἂν αἱ σφαιρικαὶ ἐπιφάνειαι ἔχουν διαφόρους ἀκτῖνας, εἶναι διάφορον ὅταν ἡ μικροτέρα σφαῖρα ἔχῃ τὸ ἀνώτερον δυναμικὸν καὶ διάφορον ὅταν ἔχῃ τὸ χαμηλότερον. Οὕτω εἰς τὴν ἄκραν περίπτωσιν ἀκίδος (ἀκτὶς καμπυλότητος μηδὲν) ἀπέναντι ἐπιπέδου δίσκου (ἀκτὶς καμπυλότητος ἄπειρος) ἠμποροῦμεν νὰ ἔχωμεν ὑπὸ δοθεῖσαν διαφορὰν δυναμικοῦ πολὺ μεγαλύτερον σπινθῆρα ὅταν θετικὸν ἠλεκτρόδιον εἶναι ἡ ἀκίς, ἂν δὲ ἡ ἀπόστασις τῶν ἠλεκτροδίων εἶναι σταθερά, χρειάζεται μικροτέρα διαφορὰ δυνα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μικοῦ διὰ νὰ παραχθῇ σπινθὴρ ὅταν ἡ ἀκὶς εἶναι τὸ θετικὸν ἠλεκτρόδιον. Ἐπίσης χρειάζεται μικροτέρα διαφορὰ δυναμικοῦ διὰ νὰ ἐπέλθῃ ἐκκένωσις ὅταν φωτίζεται ὁ μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων χῶρος μὲ ὑπεριῶδες φῶς (πρβλ. § 1050.)

Ἂν παραστήσωμεν γραφικῶς ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τὴν σχέσιν τοῦ μήκους τοῦ σπινθῆρος πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ λαμβάνομεν τὴν *χαρακτηριστικὴν καμπύλην* τῆς ἐκκενώσεως.

Ἡ καμπύλη εἶναι ἀνιοῦσα καί, ἂν ἡ ἀπόστασις τῶν ἠλεκτροδίων εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη, κατὰ προσέγγισιν εὐθύγραμμος· ὅταν δηλ. ἡ ἀπόστασις τῶν ἠλεκτροδίων αὐξάνεται, αὐξάνεται ἀναλόγως ἡ διὰ τὴν παραγωγὴν σπινθῆρος ἀπαιτουμένη διαφορὰ δυναμικοῦ. Διὰ τοῦτο ἠμποροῦμεν ἐκ τοῦ μήκους τοῦ σπινθῆρος νὰ ἐκτιμήσωμεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ δύο ἀγωγῶν ἢ καί, συνδέοντες τοὺς ἀγωγούς, π. χ. τοὺς δύο ὁπλισμοὺς πυκνωτοῦ, μέ δύο μονωμένας σφαίρας, ἠμποροῦμεν διὰ τῆς μεταβολῆς τῆς ἀποστάσεως τῶν σφαιρῶν νὰ ρυθμίσωμεν τὴν μεγίστην διαφορὰν δυναμικοῦ, ὑπὸ τὴν ὁποίαν οἱ ἀγωγοὶ φορτίζονται (πρβλ. σχ. 621, 622).

Τὸ φαινόμενον τῆς παραγωγῆς ἠλεκτρικοῦ σπινθῆρος εἶναι κατὰ τὰ ἀνωτέρω πολύπλοκον καὶ ἐντελῶς ἀκατάλληλον διὰ νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς κατανόησιν τῶν θεμελιωδῶν νόμων τῆς ἐκκενώσεως.

Ἀξιοσημείωτον εἶναι ὅτι ἡ χαρακτηριστικὴ καμπύλη, διὰ πολὺ μικρὰς τιμὰς τῆς ἀποστάσεως τῶν ἠλεκτροδίων παύει ἐμφανῶς νὰ εἶναι εὐθύγραμμος. Ἐκ τούτου συμπεραίνομεν ὅτι τὸ κυρίως ἐνδιαφέρον μέρος τῆς καμπύλης εἶναι ἀκριβῶς τοῦτο, ὅτι δηλ. πρέπει νὰ ἐρευνήσωμεν τὴν σχέσιν διαφορᾶς δυναμικοῦ καὶ μήκους σπινθῆρος κυρίως διὰ πολὺ μικρὰ μήκη σπινθῆρος.

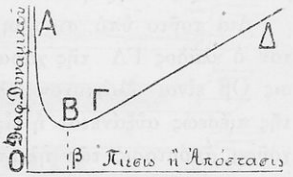
Ἡ ἔρευνα αὕτη παρουσιάζει σημαντικὰς καὶ ἴσως ἀνυπερβλήτους τεχνικὰς δυσκολίας. Εὐτυχῶς ἠμποροῦμεν νὰ ἀναγάγωμεν αὐτὴν εἰς τὴν μέτρησιν τῆς σχέσεως διὰ μεγαλυτέρας ἀποστάσεις τῶν ἠλεκτροδίων στηριζόμενοι εἰς τὴν παρατήρησιν, ὅτι ὑπὸ δοθεῖσαν διαφορὰν δυναμικοῦ τὸ μῆκος τοῦ σπινθῆρος εἶναι ἐν γένει μεγαλύτερον ὅταν ἡ πίεσις τοῦ μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων ἀερίου εἶναι μικροτέρα. Οὕτω ἀγόμεθα εἰς τὴν ἐξέτασιν τῆς ἐκκενώσεως ἐντὸς ἀραιῶν ἀερίων, ἡ ὁποία ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ κατὰ τοὺς ἑξῆς δύο τρόπους. Εἴτε δηλ. διατηροῦμεν ἀμετάβλητον τὴν ἀπόστασιν τῶν ἠλεκ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τροδίων, εὑρισκομένων ἐντὸς ἀεροστεγοῦς δοχείου, καὶ ἐλαττώνοντες βαθμηδὸν τὴν πίεσιν μετροῦμεν ἑκάστοτε τὴν διὰ τὴν παραγωγὴν σπινθῆρος ἀναγκαίαν διαφορὰν δυναμικοῦ, εἴτε μεταβάλλομεν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν τὴν ἀπόστασιν τῶν ἠλεκτροδίων καὶ προσδιορίζομεν τὴν χαρακτηριστικὴν καμπύλην.

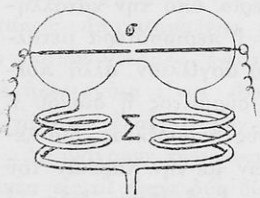
Τὴν ἐξάρτησιν τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ ἀπὸ τὴν πίεσιν διὰ σταθερὰν ἀπόστασιν τῶν ἠλεκτροδίων παρέχει τὸ διάγραμμα 696. Ὅταν ἐλαττώνομεν τὴν πίεσιν, παρατηροῦμεν ὅτι κατ' ἀρχὰς ἡ δ. δ. ἐπίσης ἐλαττώνεται, μέχρις ὅτου διὰ τιμήν τινα τῆς πιέσεως γίνῃ ἐλαχιστη (σημεῖον Β). Ἐντεῦθεν, ἂν ἡ πίεσις ἀκόμη περισσότερον ἐλαττωθῇ, ἡ δ. δ. αὐξάνεται.

Ἀλλὰ καὶ ἡ ἐξάρτησις τῆς δ. δ. ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν τῶν ἠλεκτροδίων ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν παρέχεται ἀπὸ καμπύλην (χαρακτηριστικὴν καμπύλην) τῆς ἰδίας μορφῆς. Ἂν δηλ. *ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν* ἐλαττώνωμεν τὴν ἀπόστασιν τῶν ἠλεκτροδίων, κατ' ἀρχὰς ἡ διὰ τὴν παραγωγὴν σπινθῆρος ἀπαιτουμένη δ. δ. ἐλαττώνεται μέχρις ὅτου διά τινα ἀπόστασιν τῶν ἠλεκτροδίων λάβῃ ἐλαχίστην τιμὴν (σημεῖον Β). Ἐντεῦθεν, ἂν ἡ ἀπόστασις τῶν ἠλεκτροδίων ἀκόμη περισσότερον ἐλαττώνεται, ἀπαιτεῖται διὰ νὰ παραχθῇ σπινθὴρ διαρκῶς μεγαλυτέρα δ. δ.



Σχ. 696.

Οὕτω καταλήγομεν εἰς τὸ ἐκ πρώτης ὄψεως παράδοξον ἀποτέλεσμα, ὅτι διαφορὰ δυναμικοῦ, ἱκανὴ νὰ προκαλέσῃ σπινθῆρα μεταξὺ ἠλεκτροδίων εὑρισκομένων εἰς ἀπόστασίν τινα ἀπ' ἀλλήλων, δὲν ἐπαρκεῖ πλέον ἂν τὰ ἠλεκτρόδια πλησιάσουν περισσότερον. Εἰς τὸ συμπέρασμα τοῦτο ἔφθασε θεωρητικῶς ὁ J J. Thomson, πειραματικῶς δὲ δεικνύομεν ὅτι οὕτω πράγματι συμβαίνει διὰ τῆς ἑξῆς συσκευῆς (Hittorf). Δύο ὑάλιναι σφαῖραι (σχ. 697) συνδέονται πρὸς ἀλλήλας διὰ τοῦ βραχέος σωλῆνος σ καὶ διὰ τοῦ πολὺ μακροτέρου Σ. Ἐντὸς τῶν σφαιρῶν ὑπάρχουν, ἀεροστεγῶς συντετηγμένα, δύο σύρ-



Σχ. 697.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ματα, τὰ ὁποῖα εἰσερχόμενα ἐντὸς τοῦ σωλῆνος σ καταλήγουν εἰς ἀπόστασιν ἀπ' ἀλλήλων μικροτέραν τοῦ 1mm. Ἂν συνδέσωμεν τὰ δύο ἠλεκτρόδια μὲ τὸ δευτερεῦον πηνίον συσκευῆς Ruhmkorff, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἐκκένωσις (σπινθὴρ) γίνεται μεταξὺ τῶν ἄκρων τῶν συρμάτων ἐντὸς τοῦ σωλῆνος σ. Ἂν τώρα συνδέσωμεν τὴν συσκευὴν μὲ ἀεραντλίαν καὶ ἀφαιροῦμιεν βαθμηδὸν τὸν ἀέρα, παρατηροῦμεν ὅτι, ὅταν ἡ πίεσις γίνῃ ἀρκετὰ μικρά, ἐκλείπει ὁ σπινθὴρ εἰς τὸν σωλῆνα σ καὶ ἡ ἐκκένωσις γίνεται διὰ τοῦ μακροῦ σωλῆνος Σ, τὸ ἐντὸς τοῦ ὁποίου ἀέριον ἀκτινοβολεῖ.

Ἐκ σειρᾶς μετρήσεων συνήγαγεν ὁ Paschen τὸν νόμον, ὅτι ἡ διὰ τὴν παραγωγὴν σπινθῆρος ἀπαιτουμένη δ. δ. *ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν τιμὴν τοῦ γινομένου τῆς πιέσεως ἐπὶ τὴν ἀπόστασιν τῶν ἠλεκτροδίων*, ἐφ' ὅσον ἡ γεωμετρικὴ μορφὴ τῶν ἠλεκτροδίων καὶ τὸ διάμεσον ἀέριον παραμένουν τὰ αὐτά.

Διὰ τοῦτο ὑπὸ συνήθη ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν παρατηρεῖται μόνον ὁ κλάδος ΓΔ τῆς χαρακτηριστικῆς καμπύλης ἐπειδὴ ἡ ἀπόστασις Οβ εἶναι ἐλάχιστον κλάσμα τοῦ χιλιοστομέτρου. Ἐλαττουμένης τῆς πιέσεως αὐξάνεται ἡ εἰς τὴν ἐλαχίστην τιμὴν τῆς δ. δ. ἀντιστοιχοῦσα ἀπόστασις τῶν ἠλεκτροδίων

§ 1046. ***Ἐκκένωσις δι' ἀραιῶν ἀερίων.*** Ἰδιαιτέραν σημασίαν ἔχει διὰ τὴν κατανόησιν τῆς φύσεως τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἡ μελέτη τῶν ἐκκενώσεων ἐντὸς ἀερίων ὑπὸ μικρὰν πίεσιν καὶ τῆς ἀγωγιμότητος τῶν ἀερίων ἐν γένει.

Τὰς ἐκκενώσεις ἐντὸς ἀερίων ὑπὸ μικρὰν πίεσιν ἐρευνῶμεν μὲ τὴν βοήθειαν τῶν λεγομένων *ἀεροκένων σωλήνων*, ὑαλίνων δοχείων οἱουδήποτε σχήματος, τὰ ὁποῖα περιέχουν ἀέρια ὑπὸ τὴν κατάλληλον πίεσιν καὶ φέρουν εἰς τὸ ἐσωτερικὸν δύο ἢ περισσότερα μετάλλινα ἠλεκτρόδια. Τὰ ἠλεκτρόδια, συνήθως ἀπὸ ἀργίλλιον ἀλλὰ πολλάκις καὶ ἀπὸ ἄλλο μέταλλον, ἔχουν σχῆμα σύρματος ἢ δίσκου ἢ σφαίρας, συγκοινωνοῦν δὲ μὲ τοὺς ἐξωτερικοὺς ἀκροδέκτας διὰ λεπτῶν συρμάτων ἐκ λευκοχρύσου συντετηγμένων μὲ τὴν παρειὰν τοῦ δοχείου. Ἡ χρησιμοποίησις τοῦ λευκοχρύσου ἐπιβάλλεται διότι ὁ θερμικὸς αὐτοῦ συντελεστὴς διαστολῆς εἶναι περίπου ἴσος πρὸς τὸν τῆς ὑάλου.

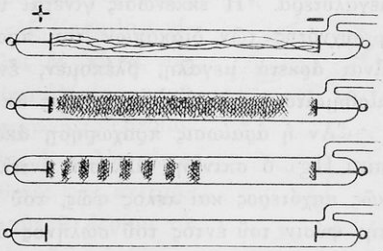
Τὰ ἐξωτερικὰ ἠλεκτρόδια συνδέομεν μὲ τὰ ἄκρα τοῦ δευτερεύον-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τος πηνίου ἐπαγωγικῆς συσκευῆς τοῦ Ruhmkorff καὶ παρατηροῦμεν τὴν μορφὴν τῆς ἐκκενώσεως μεταβάλλοντες ἐνδεχομένως τὴν πίεσιν τοῦ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ἀερίου.

Τὸ πηνίον τοῦ Ruhmkorff εἶναι τὸ προχειρότατον μέσον παραγωγῆς ρευμάτων ὑψηλῆς τάσεως, ὁποῖα χρειάζονται διὰ νὰ παραχθοῦν αἱ ἐνδιαφέρουσαι ἡμᾶς ἐκκενώσεις. Ἐν τούτοις ἡ διαρκῶς μεταβαλλομένη φορὰ τοῦ ρεύματος μᾶς ἐμποδίζει νὰ ἀναγνωρίσωμεν σαφῶς τὰς χαρακτηριστικωτάτας διαφορὰς μεταξὺ ἀνόδου καὶ καθόδου, ἐπίσης δὲ ἡ διαρκὴς μεταβολὴ τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ εἰς τοὺς ἀκροδέκτας τοῦ σωλῆνος καθιστᾷ ἀδύνατον τὸν διὰ τῶν συνήθων μέσων προσδιορισμὸν τῆς χαρακτηριστικῆς καμπύλης.

Διὰ τοῦτο πρὸς σπουδὴν τῶν ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων διαβιβάζομεν διὰ τοῦ σωλῆνος ρεῦμα *συνεχὲς* ὑψηλῆς τάσεως προερχόμενον ἀπὸ συστοιχίαν συσσωρευτῶν. Τὰ στοιχεῖα δὲν εἶναι ἀνάγκη νὰ εἶναι μεγάλα, διότι τὰ ρεύματα ἔχουν ἐν γένει πολὺ μικρὰν ἔντασιν, πρέπει ὅμως νὰ εἶναι *πολλὰ* διὰ νὰ παρέχῃ ἡ συστοιχία μεγάλην ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν. Συνήθως χρησιμοποιοῦνται συστοιχίαι ἀπὸ 1600 στοχεῖα παρέχουσαι περίπου 3200 Volt. Ἐννοεῖται ὅτι διὰ τὴν μόνωσιν τῶν στοιχείων καὶ τῶν ἀγωγῶν πρέπει νὰ ληφθοῦν ἐντελῶς ἐξαιρετικὰ μέτρα.



Σχ. 698

Πρὸς ρύθμισιν τῆς ἐντάσως τοῦ ρεύματος μεταχειριζόμεθα ἀντιστάσεις ἀποτελουμένας ἀπὸ διάλυμα CdJ_2 ἐντὸς ὀξεικοῦ ἀμυλίου τὸ ὁποῖον θέτομεν ἐντὸς μακροῦ καὶ στενοῦ σωλῆνος σχήματος υ. Τὰ ἠλεκτρόδια εἶναι ἀπὸ Cd καὶ βυθίζοντες αὐτὰ περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον ἐλαττώνομεν ἢ αὐξάνομεν τὴν ἀντίστασιν.

Λαμβάνομεν τώρα σωλῆνα ὑάλινον εὐθὺν καὶ ἀρκετὰ πλατὺν φέροντα εἰς τὰ ἄκρα δύο δίσκους ἐξ ἀργιλλίου ὡς ἠλεκτρόδια (σχ. 698) καὶ θέτοντες αὐτὸν εἰς συγκοινωνίαν μὲ ἀεραντλίαν συνδέομεν τοὺς δύο ἀκροδέκτας μὲ τοὺς πόλους τοῦ δευτερεύοντος πηνίου ἐπαγωγικῆς συσκευῆς Ruhmkorff οἱ ὁποῖοι συγχρόνως συνδέονται μὲ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τοὺς δύο ἀγωγοὺς *ἐκκενωτοῦ*, δηλ. μὲ δύο μονωμένα στελέχη καταλήγοντα εἴτε εἰς σφαίρας, εἴτε εἰς ἀκίδα καὶ δίσκον (*), τῶν ὁποίων τὴν ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασιν ἠμποροῦμεν νὰ μεταβάλλωμεν κατὰ βούλησιν. Τὴν ἀπόστασιν τῶν ἀγωγῶν τοῦ ἐκκενωτοῦ λαμβάνομεν ἀρκετὰ μικροτέραν τῆς ἀποστάσεως τῶν δύο ἠλεκτροδίων τοῦ σωλῆνος καὶ μικροτέραν ἐπίσης τοῦ ὑπὸ τοῦ πηνίου παρεχομένου μήκους σπινθῆρος.

Ὅταν ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ σωλῆνος εἶναι μεγάλη, π. χ. ἀτμοσφαιρική, ὁ σπινθὴρ παράγεται μεταξὺ τῶν ἀγωγῶν τοῦ ἐκκενωτοῦ. Ἐφ' ὅσον ὅμως ἡ ἀραίωσις τοῦ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ἀερίου προχωρεῖ, ἔρχεται στιγμὴ κατὰ τὴν ὁποίαν παύει ὁ σπινθὴρ νὰ παράγεται μεταξὺ τῶν ἀγωγῶν τοῦ ἐκκενωτοῦ καὶ ἡ ἐκκένωσις γίνεται μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων τοῦ σωλῆνος, ἂν καὶ ἡ ἀπόστασις αὐτῶν εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα. Ἡ ἐκκένωσις γίνεται ὑπὸ μορφὴν σπινθῆρος, καί, ἂν ἡ συχνότης τῶν διακοπῶν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος τοῦ πηνίου εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη, βλέπομεν, ἕνεκα τῆς διαρκείας τοῦ ὀπτικοῦ αἰσθήματος, πολλοὺς συγχρόνους σπινθῆρας (Σχ. 698 I).

Ἂν ἡ ἀραίωσις προχωρήσῃ ἀκόμη περισσότερον (πίεσις ὀλίγων mm Hg) ὁ σπινθὴρ ἀλλάσει ἐντελῶς μορφήν. Γίνεται δηλ. διαρκῶς παχύτερος καὶ τέλος φῶς, τοῦ ὁποίου τὸ χρῶμα ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ἀερίου, γεμίζει σχεδὸν ὁλόκληρον τὸν σωλῆνα.

Ἀπὸ τοῦ σημείου τούτου τὰ περὶ τὴν κάθοδον φαινόμενα εἶναι *αἰσθητῶς* διάφορα τῶν περὶ τὴν ἄνοδον καὶ διὰ τοῦτο περιγράφομεν αὐτὰ ὅπως παρουσιάζονται, ὅταν διὰ τοῦ σωλῆνος διαβιβάζομεν *συνεχὲς* ρεῦμα ὑψηλῆς τάσεως.

Περὶ τὴν ἄνοδον (σχ. 698, II) ὑπάρχει λεπτὴ φωτοβολοῦσα στιβάς, ἡ ὁποία χωρίζεται διὰ λεπτῆς σκοτεινῆς στιβάδος τοῦ *ἀνοδικοῦ σκοτεινοῦ χώρου* ἀπὸ τὴν κυρίως φωτοβολοῦσαν στήλην, τὴν ὀνομαζομένην *θετικὴν στήλην*.

Ἡ θετικὴ στήλη χωρίζεται ἀπὸ τὴν κάθοδον διὰ τοῦ *καθοδικοῦ σκοτεινοῦ χώρου ἢ σκοτεινοῦ χώρου τοῦ Faraday*, ὁ ὁποῖος ἔχει

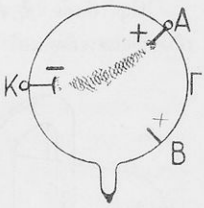
(*) Ὅταν οἱ ἀγωγοὶ εἶναι ἀκὶς καὶ δίσκος συνδέομεν τὸν ἀρνητικὸν πόλον μὲ τὸν δίσκον καὶ τὸν θετικὸν μὲ τὴν ἀκίδα (πρβλ. § 1043)

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἔκτασιν πολὺ μεγαλυτέραν ἀπὸ τὸν ἀνοδικόν, καὶ τέλος περὶ τὴν κάθοδον ἔχομεν πάλιν λεπτὴν φωτεινὴν στιβάδα, ἐντὸς τῆς ὁποίας διακρίνεται λεπτὴ ὀλιγώτερον φωτεινὴ στιβάς, ὁ σκοτεινὸς χῶρος τοῦ Crookes ἢ Hittorf (πρβλ. σχ. 713).

Ἂν ἡ πίεσις ἐλαττωθῇ ἀκόμη περισσότερον, ὁ σκοτεινὸς χῶρος τοῦ Faraday γίνεται μεγαλύτερος συγχρόνως δὲ ἡ φωτεινὴ θετικὴ στήλη διασπᾶται εἰς πλῆθος στρωμάτων ἐναλλὰξ φωτεινῶν καὶ σκοτεινῶν (σχ. 698 III). Οἱ ἀερόκενοι σωλῆνες, εἰς τοὺς ὁποίους ἡ ἐκκένωσις εὑρίσκεται εἰς τὰ δύο ταῦτα στάδια, ὀνομάζονται *σωλῆνες Geissler*. Τὸ φῶς αὐτῶν ἀναλυόμενον μᾶς δίδει τὸ χαρακτηριστικὸν φάσμα ἐκπομπῆς τῶν ἐντὸς αὐτῶν ἀερίων (πρβλ. § 698).

Ἐφ' ὅσον ἡ ἀραίωσις προχωρεῖ (πίεσις μικροτέρα τοῦ 1 mm Hg) ἡ θετικὴ στήλη μετακινεῖται πρὸς τὴν ἄνοδον, αἱ πρὸς τὴν ἄνοδον φωτειναὶ στιβάδες διαδοχικῶς ἐξαφανίζονται καὶ ὁ σκοτεινὸς χῶρος τοῦ Faraday γίνεται διαρκῶς μεγαλύτερος, τέλος δὲ (πίεσις περίπου 0,01 mm Hg) καταλαμβάνει ὁλόκληρον τὸν σωλῆνα (σχ. 698). Ἡ χαρακτηριστικὴ τοῦ ἀερίου φωτοβολία παύει πλέον καὶ ὅλος ὁ σωλὴν εἶναι φωτισμένος μὲ ὑποκύανον ἀσθενὲς φῶς ἀνεξαρτήτως τῆς φύσεως τοῦ ἐντὸς αὐτοῦ ἀερίου τὰ δὲ τοιχώματα αὐτοῦ, ἰδίως τὰ ἀκριβῶς ἀπέναντι τῆς *καθόδου*, φωσφορίζουν ἐκπέμποντα φῶς συνήθως κιτρινοπράσινον, τοῦ ὁποίου τὸ χρῶμα ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὸ εἶδος τῆς ὕάλου.



Σχ. 699

Ὅταν ἡ ἐκκένωσις ἔχῃ τὴν μορφὴν ταύτην, οἱ σωλῆνες ὀνομάζονται *σωλῆνες τοῦ Crookes*.

§ 1047. ***Καθοδικαὶ ἀκτῖνες***. Ὁ φωσφορισμὸς τῶν ἀπέναντι τῆς καθόδου τοιχωμάτων τῶν σωλήνων τοῦ Crookes δεικνύει ὅτι κάτι τι ἐκπέμπεται ἀπὸ τὴν κάθοδον, τὸ ὁποῖον προσπίπτον ἐπὶ τῆς ὕάλου διεγείρει αὐτὴν εἰς φωσφορισμόν. Τὸ φαινόμενον σπουδάζομεν ἀπὸ τῆς ἀπόψεως αὐτῆς καλλίτερον μὲ τὴν βοήθειαν σφαίρας (σχ. 699) ἡ ὁποία ἔχει μίαν κάθοδον Κ καὶ δύο ἀνόδους Α, Β μὴ εὑρισκομένας ἀπέναντι τῆς καθόδου.

Ἂν συνδέσωμεν τὴν κάθοδον μὲ τὸν ἀρνητικὸν πόλον πηγῆς ὑψηλῆς τάσεως, καὶ τὴν μίαν τῶν ἀνόδων, ἔστω τὴν Α, μὲ τὸν θε-

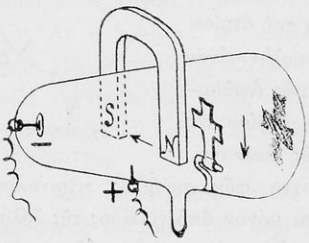
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τικὸν καὶ ἀρχίσωμεν νὰ ἀφαιροῦμεν τὸν ἀέρα ἐκ τῆς συσκευῆς, παρατηροῦμεν κατ' ἀρχὰς σπινθῆρας μεταξὺ Κ καὶ Α, οἱ ὁποῖοι βαθμηδόν, ὅπως καὶ εἰς τὸν εὐθὺν σωλῆνα, γίνονται παχύτεροι καὶ τέλος ἡ ἐκκένωσις λαμβάνει τὴν χαρακτηριστικὴν μορφὴν τοῦ τύπου Geissler. Ἡ θετικὴ στήλη κατευθύνεται ἀπὸ τὴν ἄνοδον πρὸς τὴν κάθοδον.

Ὅτι ἔχομεν *ρεῦμα ἠλεκτρικὸν* κατὰ τὴν ἐκκένωσιν ταύτην ἀποδεικνύομεν πλησιάζοντες μαγνήτην, ὅτε παρατηροῦμεν ὅτι ἡ φωτεινὴ στήλη ἐκτρέπεται ἀκριβῶς ὅπως θὰ ἐξετρέπετο εὔκαμπτος ἀγωγὸς συνδέων τὰ δύο ἠλεκτρόδια καὶ διαρρεόμενος ἀπὸ ρεῦμα μὲ φορὰν ἀπὸ τῆς ἀνόδου πρὸς τὴν κάθοδον.

Ἂν ἀντὶ τοῦ ἠλεκτροδίου Α συνδέσωμεν τὸ Β μὲ τὸν θετικὸν πόλον τῆς πηγῆς, ἡ ἐκκένωσις γίνεται μεταξὺ Κ καὶ Β, ἡ φωτεινὴ δηλ. στήλη συνδέει τὰ ἠλεκτρόδια Κ καὶ Β.

Ἐφ' ὅσον ἡ ἀραίωσις προχωρεῖ παρατηροῦμεν τὴν ἐμφάνισιν τῶν φωτεινῶν καὶ σκοτεινῶν στρωμάτων τῆς θετικῆς στήλης, ἡ ὁποία συγχρόνως γίνεται καὶ παχυτέρα.



Σχ. 700

Ὁ σκοτεινὸς χῶρος τοῦ Faraday διαρκῶς γίνεται μεγαλύτερος καὶ τέλος, ἐν ὅσῳ ἀκόμη ὑπάρχουν τὰ τελευταῖα στρώματα τῆς θετικῆς στήλης, ἐμφανίζεται ὁ κιτρινοπράσινος φωσφορισμός, εἰς τὸ μέρος Γ τοῦ σωλῆνος, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται ἀκριβῶς ἀπέναντι τῆς καθόδου καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζεται *ἀντικάθοδος*. Ὅταν τέλος ἡ ἀραίωσις τοῦ ἀερίου προχωρήσῃ τόσον, ὥστε νὰ ἐξαφανισθοῦν καὶ τὰ τελευταῖα ἴχνη τῆς θετικῆς στήλης, διακρίνομεν ἐκπεμπομένην ἐκ τῆς καθόδου ἀκτινοβολίαν, ἡ ὁποία διευθύνεται εὐθυγράμμως πρὸς τὴν ἀπέναντι παρειὰν τοῦ σωλῆνος *ἀνεξαρτήτως τῆς θέσεως τῆς ἀνόδου*. Τὴν ἀκτινοβολίαν ταύτην ὀνομάζομεν *καθοδικήν*.

Ὅτι ἡ ἀκτινοβολία αὕτη διαδίδεται εὐθυγράμμως ἀποδεικνύομεν διὰ σωλῆνος Crookes (σχ. 700) εἰς τὸν ὁποῖον ἀπέναντι τῆς καθόδου ὑπάρχει ἐλαφρὸς ἀρθρωτὸς μετάλλινος σταυρός. Ἂν συνδέ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

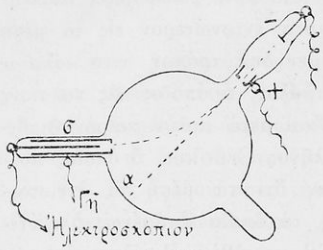
σωμεν τὴν κάθοδον μὲ τὸν ἀρνητικὸν πόλον πηγῆς, τὴν δὲ ἄνοδον, τῆς ὁποίας, καθὼς ἤδη γνωρίζομεν, ἡ θέσις εἶναι ἀδιάφορος, μὲ τὸν θετικόν, παρατηροῦμεν εἰς τὸ φωσφορίζον τοίχωμα τὴν σκιὰν τοῦ σταυροῦ. Ἂν τώρα δι' ἐλαφρᾶς κινήσεως τοῦ σωλῆνος ρίψωμεν κάτω τὸν ἀρθρωτὸν σταυρόν, φωσφορίζει ὁλόκληρον τὸ ἀπέναντι τοίχωμα, καὶ μάλιστα ἐντονώτερον εἰς τὰ μέρη ὅπου πρὶν ἦτο ἡ σκιά. Παρατηροῦμεν δηλ. τρόπον τινὰ *κάματον* τῆς ἐκτεθείσης εἰς τὴν ἀκτινοβολίαν ὕάλου, ὁ ὁποῖος εἰς παλαιοὺς σωλῆνας γίνεται χρόνιος. Ἂν δηλ. καὶ μετὰ πολὺν καιρὸν διαβιβάσωμεν ἐκκένωσιν διὰ τοιούτου σωλῆνος Crookes, ὁ ὁποῖος πολλάκις ἐχρησιμοποιήθη, παρατηροῦμεν ὅτι τὰ μέρη τὰ ἀντιστοιχοῦντα εἰς τὴν σκιὰν τοῦ σταυροῦ, τὰ ὁποῖα ἐπομένως ὀλιγώτερον τῶν ἄλλων ἔχουν ἐκτεθῇ κατὰ τὸ παρελθὸν εἰς τὴν καθοδικὴν ἀκτινοβολίαν, φωσφορίζουν ἐντονώτερον.

Τὸ φαινόμενον τῆς σκιᾶς δικαιολογεῖ τὴν ἐκδοχὴν ὅτι ἡ καθοδικὴ ἀκτινοβολία ἀποτελεῖται *ἀπὸ διακεκριμένας εὐθυγράμμους ἀκτῖνας*, τὰς ὁποίας ὀνομάζομεν *καθοδικὰς ἀκτῖνας*.

§ 1048. ***Φύσις τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων***. Ἂν πλησιάσωμεν πρὸς τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας μαγνήτην (σχ. 700), παρατηροῦμεν ὅτι αὗται ἐκτρέπονται καὶ τὸ σχῆμα αὐτῶν ἀπὸ εὐθυγράμμου γίνεται καμπύλον, ἡ δὲ ἐκτροπὴ εἶναι τοιαύτη, ὁποία θὰ ἦτο ἂν εἰς τὴν θέσιν τῶν ἀκτίνων ἦτο εὔκαμπτος ἀγωγὸς διαρρεόμενος ἀπὸ ρεῦμα ἠλεκτρικὸν μὲ φορὰν ἐκ τῆς ἀντικαθόδου πρὸς τὴν κάθοδον. Ἰσοδυναμοῦν λοιπὸν αἱ ἀκτῖνες μὲ ρεῦμα ἠλεκτρικὸν ἔχον διεύθυνσιν ἐκ τῆς ἀντικαθόδου πρὸς τὴν κάθοδον. Ἀλλὰ διὰ νὰ ὑπάρχῃ ρεῦμα εἶναι ἀνάγκη νὰ κινῆται ἠλεκτρισμός, εἰς τὴν περίπτωσιν δὲ ταύτην ἡ *κίνησις* δὲν εἶναι δυνατὸν παρὰ νὰ ἔχῃ κατεύθυνσιν ἐκ τῆς καθόδου πρὸς τὴν ἀντικάθοδον. Ἀγόμεθα λοιπὸν εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ καθοδικὴ ἀκτινοβολία ἀποτελεῖται ἀπὸ *ἀρνητικῶς* ἠλεκτρισμένους φορεῖς, οἱ ὁποῖοι κινοῦνται ἐκ τῆς καθόδου πρὸς τὴν ἀντικάθοδον, ἡ δὲ κίνησις αὕτη τῶν ἀρνητικῶν φορτίων ἰσοδυναμεῖ πρὸς τὴν κίνησιν θετικῶν φορτίων κατ' ἀντίθετον φοράν, δηλ. ἐκ τῆς ἀντικαθόδου πρὸς τὴν κάθοδον. Αἱ καθοδικαὶ ἀκτῖνες εἶναι αἱ *τροχιαὶ* τῶν ἀρνητικῶν τούτων φορτίων. Ἐν τούτοις ὑπὸ τὸν ὅρον *καθοδικαὶ ἀκτῖνες* ἐννοοῦνται συνήθως αὐτοὶ οὗτοι οἱ κινουμένοι ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένοι φορεῖς.

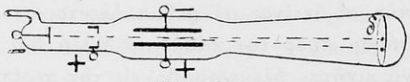
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὅτι πραγματικῶς αἱ καθοδικαὶ ἀκτῖνες εἶναι φορεῖς ἀρνητικοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἀπέδειξεν ὁ Perrin ὡς ἑξῆς. Σωλὴν Crookes (σχ. 701) ἔχει τὴν κάθοδον Κ καὶ ἄνοδον Α ἀποτελουμένην ἀπὸ δίσκον ἐξ ἀργιλλίου φέροντα κεντρικὴν ὀπήν, οὕτως ὥστε αἱ ἐκ τῆς καθόδου προερχόμεναι καθοδικαὶ ἀκτῖνες ἀποτελοῦν λεπτὴν δέσμην, ἡ ὁποία προσπίπτει εἰς τὸ ἀπέναντι τοίχωμα εἰς τὴν θέσιν α. Ἐντὸς πλαγίου σωλῆνος σ ὑπάρχει μετάλλινος σωλὴν συγκοινωνῶν μὲ τὴν γῆν, κατὰ τὸν ἄξονα δὲ τοῦ μεταλλίνου σωλῆνος καὶ μονωμένον ἀπὸ αὐτὸν ὑπάρχει σύρμα μετάλλινον, τὸ ὁποῖον συγκοινωνεῖ μὲ ἠλεκτροσκόπιον. Ἂν διὰ μαγνήτου ἐκτρέψωμεν τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας, οὕτως ὥστε νὰ εἰσέλθουν εἰς τὸν πλάγιον σωλῆνα καὶ νὰ προσπέσουν ἐπὶ τοῦ σύρματος, τὸ ἠλεκτροσκόπιον φορτίζεται, ἐξετάζοντες δὲ τὸ σημεῖον τοῦ φορτίου αὐτοῦ (πρβλ. § 890) εὑρίσκομεν αὐτὸ ἀρνητικόν.



Σχ. 701.

Αἱ καθοδικαὶ ἀκτῖνες ἐκτρέπονται ὄχι μόνον ἀπὸ μαγνητικὰ πεδία ἀλλὰ καὶ ἀπὸ ἠλεκτροστατικά. Τὴν ἐκτροπὴν δεικνύομεν ὡς ἑξῆς. Σωλὴν τοῦ Crookes (σχ. 702) ἔχει κάθοδον καὶ ἄνοδον ὅπως ὁ σωλὴν τοῦ Perrin, οὕτως ὥστε λεπτὴ δέσμη καθοδικῶν ἀκτίνων διαδίδεται κατὰ τὸν ἄξονα αὐτοῦ πέραν τῆς ἀνόδου καὶ διέρχεται μεταξὺ δύο ἐπιπέδων πλακῶν, αἱ ὁποῖαι διὰ συρμάτων ἐκ λευκοχρύσου συγκοινωνοῦν μὲ ἐξωτερικοὺς ἀκροδέκτας. Ἂν, ἐνῷ ὁ σωλὴν λειτουργεῖ, συνδέσωμεν τὰς δύο πλάκας μὲ πηγὴν ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, π. χ. μὲ τοὺς δύο πόλους ἠλεκτροστατικῆς μηχανῆς, παρατηροῦμεν ὅτι αἱ ἀκτῖνες ἀποκλίνουν πρὸς τὸ μέρος τῆς θετικῆς πλακός, ἀπόδειξις ὅτι τὸ φορτίον αὐτῶν εἶναι ἀρνητικόν.


Σχ. 702.

Τὸ φαινόμενον γίνεται εὐκολώτερον ἀντιληπτόν, ἂν ἐντὸς τοῦ σωλῆνος θέσωμεν διάφραγμα δ ἐξ ἀργιλλίου τὸ ὁποῖον καλύπτεται

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀπὸ ἐπίχρισμα ZnS. Τὸ ἐπίχρισμα τοῦτο φωσφορίζει πολὺ ἐντονώτερον τῆς ὑάλου εἰς τὰ μέρη τὰ προσβαλλόμενα ὑπὸ τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων.

§ 1049. ***Μέτρησις τῆς ταχύτητος τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων καὶ τοῦ λόγου e/m τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου πρὸς τὴν μᾶζαν τῶν φορέων.*** Ἐκ τῆς μετρήσεως τῆς ἀποκλίσεως τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν μαγνητικοῦ καὶ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου γνωστῆς ἐντάσεως εἶναι δυνατὸν εὐκόλως νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ταχύτης τῶν φορέων καὶ ὁ λόγος e/m τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου πρὸς τὴν *ἀδρανῆ* μᾶζαν αὐτῶν.

Τὰ ἀποτελέσματα τῶν μετρήσεων τούτων παρουσιάζουν ἐντελῶς ἐξαιρετικὸν ἐνδιαφέρον. Ἡ ταχύτης τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων εὑρίσκεται μεγαλυτέρα οἱασδήποτε γνωστῆς ταχύτητος ὑλικῶν σωμάτων, μεγαλυτέρα καὶ τῶν ἀστρονομικῶν ταχυτήτων, φθάνουσα καὶ ὑπερβαίνουσα τὸ τρίτον ἢ ἥμισυ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός.

Ὁ λόγος e/m εὑρίσκεται ὁ αὐτὸς δι' ὅλας τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας, ἀνεξαρτήτως τοῦ ἀερίου, τὸ ὁποῖον ὑπάρχει ἐντὸς τοῦ σωλῆνος καὶ ἡ τιμὴ αὐτοῦ εἶναι :

$$\frac{e}{m} = 5{,}3 \cdot 10^{17} \text{ ἠλεκτροστατ. CGS} = 1{,}767 \cdot 10^{8} \frac{\text{Coul.}}{\text{gr.}}$$

Εἰς τὸ κατιὸν τοῦ ὑδρογόνου (ἀτομ. βάρος 1,008) ὁ λόγος e/m εἶναι (πρβλ. § 958)

$$\frac{0{,}965.10^{5}}{1{,}008} = 0{,}957 \cdot 10^{5} \frac{\text{Coul.}}{\text{gr.}}$$

καὶ ἐπομένως ὁ λόγος τοῦ φορτίου πρὸς τὴν μᾶζαν εἰς τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας εἶναι

$$1{,}767 \cdot 10^{8} : 0{,}957 \cdot 10^{5} = 1845$$

φορὰς μεγαλύτερος τοῦ ἀντιστοίχου λόγου εἰς τὸ κατιὸν τοῦ ὑδρογόνου, εἰς τὸ ὁποῖον ὁ λόγος ἔχει τὴν μεγίστην διὰ τὰ ὑλικὰ ἰόντα τιμήν.

Διὰ νὰ ἐξηγήσωμεν τὴν μεγάλην ταύτην τιμὴν τοῦ λόγου e/m πρέπει νὰ δεχθῶμεν ἢ ὅτι τὰ σωμάτια τὰ ἀποτελοῦντα τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας ἔχουν μᾶζαν τῆς αὐτῆς τάξεως μεγέθους μὲ τὰς μάζας τῶν ἐκ τῆς χημείας γνωστῶν ἀτόμων ἀλλ' ὅτι τὸ ἠλεκτρικὸν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αὐτῶν φορτίον εἶναι ἀσυγκρίτως μεγαλύτερον τοῦ φορτίου τῶν ἐκ τῆς ἠλεκτρολύσεως γνωστῶν ἰόντων, ἢ ὅτι τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον εἶναι τὸ αὐτὸ στοιχειῶδες φορτίον, τὸ ἀναλογοῦν εἰς μίαν μονάδα συγγενείας τῶν ἠλεκτρολυτικῶν ἰόντων, ἀλλ' ὅτι ἡ μᾶζα τοῦ σωματίου, τοῦ φορέως τοῦ φορτίου τούτου, εἶναι ἀσυγκρίτως μικροτέρα τῆς μάζης οἱουδήποτε ἐκ τῆς χημείας γνωστοῦ ἀτόμου, 2000 περίπου φορὰς μικροτέρα τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου.

Ὅτι ἡ δευτέρα αὕτη ἐκδοχὴ ἀνταποκρίνεται πρὸς τὰ πράγματα ἐδείχθη δι' ἀπ' εὐθείας μετρήσεως τοῦ φορτίου ἑνὸς καὶ μόνου σωματίου (πρβλ. § 1061), τὸ ὁποῖον κατὰ τὰς ἀκριβεστάτας μετρήσεις τοῦ Millikan εὑρέθη

$$e = 4{,}774.10^{-10} \text{ ἠλεκτροστ.} = 1{,}591.10^{-19} \text{ Coul.}$$

Ἡ μᾶζα τοῦ σωματίου εἶναι λοιπὸν

$$m = e.\ \frac{m}{e} = 4{,}774 \,.\, 10^{-10} : 5{,}3 \,.\, 10^{17} = 9 \,.\, 10^{-28} \text{ gr.}$$

Ἀλλ' ἐκ τῆς κινητικῆς θεωρίας τῶν ἀερίων γνωρίζομεν ὅτι εἰς ἓν κυβικὸν ἑκατοστὸν ὑδρογόνου περιέχονται ὑπὸ κανονικὴν πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν (πρβλ. Τ. Α'. § 512) $2{,}76 \,.\, 10^{19}$ μόρια ἤτοι $5{,}52 \,.\, 10^{19}$ ἄτομα. Ἡ μᾶζα ἑνὸς κυβικοῦ ἑκατοστοῦ ὑδρογόνου ὑπὸ πίεσιν 760 mm Hg καὶ θερμοκρασίαν 0^0 εἶναι (πρβλ. Τ. Α.' § 393)

$$M = \frac{760 \,.\, 1}{30915 \,.\, 273} = 9 \,.\, 10^{-5} \text{ gr.}$$

καὶ ἑπομένως ἡ μᾶζα ἑνὸς ἀτόμου ὑδρογόνου εἶναι

$$\mu = 9.10^{-5} : 5{,}52.10^{19} = 1{,}6.10^{-24}$$

καὶ ὁ λόγος τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου ὑδρογόνου πρὸς τὴν μᾶζαν τοῦ σωματίου τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων εἶναι

$$1{,}6.10^{-24} : 9.10^{-28} = 1800.$$

Εἶναι λοιπὸν πράγματι ἡ μᾶζα τοῦ σωματίου 1800 περίπου φορὰς μικροτέρα τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου καὶ τὸ φορτίον αὐτοῦ εἶναι ἴσον πρὸς τὸ φορτίον τὸ ἀντιστοιχοῦν εἰς μίαν μονάδα συγγενείας οἱουδήποτε ἠλεκτρολυτικοῦ ἰόντος.

Συναντῶμεν δηλ. εἰς τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας τὸ αὐτὸ στοιχειῶδες ποσὸν ἠλεκτρισμοῦ, τὸ ὁποῖον συνηντήσαμεν καὶ εἰς τὴν ἠλεκτρόλυσιν καὶ τὸ μέγεθος αὐτοῦ, μετρούμενον καὶ *ἀμέσως*, εὑρίσκεται

$$e = 4{,}774 \,.\, 10^{-10} \text{ ἠλεκτροστ. CGS.}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῆς τιμῆς ταύτης τοῦ e καὶ τῆς γνωστῆς τιμῆς τοῦ ἠλεκτροχημικοῦ ἰσοδυνάμου ἠμπορεῖ τἀνάπαλιν νὰ εὑρεθῇ ὁ ἀριθμὸς τοῦ Loschmidt, ἡ δὲ συμφωνία τῆς οὕτω εὑρισκομένης τιμῆς μὲ τὴν ἐκ τῆς κινητικῆς θεωρίας ἐμμέσως εὑρισκομένην εἶναι ἓν τῶν ἀσφαλεστέρων στηριγμάτων τῆς ἀτομικῆς θεωρίας τῆς ὕλης.

Ἡ μᾶζα τῶν σωματίων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας, εἶναι $m = 9{,}00.10^{-28}$ gr, δηλ. 1845 φορὰς μικροτέρα τῆς ἐλαχίστης ἐκ τῆς χημείας γνωστῆς μάζης, τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου.

Τὰ σωμάτια λοιπὸν ταῦτα δὲν ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς *ὑλικὰ* ὑπὸ τὴν χημικὴν ἔννοιαν τῆς λέξεως, διότι ἡ μᾶζα αὐτῶν εἶναι ἐντελῶς διάφορος τῆς μάζης τῶν γνωστῶν χημικῶν στοιχείων. Ἔχομεν λόγους νὰ πιστεύωμεν ὅτι ἡ μᾶζα τῶν σωματίων τούτων εἶναι ἠλεκτρομαγνητικῆς φύσεως, ὅτι δηλ. ἡ *ἀδράνεια* αὐτῶν, τὴν ὁποίαν κατὰ τὰς κλασικὰς τῆς μηχανικῆς ἀντιλήψεις θὰ ἀπεδίδομεν εἰς *μᾶζαν ὑλικήν*, ὀφείλεται πράγματι εἰς φαινόμενα *αὐτεπαγωγῆς* (πρβλ. § 1003).

Διὰ τοῦτο θεωροῦμεν τὰ ἀποτελοῦντα τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας σωμάτια ὡς *ἐλεύθερα στοιχειώδη ἀρνητικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία* τῶν ὁποίων ἡ ἀδράνεια ὀφείλεται εἰς αὐτεπαγωγήν, καὶ ὀνομάζομεν αὐτὰ *ἠλεκτρόνια*.

Κατὰ τὰ ἀνωτέρω αἱ καθοδικαὶ ἀκτῖνες ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἠλεκτρόνια ἐκπεμπόμενα ἀπὸ τὴν κάθοδον καὶ ἀποκτῶντα ταχύτητα ἕνεκα τῶν δυνάμεων, αἱ ὁποῖαι ἐπ' αὐτῶν ἐνεργοῦν ὡς ἐκ τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου. Τὰ ἠλεκτρόνια ταῦτα κινοῦνται τόσον ταχύτερον, ὅσον ἰσχυρότερον εἶναι τὸ πεδίον, καὶ ἡ κίνησις αὐτῶν εἶναι εὐθύγραμμος ἐφ' ὅσον δὲν ἀλλοιώνεται ἀπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτροστατικῶν ἢ μαγνητικῶν πεδίων.

Διὰ νὰ παραχθοῦν καθοδικαὶ ἀκτῖνες κατὰ τὸν μέχρι τοῦδε περιγραφέντα τρόπον χρειάζονται ἰσχυρὰ στατικὰ πεδία, μεγάλαι δηλ. διαφοραὶ δυναμικοῦ μεταξὺ καθόδου καὶ ἀνόδου, καὶ διὰ τοῦτο ἡ ταχύτης τῶν ἠλεκτρονίων εἶναι μεγάλη.

Ὁ Wehnelt παρετήρησεν ὅτι, ἂν ὡς κάθοδον μεταχειρισθῶμεν ἔλασμα ἐκ λευκοχρύσου φέρον ἐπίχρισμα ἀπὸ μεταλλικὸν ὀξείδιον, κυρίως ὀξείδιον Ba, Ca, Sr, καὶ διαβιβάζοντες διὰ τοῦ ἐλάσματος,

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ ὁποῖον καταλήγει εἰς δύο βοηθητικοὺς ἀκροδέκτας, ρεῦμα ἰσχυρὸν διαπυρώσωμεν αὐτό, ἐκπέμπονται ἐκ τοῦ διαπύρου ὀξειδίου καθοδικαὶ ἀκτῖνες καὶ ὅταν ἀκόμη ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ ἀνόδου καὶ καθόδου δὲν ὑπερβαίνῃ τὰ 100 Volt. Ἡ ταχύτης τῶν ἠλεκτρονίων εἰς τὰς ἀκτῖνας ταύτας εἶναι πολὺ μικρά, (διὰ διαφορὰν δυναμικοῦ 100 Volt ἴση περίπου πρὸς 6000 χιλιόμετρα κατὰ δευτερόλεπτον) καὶ ἡ ἐκτροπὴ αὐτῶν εἶναι πολὺ αἰσθητὴ καὶ ὅταν ἀκόμη ἐπιδράσουν ἀσθενῆ σχετικῶς ἠλεκτροστατικὰ ἢ μαγνητικὰ πεδία.

Ἀκόμη βραδυτέρας καθοδικὰς ἀκτῖνας λαμβάνομεν ἂν φωτίσωμεν ἰσχυρῶς τὴν κάθοδον μὲ ὑπεριώδες φῶς. Οὕτω ὁ Lenard κατώρθωσε νὰ μετρήσῃ ταχύτητας μικροτέρας τῶν 800 χιλιομέτρων κατὰ δευτερόλεπτον, ἀντιστοιχούσας εἰς διαφορὰς δυναμικοῦ ὀλίγον μεγαλυτέρας τοῦ ἑνὸς Volt.

Τὰ φαινόμενα ταῦτα μᾶς πείθουν ὅτι εἰς ὅλα τὰ σώματα ὑπάρχει μέγας ἀριθμὸς ἠλεκτρονίων, τῶν ὁποίων τὸ φορτίον πρέπει νὰ ἐξουδετερώνεται ἀπὸ ἴσον θετικὸν φορτίον, ὥστε τὰ σώματα νὰ εἶναι ἠλεκτρικῶς οὐδέτερα. Οὕτω ἡ ὑπόθεσις τῶν δύο ρευστῶν, τὴν ὁποίαν κατ' ἀρχὰς ἐδέχθημεν ἁπλῶς πρὸς περιγραφὴν τῶν ἠλεκτρικῶν φαινομένων, ἀποδεικνύεται ὅτι δὲν στερεῖται ὑποστάσεως.

Εἰς τὸ θεμελιῶδες τοῦτο ζήτημα θὰ ἐπανέλθωμεν.

§ 1050. *Ὑπολογισμὸς τοῦ λόγου e/m καὶ τῆς ταχύτητος υ.* Ἡ καθοδικὴ ἀκτὶς ἀποτελεῖται κατὰ τὰ ἀνωτέρω ἀπὸ ἠλεκτρόνιον κινούμενον, τοῦ ὁποίου im εἶναι ἡ ἀδρανὴς μᾶζα καὶ e τὸ φορτίον κατ' ἀπόλυτον τιμήν. Ἂν ὀνομάσωμεν υ τὴν ταχύτητα τοῦ ἠλεκτρονίου, ἡ ἑξῆς, ὄχι πολὺ αὐστηρά, σκέψις μᾶς πείθει ὅτι τὸ κινούμενον ἠλεκτρόνιον ἰσοδυναμεῖ πρὸς στοιχεῖον ρεύματος ἠλεκτρικοῦ. Κατὰ τὸν χρόνον τ τὸ ἠλεκτρόνιον διανύει διάστημα s καὶ ὑφίσταται ἡ σχέσις

$$\upsilon = \frac{s}{\tau} .$$

Ἂν τῆς ἐξισώσεως ταύτης πολλαπλασιάσωμεν ἀμφότερα τὰ μέλη μὲ τὸ φορτίον e εὑρίσκομεν

$$e\upsilon = s\,\frac{e}{\tau} .$$

Ἀλλ' e : τ εἶναι τὸ πηλίκον τῆς ποσότητος τοῦ ἠλεκτρισμοῦ διὰ τοῦ χρόνου, δηλ. ἡ ἔντασις ρεύματος, τὴν ὁποίαν ἂς ὀνομάσωμεν i. Εἶναι λοιπὸν

$$e\upsilon = is.$$

Τὸ κινούμενον ἠλεκτρόνιον ἰσοδυναμεῖ πρὸς στοιχεῖον ρεύματος ἐντάσεως καὶ μήκους s τοιούτων, ὥστε τὸ γινόμενον αὐτῶν νὰ εἶναι ἴσον πρὸς τὸ γι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νόμενον τοῦ φορτίου ἐπὶ τὴν ταχύτητα. Ἐκ τοῦ ἀρνητικοῦ σημείου τοῦ φορτίου ἔπεται ὅτι ἡ φορὰ τοῦ ἰσοδυνάμου ρεύματος εἶναι ἀντίθετος πρὸς τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τοῦ ἠλεκτρονίου.

Ἔστω τώρα ἡ ταχύτης τοῦ ἠλεκτρονίου κάθετος ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις εἶναι H. Ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου θὰ ἐνεργήσῃ δύναμις, οἵα θὰ ἐνήργει ἐπὶ τοῦ ἰσοδυνάμου στοιχείου ρεύματος, θὰ εἶναι δηλ. κάθετος ἐπὶ τὴν ταχύτητα καὶ ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμάς, ἡ δὲ ἔντασίς της θὰ εἶναι (§ 947)

$$F = i s H = e v H$$

Ἐκ τῆς δυνάμεως ταύτης θὰ μεταβληθῇ ἡ τροχιά, ἀλλὰ θὰ μείνῃ πάλιν κάθετος ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου καὶ ἡ ταχύτης δὲ δὲν θὰ μεταβληθῇ διότι ἡ ἐπιτάχυνσις εἶναι κάθετος ἐπ' αὐτήν. Θὰ εἶναι λοιπὸν ἡ τροχιὰ ἐπίπεδος καί, ἀφοῦ ἡ μεταβάλλουσα αὐτὴν δύναμις εἶναι διαρκῶς κάθετος ἐπὶ τὴν ταχύτητα καὶ σταθερᾶς ἐντάσεως, ἡ τροχιὰ θὰ εἶναι κυκλική. Ἂν εἶναι ρ ἡ ἀκτὶς τῆς τροχιᾶς, ἡ φυγόκεντρος δύναμις εἶναι (Τ. Α΄ § 67)

$$f = m \frac{v^2}{\rho}$$

καὶ ἐπειδὴ ἡ φυγόκεντρος δύναμις πρέπει νὰ ἰσορροπῇ τὴν κεντρομόλον δύναμιν F, θὰ ἔχωμεν τὴν σχέσιν

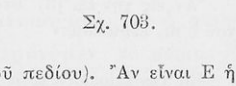
$$e v H = m \frac{v^2}{\rho}$$

ἢ

$$(1) \qquad \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v} = \frac{1}{H\rho}.$$

Ὑποθέσωμεν τώρα ὅτι ἡ αὐτὴ ἀκτὶς διέρχεται δι' ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου καθέτως ἐπὶ τὰς δυναμικὰς αὐτοῦ γραμμάς. Ἂν εἶναι λ τὸ μῆκος τῆς τροχιᾶς, (σχ. 703), θὰ μείνῃ τὸ ἠλεκτρόνιον ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου ἐπὶ χρόνον

$$t = \frac{\lambda}{v}.$$



Σχ. 703.

(Τὸ μῆκος τῆς τροχιᾶς θεωροῦμεν τὸ αὐτὸ κατὰ προσέγγισιν καὶ ὅταν αὕτη εἶναι εὐθύγραμμος καὶ ὅταν γίνεται καμπυλόγραμμος ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου). Ἂν εἶναι E ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου, ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου ἐνεργεῖ διαρκῶς δύναμις

$$\Delta = E e$$

καὶ ἐπειδὴ ἡ μᾶζα εἶναι m, ἔχομεν ἐπιτάχυνσιν, κάθετον ἐπὶ τὴν ἀρχικὴν ταχύτητα,

$$\gamma = \frac{\Delta}{m} = \frac{Ee}{m}.$$

Ἡ δύναμις ἐνεργεῖ ἐπὶ χρόνον $t = \frac{\lambda}{v}$ καὶ ἑπομένως θὰ διανύσῃ τὸ ἠλεκτρόνιον καθέτως πρὸς τὴν ἀρχικὴν ταχύτητα τὸ διάστημα (πρβλ. Τ. Α΄ § 35).

$$\delta = \frac{1}{2} \gamma t^2 = \frac{1}{2} \frac{Ee}{m} \cdot \frac{\lambda^2}{v^2}.$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὸ διάστημα ὅμως τοῦτο ἠμπορεῖ νὰ μετρηθῇ, διότι εἶναι ἡ ἀπόστασις, κατὰ τὴν ὁποίαν μετακινεῖται τὸ σημεῖον τῆς προσπτώσεως τῆς καθοδικῆς ἀκτῖνος ἐπὶ διαφράγματος, καὶ οὕτω ἔχομεν τὴν δευτέραν ἐξίσωσιν.

$$\frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v} = \frac{2\delta}{E\lambda^2} \qquad (2)$$

Εἰς τὰς ἐξισώσεις 1, 2 τὰ δεύτερα μέλη περιέχουν ποσά, τὰ ὁποῖα ἠμποροῦν νὰ μετρηθοῦν, καὶ ἑπομένως ἐξ αὐτῶν εὑρίσκομεν τὸν λόγον e/m καὶ τὴν ταχύτητα υ

Ἁπλούστερον ἠμποροῦμεν κατὰ προσέγγισιν νὰ εὕρωμεν τὸν λόγον e/m ὡς ἑξῆς:

Ἂν τὸ ἀρνητικὸν φορτίον e μετακινηθῇ ἀπὸ θέσεώς τινος εἰς ἄλλην θέσιν, εἰς τὴν ὁποίαν τὸ δυναμικὸν εἶναι ἀνώτερον κατὰ V, ἔπεται ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τοῦ δυναμικοῦ ὅτι θὰ *παραχθῇ* ἔργον (ἀφοῦ τὸ φορτίον εἶναι ἀρνητικὸν) ἴσον πρὸς eV. Ἂν τὰ e καὶ V μετροῦνται εἰς ἠλεκτροστατικὰς μονάδας, τὸ γινόμενον ἰσοῦται πρὸς τὸ ἔργον εἰς erg.

Τὸ ἔργον τοῦτο θὰ ἀνεύρωμεν εἰς τὸ ἠλεκτρόνιον ὑπὸ μορφὴν κινητικῆς ἐνεργείας, ἡ ὁποία εἶναι $\frac{1}{2}\,m\,v^2$. Ἔχομεν λοιπὸν τὴν σχέσιν

$$eV = \frac{1}{2}\,m\,v^2 \qquad (3)$$

εἰς τὴν ὁποίαν τὰ e,V ἐκφράζονται ἀμφότερα εἰς ἠλεκτροστατικὰς μονάδας (ἢ καὶ εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς) τὸ m εἰς γραμμάρια καὶ τὸ υ εἰς ἑκατοστὰ κατὰ δευτερόλεπτον.

Εἰς τὰς ἐκ διαπύρων καθόδων ἐκπεμπομένας βραδείας ἀκτῖνας ἠμποροῦμεν νὰ δεχθῶμεν ὅτι τὸ V ἰσοῦται μὲ τὴν διαφορὰν τοῦ δυναμικοῦ ἀνόδου καὶ καθόδου καὶ οὕτω ἡ ἐξ. (3) ἀντικαθιστᾷ τὴν (2). Ἂν διὰ μαγνητικοῦ πεδίου γνωστῆς ἐντάσεως ἐκτρέψωμεν τὰς ἀκτῖνας, οὕτως ὥστε ἡ τροχιά των νὰ γίνῃ κυκλική, καὶ μετρήσωμεν τὴν διάμετρον αὐτῆς, ἔχομεν γνωστὸν τὸ δεύτερον μέλος τῆς ἐξ. (1) καὶ ἐκ τῶν ἐξ. (1, 3) εὑρίσκομεν τὸν λόγον e/m καὶ τὴν ταχύτητα υ.

Ἂν εἰς τὴν ἐξ. (3) θέσωμεν τὴν ἐκ τῶν μετρήσεων γνωστὴν πλέον τιμὴν τοῦ e/m, εὑρίσκομεν

$$v^2 = 1{,}06.10^{18}.V$$

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην τὸ V ἐκφράζεται εἰς ἠλεκτροστατικὰς μονάδας. Ἂν ἐκφράσωμεν τὸ V εἰς Volt, εἶναι

$$v^2 = 1{,}06.10^{18}\,\frac{V}{300} = 35{,}3.10^{14}\,V$$

$$v = 6.10^7\sqrt{V}$$

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην ἡ ταχύτης ἐκφράζεται εἰς ἑκατοστὰ κατὰ δευτερόλεπτον ἡ δὲ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς Volt.

Εἰς διαφορὰν δυναμικοῦ ἑνὸς Volt ἀντιστοιχεῖ ταχύτης 6.10^7 cm/sec, ἤτοι 600 km/sec.

Εἰς διαφορὰν δυναμικοῦ 100 Volt ἀντιστοιχεῖ ταχύτης 6.000 km/sec.

Εἰς διαφορὰν δυναμικοῦ 100.000 Volt ἀντιστοιχεῖ ταχύτης 190 000 km/sec, ἴση περίπου πρὸς τὰ $^2/_3$ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 1051· ***Ἄλλαι ἰδιότητες τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων. Ἀκτῖνες Lenard.*** Εἰς τὴν § 1047 εἴδομεν ὅτι αἱ καθοδικαὶ ἀκτῖνες διεγείρουν εἰς φωσφορισμὸν τὰ τοιχώματα τοῦ ἀεροκένου σωλῆνος. Ἀλλ' ὄχι μόνον ἡ ὕαλος ἀλλὰ καὶ πλεῖσται ἄλλαι οὐσίαι διεγείρονται εἰς φωσφορισμόν, ὅταν ἐπ' αὐτῶν προσπέσουν καθοδικαὶ ἀκτῖνες.

Αἱ καθοδικαὶ ἀκτῖνες ἔχουν τὴν ἱκανότητα νὰ διέρχωνται διὰ λεπτῶν μεταλλίνων φύλλων, π. χ. διὰ φύλλων ἀργιλλίου πάχους ὀλίγων χιλιοστῶν τοῦ χιλιοστομέτρου, τῆς δὲ ἰδιότητος ταύτης ἐπωφελήθη ὁ Lenard διὰ νὰ ἐξαγάγῃ τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας ἐκ τοῦ σωλῆνος τοῦ Crookes εἰς τὸν ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα. Πρὸς τοῦτο ἀπέναντι τῆς καθόδου ἔχει ὁ σωλὴν ἄνοιγμα, τὸ ὁποῖον κλείεται διὰ μεταλλίνου ἐλάσματος μὲ λεπτοτάτας ὀπάς. Ἐπὶ τοῦ ἐλάσματος τούτου ἐπικολλᾶται λεπτὸν φύλλον ἀργιλλίου, τὸ ὁποῖον ἠμπορεῖ νὰ ἀντέχῃ εἰς τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν ὅταν κενωθῇ ὁ σωλὴν ἀκριβῶς ἕνεκα τῆς μικρότητος τῶν ὀπῶν.

Ὅταν καθοδικαὶ ἀκτῖνες προσπέσουν ἐπὶ τοῦ ἐλάσματος, διέρχονται διὰ τοῦ λεπτοῦ φύλλου καὶ ἐξέρχονται εἰς τὸν ἀέρα. Εἰς τὸ σκότος βλέπομεν φωτιζόμενον τὸν πέραν τοῦ φύλλου χῶρον εἰς ἀπόστασιν ὀλίγων χιλιοστῶν ἢ καὶ ἑκατοστῶν τοῦ μέτρου. Αἱ ἐκ τοῦ σωλῆνος ἐξερχόμεναι καθοδικαὶ ἀκτῖνες ὀνομάζονται ἀκτῖνες τοῦ Lenard καὶ ἔχουν ὅλας τὰς ἰδιότητας τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων, π. χ. διεγείρουν εἰς φωσφορισμὸν διαφόρους οὐσίας.

Μεταβάλλοντες τὴν ἀπόστασιν τοῦ φωσφορίζοντος σώματος ἀπὸ τὴν θυρίδα τῆς ἐξόδου τῶν ἀκτίνων παρατηροῦμεν ὅτι ὁ φωσφορισμὸς γίνεται ἀσθενέστερος ὅσον ἀπομακρύνομεν τὸ σῶμα. Ἐκ τούτου συμπεραίνομεν ὅτι αἱ *καθοδικαὶ ἀκτῖνες ἀπορροφῶνται* ὑπὸ τοῦ ἀέρος καὶ ἡ κινητικὴ αὐτῶν ἐνέργεια μεταβάλλεται εἰς θερμότητα ἢ καὶ εἰς ἄλλο εἶδος ἐνεργείας, καθὼς θὰ ἴδωμεν ὅταν περιγράψωμεν τὰ φαινόμενα τῆς ἀγωγιμότητος τῶν ἀερίων. Ἡ ἀπορρόφησις τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων εἶναι τόσον μεγαλυτέρα ὅσον πυκνότερον εἶναι τὸ μέσον ἐντὸς τοῦ ὁποίου διαδίδονται.

§ 1052. ***Ἀνάκλασις τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων. Δευτερογενεῖς καθοδικαὶ ἀκτῖνες.*** Ἂν καθοδικαὶ ἀκτῖνες προσπέσουν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας σώματός τινος, ἐκπέμπονται ἐξ αὐτῆς ἀκτῖνες καθοδικαὶ πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις κατὰ τρόπον ὑπενθυμίζοντα τὴν διάχυτον

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀνάκλασιν τοῦ φωτὸς (§ 530). Τὸ φαινόμενον τοῦτο ὀνομάζεται *ἀνάκλασις* τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων, ἀλλ᾽ εἶναι πολὺ πολυπλοκώτερον τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτός.

Πρῶτον ἡ ταχύτης τῶν ἐξ ἀνακλάσεως καθοδικῶν ἀκτίνων εἶναι ἐν γένει διάφορος τῆς τῶν προσπιπτουσῶν. Ἔπειτα παρετηρήθη ὅτι, ἐνῷ ὑπὸ σχεδὸν κάθετον πρόσπτωσιν τὰ σώματα ἐκ τῆς ἀπορροφήσεως μέρους τῶν ἀρνητικῶν φορτίων ἠλεκτρίζονται ἀρνητικῶς, ὅταν ἡ πρόσπτωσις εἶναι ἀρκετὰ πλαγία εἶναι δυνατὸν τὸ σῶμα νὰ ἠλεκτρισθῇ *θετικῶς*. Τοῦτο σημαίνει ὅτι ὄχι μόνον τὰ προσπίπτοντα ἠλεκτρόνια ἀνακλῶνται, ἀλλὰ καὶ ἀποσποῦν καὶ ἄλλα ἀπὸ τὸ σῶμα, οὕτως ὥστε ἕνεκα τῆς ἀπωλείας ἀρνητικοῦ φορτίου νὰ ἠλεκτρίζεται τοῦτο θετικῶς. Κατὰ ταῦτα τὸ φαινόμενον τῆς λεγομένης ἀνακλάσεως τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων εἶναι σύμμικτον καὶ συνίσταται εἰς ἀνάκλασιν καὶ παραγωγὴν δευτερογενῶν ἀκτίνων.

§ 1053. ***Σχέσις τῆς μάζης τῶν ἠλεκτρονίων πρὸς τὴν ταχύτητα.*** Εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους εἴδομεν ὅτι αἱ καθοδικαὶ ἀκτῖνες, αἱ ὁποῖαι παράγονται διὰ τεχνητῶν μέσων, ἔχουν ταχύτητας ἀπό τινων ἑκατοντάδων χιλιομέτρων κατὰ δευτερόλεπτον μέχρι τῶν δύο τρίτων περίπου τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός. Ἀλλά, καθὼς κατωτέρω θὰ ἴδωμεν, ὑπάρχουν ἀκτῖνες ὅμοιαι πρὸς τὰς καθοδικάς, αἱ ὁποῖαι διαρκῶς ἐκπέμπονται ἀπὸ τὰ καλούμενα ἀκτινεργὰ σώματα χωρὶς ξένην ἐπέμβασιν, αἱ ἀκτῖνες β, διαφέρουσαι τῶν καθοδικῶν μόνον κατὰ τὴν ταχύτητα, ἡ ὁποία εἰς πολλὰς περιπτώσεις πλησιάζει τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός.

Ὁ λόγος e/m εὑρίσκεται εἰς τὰ ταχύτατα κινούμενα ἠλεκτρόνια τόσον μικρότερος, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ταχύτης καὶ ἐπειδὴ δὲν ὑπάρχει ἀμφιβολία ὅτι ὅλα τὰ ἠλεκτρόνια εἶναι ἐντελῶς ὅμοια, ἕπεται ὅτι ἡ μᾶζα αὐτῶν φαίνεται τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ταχύτης (πρβλ. § 847). Οὕτω ἡ μᾶζα χάνει τὸ κυριώτερον αὐτῆς χαρακτηριστικόν, τὴν ἀφθαρσίαν, διότι ἀποδεικνύεται πειραματικῶς ὅτι ὁ λόγος τῆς δυνάμεως πρὸς τὴν ἐπιτάχυνσιν δὲν εἶναι σταθερός. Καὶ ναὶ μὲν τοῦτο ἀμέσως ἀποδεικνύεται μόνον διὰ τὴν μᾶζαν τῶν ἠλεκτρονίων, ἡ ὁποία εἶναι διάφορος τῆς μάζης τῶν χημικῶν στοιχείων, ἀλλ᾽ ἡ διαφορὰ αὕτη πιθανώτατα εἶναι μόνον *ποσοτική* καὶ ὄχι *ποιοτική*, οὕτως ὥστε αἱ ἰδιότητες τῆς μάζης τῶν χημικῶν στοιχείων εἶναι αἱ αὐταὶ μὲ τὰς ἰδιότητας τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς μάζης τῶν ἠλεκτρονίων.

§ 1054. ***Διαυλικαὶ ἀκτῖνες (Kanalstrahlen).*** Ἐκ τῆς σπουδῆς τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων ἤχθημεν εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι στοιχειώδη ἀρνητικὰ φορτία, ἄτομα ἀρνητικοῦ ἠλεκτρισμοῦ μὲ μᾶζαν πολὺ μικροτέραν τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου, ἐκπέμπονται ἐκ τῆς καθόδου κατ᾽ εὐθεῖαν γραμμήν. Ἀλλὰ καὶ θετικῶς ἠλεκτρισμένοι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φορεῖς ὑπάρχουν κατὰ τὰς ἠλεκτρικὰς ἐκκενώσεις, καθὼς μᾶς δεικνύει τὸ ἑξῆς πείραμα. Σωλὴν ἀερόκενος (σχ. 704) ἔχει εἰς τὸ ἄκρον τὴν ἄνοδον εἰς δὲ τὸ μέσον περίπου τὴν κάθοδον φέρουσαν πλῆθος ὀπῶν. Ἂν διαβιβάσωμεν διὰ τοῦ σωλῆνος ἠλεκτρικὰς ἐκκενώσεις, παρατηροῦμεν, ὅταν ἡ ἀραίωσις τοῦ ἀερίου εἶναι ἱκανή, ἰδιάζουσαν ἀκτινοβολίαν, ἡ ὁποία ἐκ τῆς καθόδου κατευθύνεται πρὸς τὸ ἀντίθετον τῆς ἀνόδου μέρος. Τὸ ἐσωτερικὸν δηλ. τοῦ σωλῆνος, πέραν τῆς διατρήτου καθόδου φωτοβολεῖ, ὅπως περίπου ἡ θετικὴ στήλη ἀλλὰ πολὺ ἀσθενέστερον, ἡ δὲ ἔντασις τῆς φωτοβολίας γίνεται μικροτέρα, ὅσον ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τῆς καθόδου εἶναι μεγαλυτέρα.

Σχ. 704.

Τὰς ἀκτῖνας ταύτας, τὰς ὁποίας ἀνεκάλυψεν ὁ Goldstein καὶ αἱ ὁποῖαι παρατηροῦνται μόνον ὅταν ἡ κάθοδος ἔχῃ ὀπὰς ἢ αὐλούς, ὀνομάζομεν *διαυλικὰς ἀκτῖνας* (Kanalstrahlen).

Ὁ W. Wien κατώρθωσε δι' ἰσχυρῶν μαγνητικῶν πεδίων νὰ ἐκτρέψῃ τὰς ἀκτῖνας ταύτας, ἡ δὲ ἐκτροπὴ εἶναι τοιαύτη, ὁποία θὰ ἦτο ἡ ἐκτροπὴ εὐκάμπτου ἀγωγοῦ, διαρρεομένου ἀπὸ ρεῦμα κατὰ τὴν διεύθυνσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν καὶ αἱ ἀκτῖνες διαδίδονται. Ἐκ τῆς ἐκτροπῆς λοιπὸν τῶν ἀκτίνων συμπεραίνομεν ὅτι καὶ ἐνταῦθα, ὅπως καὶ εἰς τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας, ἔχομεν τὴν κίνησιν ἠλεκτρισμοῦ καὶ μάλιστα θετικοῦ, ἡ δὲ ἐκδοχὴ αὕτη ἀποδεικνύεται ἀληθὴς καὶ ἐκ τῆς ἐκτροπῆς τῶν ἀκτίνων ἐντὸς ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου, διότι ἂν αἱ διαυλικαὶ ἀκτῖνες διέλθουν μεταξὺ δύο μεταλλίνων πλακῶν ἀντιθέτως ἠλεκτρισμένων, ἀπομακρύνονται μὲν ἀπὸ τὴν θετικὴν πλησιάζουν δὲ πρὸς τὴν ἀρνητικήν.

Ὁ λόγος τοῦ φορτίου τῶν φορέων τούτων πρὸς τὴν μᾶζαν εὑρίσκεται, ὅπως καὶ εἰς τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας, διὰ τῆς μετρήσεως τῆς ἐκτροπῆς, τὴν ὁποίαν αἱ ἀκτῖνες ὑφίστανται ἐντὸς ἠλεκτροστατικοῦ καὶ μαγνητικοῦ πεδίου.

Ἐκ τῶν μετρήσεων τούτων ἐδείχθη ὅτι ὁ λόγος οὗτος ἔχει τιμὰς πολὺ μικροτέρας τῆς τιμῆς, τὴν ὁποίαν ἔχει εἰς τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας καὶ ὅτι αἱ τιμαὶ αὗται, διάφοροι ἀναλόγως τοῦ ἀερίου, τὸ ὁποῖον ὑπάρχει ἐντὸς τοῦ σωλῆνος, εἶναι ἴσαι περίπου πρὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὰς ἀντιστοίχους τιμάς, τὰς γνωστὰς ἐκ τῶν ἠλεκτρολυτικῶν ἰόντων.

Δεχόμενοι λοιπὸν ὅτι τὰ θετικὰ φορτία τῶν διαυλικῶν ἀκτίνων εἶναι ἴσα πρὸς τὰ στοιχειώδη φορτία τῶν ἠλεκτρονίων ἢ καὶ ἀκέραια πολλαπλάσια αὐτῶν, καταλήγομεν εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι οἱ φορεῖς τῶν θετικῶν φορτίων ἔχουν μάζας ἴσας *περίπου* πρὸς τὰς ἐκ τῆς χημείας γνωστὰς μάζας τῶν ἀτόμων καὶ μορίων τῶν ἀερίων, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν ἐντὸς τοῦ σωλῆνος, ὅτι ἑπομένως εἶναι ἄτομα ἢ συγκροτήματα ἀτόμων θετικῶς ἠλεκτρισμένα, τὰ ὁποῖα κινοῦνται μὲ ταχύτητας πολὺ μικροτέρας τῶν ταχυτήτων τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων, μὲ ταχύτητας δηλ. ὀλίγων ἑκατοντάδων ἢ χιλιάδων χιλιομέτρων κατὰ δευτερόλεπτον.

§ 1055. ***Παρατήρησις τοῦ Stark.*** Ὅτι εἰς τὰς διαυλικὰς ἀκτῖνας πράγματι πηγαὶ φωτός, ἐν μέρει τοὐλάχιστον, εἶναι *κινούμενα* ὑλικὰ συγκροτήματα ἔδειξεν ὁ J. Stark παρατηρήσας εἰς τὸ γραμμικὸν φάσμα τοῦ φωτὸς τῶν ἀκτίνων τούτων μετατόπισιν φασματικῶν γραμμῶν, σύμφωνον πρὸς τὴν ἀρχὴν τῶν Doppler-Fizeau (§ 768).

Ἂν δηλ. παρατηρήσωμεν τὸ φῶς τῶν διαυλικῶν ἀκτίνων σχεδὸν παραλλήλως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως αὐτῶν, ἀλλὰ πρῶτον μὲν κατὰ τὴν φορὰν τῆς κινήσεως αὐτῶν ἔπειτα δὲ ἀντιθέτως πρὸς αὐτήν, ἐπειδὴ κατὰ τὴν πρώτην παρατήρησιν αἱ πηγαὶ τοῦ φωτὸς ἀπομακρύνονται ἀπὸ ἡμᾶς κατὰ δὲ τὴν δευτέραν πλησιάζουν, ἔπεται ὅτι τὸ μῆκος κύματος τῆς αὐτῆς φασματικῆς γραμμῆς *θὰ φανῇ* μεγαλύτερον μὲν κατὰ τὴν πρώτην παρατήρησιν μικρότερον δὲ κατὰ τὴν δευτέραν καὶ ἑπομένως κατὰ τὴν πρώτην παρατήρησιν ἡ γραμμὴ θὰ φαίνεται μετατοπισμένη πρὸς τὸ ἐρυθρὸν μέρος τοῦ φάσματος κατὰ δὲ τὴν δευτέραν πρὸς τὸ ἰῶδες.

Τὸ πραγματικὸν μῆκος κύματος, τὴν πραγματικὴν δηλ. θέσιν τῆς γραμμῆς θὰ παρατηρήσωμεν ἂν σκοπεύσωμεν καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως τῶν ἀκτίνων.

§ 1056. ***Προσδιορισμὸς τῆς μάζης τῶν χημικῶν ἀτόμων. Ἰσότοπα στοιχεῖα.*** Αἱ μέθοδοι τῆς μετρήσεως τοῦ λόγου τοῦ φορτίου e τῶν διαυλικῶν ἀκτίνων πρὸς τὴν μᾶζαν m τῶν φορέων, ὅπως διεμορφώθησαν ὑπὸ τῶν J. J. Thomson, Dempster καὶ ἰδίως ὑπὸ τοῦ F. W. Aston, ἠμποροῦν νὰ χρησιμεύσουν εἰς τὸν ἀκριβέστατον *ἄμεσον προσδιορισμὸν* τῆς μάζης τῶν ὑλικῶν συγκροτημάτων, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελεῖται τὸ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ἀέριον.

Ἐκ τῶν μετρήσεων τούτων ἐδείχθη ὅτι τὰ θετικῶς ἠλεκτρισμένα σώματα δὲν εἶναι ἐνιαίας φύσεως, ὅπως τὰ ἠλεκτρόνια, ἀλλ' ὅτι εἶναι πράγματι ἄτομα ἢ συγκροτήματα ἀτόμων φορτισμένα μὲ ἕν-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δύο ἢ καὶ περισσότερα στοιχειώδη θετικὰ φορτία, ἴσα κατ' ἀπόλυτον τιμὴν πρὸς τὸ φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου.

Ἀλλ' αἱ κατὰ τὰς μεθόδους ταύτας προσδιορισθεῖσαι μᾶζαι δὲν συμφωνοῦν ἐντελῶς μὲ τὰς ἐκ τοῦ πίνακος τῶν ἀτομικῶν βαρῶν ἢ μαζῶν γνωστὰς μάζας τῶν χημικῶν ἀτόμων. Ἐνῶ δηλ. πλεῖστα τῶν ἀτομικῶν βαρῶν παρίστανται εἰς τὸν ἐκ τῆς χημείας γνωστὸν πίνακα δι' ἀριθμῶν οἱ ὁποῖοι δὲν εἶναι ἀκέραιοι, οἱ διὰ τῶν λεπτοτάτων τούτων μεθόδων εὑρισκόμενοι ἀριθμοὶ εἶναι ἀκέραιοι, καὶ μάλιστα πολλάκις ὄχι μόνον εἷς ἀλλὰ δύο ἢ περισσότεροι διὰ τὸ αὐτὸ χημικὸν στοιχεῖον.

Οὕτω π. χ. τὸ ἀτομικὸν βάρος τοῦ Cl, ὁ λόγος δηλ. τῆς μάζης ἑνὸς ἀτόμου Cl πρὸς τὴν μᾶζαν ἑνὸς ἀτόμου H (κυρίως πρὸς τὸ 1/16 τῆς μάζης ἑνὸς ἀτόμου O) παρίσταται εἰς τὸν χημικὸν πίνακα διὰ τοῦ ἀριθμοῦ 35,45. Ἐν τούτοις ἐκ τοῦ προσδιορισμοῦ τοῦ λόγου e/m εὑρέθησαν διὰ τὸ χλώριον οἱ δύο ἀκέραιοι 35 καὶ 37. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι τὸ ἐκ τῆς χημείας γνωστὸν *στοιχεῖον* χλώριον δὲν εἶναι οὐσία ἐνιαίας φύσεως, ἀλλὰ μῖγμα δύο διαφόρων οὐσιῶν, τῶν ὁποίων τὰ ἀτομικὰ βάρη εἶναι 35 καὶ 37. Αἱ οὐσίαι αὗται εἶναι ἀναμεμιγμέναι κατὰ τοιαύτην ἀναλογίαν, ὥστε τὸ *μέσον ἀτομικὸν βάρος* τοῦ μίγματος νὰ εἶναι 35,45. Χλώριον ὁποθενδήποτε λαμβανόμενον ἐπὶ τῆς γῆς περιέχει τὰ δύο συστατικὰ κατὰ τὴν σταθερὰν καὶ ἀναλλοίωτον ταύτην ἀναλογίαν, ἡ δὲ χημεία δὲν διαθέτει μέσον ἀποχωρισμοῦ τῶν δύο αὐτῶν συστατικῶν διὰ χαρακτηριστικῶν ἀντιδράσεων.

Οὕτω ἡ ἔννοια τοῦ χημικοῦ στοιχείου ὑπέστη ἀναθεώρησιν. Κατὰ τὴν παλαιὰν τῆς χημείας ἐκδοχὴν ἔπρεπε τὰ δύο συστατικὰ τοῦ χλωρίου, τὸ Cl_{35} καὶ τὸ Cl_{37} νὰ θεωρηθοῦν ὡς ἐντελῶς διάφορα ἀπ' ἀλλήλων στοιχεῖα, ἀφοῦ διαφέρουν κατὰ τὸ οὐσιωδέστατον χαρακτηριστικόν, τὴν ἀτομικὴν μᾶζαν, ἡ ὁποία ἀποτελεῖ τὴν βάσιν τῆς παλαιᾶς ταξινομήσεως τῶν στοιχείων. Καὶ ὅμως αἱ χημικαὶ ἰδιότητες τῶν δύο τούτων οὐσιῶν εἶναι ἐντελῶς αἱ αὐταί, καὶ διὰ τοῦτο χωρὶς τὰς λεπτὰς μεθόδους τῆς μετρήσεως τοῦ λόγου e/m θὰ ἦτο ἀδύνατον νὰ ἀναγνωρισθῇ ἡ ὕπαρξις αὐτῶν ὡς αὐτοτελῶν στοιχείων. Διὰ τοῦτο τὰ δύο στοιχεῖα Cl_{35} καὶ Cl_{37} κατατάσσονται εἰς τὴν αὐτὴν *θέσιν* τοῦ συστήματος τῶν χημικῶν στοιχείων καὶ ὀνομάζονται *ἰσότοπα*.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἀτομικὴ μᾶζα χάνει λοιπὸν κατὰ τὰς νέας ἀντιλήψεις τὴν θεμελιώδη αὐτῆς σημασίαν. Αἱ ἰδιότητες τῶν στοιχείων δὲν πρέπει νὰ θεωρηθοῦν ὡς ἐξαρτώμεναι ἀπὸ τὴν ἀτομικὴν αὐτῶν μᾶζαν, ἀλλ' ἀπὸ τὴν *θέσιν αὐτῶν* εἰς τὸν πίνακα τῶν στοιχείων ἢ ἄλλως ἀπὸ τὸν *αὔξοντα ἀριθμὸν* αὐτῶν.

Δύο ἢ περισσότεραι ἐνιαῖαι οὐσίαι εἶναι δυνατὸν νὰ ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἄτομα διαφόρου μάζης, νὰ ἔχουν δηλ. διαφόρους ἀτομικὰς μάζας ἢ ἀτομικὰ βάρη καὶ ἐν τούτοις νὰ ἔχουν τὸν αὐτὸν αὔξοντα ἀριθμόν. Αἱ οὐσίαι αὗται εἶναι *ἰσότοποι* καὶ τὸ μῖγμα αὐτῶν, τοῦ ὁποίου τὸ μέσον ἀτομικὸν βάρος ἠμπορεῖ νὰ εἶναι διάφορον ἀναλόγως τῆς συνθέσεως αὐτοῦ, ἔχει τὰς ἰδιότητας χημικοῦ στοιχείου.

Ἀλλ' ἐπίσης εἶναι δυνατὸν δύο ἐνιαῖαι οὐσίαι νὰ ἔχουν τὸ αὐτὸ ἀτομικὸν βάρος ἀλλὰ διάφορον αὔξοντα ἀριθμόν. Αἱ χημικαὶ ἰδιότητες τῶν οὐσιῶν τούτων εἶναι *ἐντελῶς διάφοροι*.

Αἱ φυσικαὶ χαρακτηριστικαὶ σταθεραὶ τῶν ἰσοτόπων εἶναι δυνατὸν νὰ εἶναι διάφοροι. Οὕτω π. χ. ἐπειδὴ ὑπὸ τὴν αὐτὴν πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν ὁ λόγος τοῦ *ἀριθμοῦ τῶν ἀτόμων* διὰ τοῦ ὄγκου θὰ εἶναι εἰς τὰ ἰσότοπα ὁ αὐτός, ἕπεται ἐκ τῆς διαφορᾶς τῆς μάζης τῶν ἀτόμων ὅτι ἡ *πυκνότης* θὰ εἶναι διάφορος. Ἐκ τῆς διαφορᾶς ταύτης ἠμπορεῖ νὰ δειχθῇ ὅτι ἕπεται τὸ δυνατὸν τοῦ χωρισμοῦ ἰσοτόπων διὰ κλασματικῆς ἀποστάξεως. Καὶ πράγματι φαίνεται ὅτι κατωρθώθη κατὰ τὸν τρόπον τοῦτον ὁ χωρισμὸς ὑδραργύρου εἰς δύο μέρη τῶν ὁποίων ἡ σχετικὴ πυκνότης ὡς πρὸς τὴν ἀρχικὴν ἦτο 0,999981 καὶ 1,000031.

Πλεῖσται ἀπόπειραι χωρισμοῦ ἰσοτόπων ἔχουν γίνῃ μέχρι τοῦδε, ἀλλ' ἡ περιγραφὴ αὐτῶν ἐξέρχεται τοῦ πλαισίου τοῦ βιβλίου τούτου.

§ 1057. ***Ἀνοδικαὶ ἀκτῖνες***. Τὰ θετικῶς φορτισμένα σωμάτια, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὰς διαυλικὰς ἀκτῖνας, προέρχονται, καθὼς κατωτέρω θὰ ἐκθέσωμεν, ἀπὸ τὸ μεταξὺ καθόδου καὶ ἀνόδου ἀέριον. Ἀκτῖνας ἀποτελουμένας ἀπὸ θετικῶς φορτισμένα σωμάτια προερχόμενα ἀπ' εὐθείας ἀπὸ τὴν ἄνοδον παρήγαγον πρῶτοι οἱ Gehrcke καὶ Reichenheim μεταχειρισθέντες ἄνοδον ἀπὸ διάφορα ἅλατα π. χ. ἅλατα ἀλκαλίων μὲ ἰώδιον ἢ βρώμιον. Αἱ ἀκτῖνες αὗται, αἱ ὁποῖαι ὀνομάζονται *ἀνοδικαί*, ἀποτελοῦνται ἀπὸ θετικῶς φορτισμένα ἄτομα τῶν μετάλλων, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν εἰς τὰ ἅλατα τῆς ἀνόδου, καὶ ἐκπέμπουν τὸ χαρακτηριστικὸν φῶς τῶν ἀτμῶν τῶν μετάλλων τούτων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 1058. ***Ἀγωγιμότης τῶν ἀερίων.*** Τὸ δυνατὸν τῆς διατηρήσεως ἠλεκτρικῶν φορτίων ἐπὶ μονωμένων ἀγωγῶν εὑρισκομένων ἐντὸς ἀτμοσφαίρας ἀερίου ἀποδεικνύει ὅτι τὰ ἀέρια εἶναι ὑπὸ συνήθεις ὅρους κακοὶ ἀγωγοὶ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ. Ἐν τούτοις εἶναι ἀδύνατον, ὅσον καλὴ καὶ ἂν εἶναι ἡ μόνωσις, νὰ ἀποφύγωμεν *ἐντελῶς* τὰς ἀπωλείας τοῦ φορτίου, ἡ δὲ παρατήρησις δεικνύει ὅτι αἱ ἀπώλειαι ὑπὸ τὴν αὐτὴν διαφορὰν δυναμικοῦ ὡς πρὸς τὸ περιβάλλον εἶναι τόσον μεγαλύτεραι, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ φορτισμένη ἐπιφάνεια. Ἄμεσος γειτονία ἀγωγῶν συγκοινωνούντων μὲ τὴν γῆν, καθιστᾷ ἐπίσης τὰς ἀπωλείας μεγαλυτέρας. Ἔχουν λοιπὸν τὰ ἀέρια τὴν ἰδιότητα νὰ ἄγουν τὸν ἠλεκτρισμόν, ἀλλ' ἡ ἀγωγιμότης αὐτῶν εἶναι ὑπὸ συνήθεις ὅρους πολὺ μικρά.

Ἡ ἀγωγιμότης τῶν ἀερίων εἶναι δυνατὸν δι' ἐξωτερικῶν ἐπιδράσεων σημαντικῶς νὰ αὐξηθῇ. Οὕτω π. χ. ἂν συνδέσωμεν καλῶς μονωμένον ἀγωγὸν μὲ ἠλεκτροσκόπιον καὶ φορτίσωμεν αὐτόν, θέσωμεν δὲ εἰς μικρὰν ἀπ' αὐτοῦ ἀπόστασιν ἄλλον ἀγωγὸν συνδεόμενον μὲ τὴν γῆν, παρατηροῦμεν ὅτι βραδέως ἡ ἀπόκλισις τοῦ ἠλεκτροσκοπίου ἐλαττώνεται δεικνύουσα ἀπώλειαν τοῦ φορτίου.

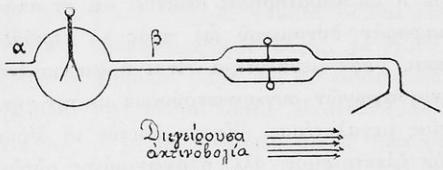
Ἡ ἐλάττωσις τῆς ἀποκλίσεως τοῦ ἠλεκτροσκοπίου γίνεται πολὺ ταχυτέρα ἂν ἐκθέσωμεν τὸ μεταξὺ τῶν δύο ἀγωγῶν ἀέριον εἰς τὴν ἐπίδρασιν ἐντόνου ὑπεριώδους φωτός, ἢ καλλίτερον ἀκτίνων Lenard ἢ ἄλλων ἀκτινοβολιῶν, τὰς ὁποίας κατωτέρω θὰ γνωρίσωμεν (ἀκτίνων Röntgen ἢ τῶν ἀκτινοβολιῶν, αἱ ὁποῖαι ἐκπέμπονται ἀπὸ τὰς καλουμένας ἀκτινεργοὺς οὐσίας).

Ἡ σπουδὴ τῆς *τεχνητῆς* ταύτης ἀγωγιμότητος τῶν ἀερίων θὰ μᾶς ἀποκαλύψῃ τὸν μηχανισμὸν τῆς διὰ τῶν ἀερίων ἀγωγῆς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.

Τὰς ἰδιότητας τῶν ἀγωγῶν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἀερίων ἠμποροῦμεν νὰ σπουδάσωμεν διὰ διατάξεως, τῆς ὁποίας τὴν ἀρχὴν παριστᾷ τὸ σχ. 705. Εἰς τὸν ἀεροστεγῆ θάλαμον ἠλεκτροσκοπίου, τοῦ ὁποίου τὰ τοιχώματα συγκοινωνοῦν μὲ τὴν γῆν, ἀναρροφῶμεν διὰ τοῦ σωλῆνος α τὸν ἀέρα, ὁ ὁποῖος καθίσταται ἀγωγὸς ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἀκτινοβολίας σταθερᾶς ἐντάσεως καὶ προσάγεται εἰς τὸ ἠλεκτροσκόπιον διὰ τοῦ σωλῆνος β. Φορτίζοντες τὸ ἠλεκτροσκόπιον παρακολουθοῦμεν τὴν ἐλάττωσιν τῆς ἀποκλίσεως αὐτοῦ, ἡ ὁποία μᾶς δεικνύει

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὴν ἀπώλειαν τοῦ φορτίου καὶ εὑρίσκομεν ὅτι ἡ ἐλάττωσις τῆς ἀποκλίσεως εἶναι μεγαλυτέρα ὅταν τὸ ρεῦμα τοῦ ἀέρος εἶναι ταχύτερον, ὅταν δηλ. μεγαλυτέρα ποσότης νέου ἀέρος διέρχεται διὰ τοῦ θαλάμου εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου. Ἡ ἐλάττωσις εἶναι τόσον *μικροτέρα* ὅσον μακρότερος εἶναι ὁ σωλὴν β, ἂν δὲ εἰς τὸν δρόμον τοῦ ἀέρος παρεμβάλωμεν σωλῆνα πλήρη ὑαλοβάμβακος, ὁ ἐξ αὐτοῦ διερχόμενος ἀὴρ χάνει τὴν ἀγωγιμότητα αὐτοῦ. Ἐπίσης χάνει τὴν ἀγωγιμότητα ὁ ἀὴρ ἂν διαβιβάσωμεν αὐτὸν μεταξὺ δύο μονωμένων πλακῶν, τὰς ὁποίας συνδέομεν μὲ τοὺς πόλους συστοιχίας ἐξ ἀρκετῶν στοιχείων συσσωρευτῶν.



Σχ. 705.

Ἤδη τὰ πρῶτα ταῦτα πειράματα δίδουν τὴν ἐντύπωσιν ὅτι ἡ τεχνητῶς προκαλουμένη ἀγωγιμότης τῶν ἀερίων ὀφείλεται εἰς φορεῖς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, σωμάτια δηλ. φορτισμένα, τὰ ὁποῖα παράγονται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς προκαλούσης τὴν ἀγωγιμότητα ἀκτινοβολίας. Τὰ σωμάτια πρέπει νὰ εἶναι θετικὰ καὶ ἀρνητικά, ἀφοῦ τὸ ἀέριον εἶναι ἠλεκτρικῶς οὐδέτερον καὶ ἡ ἐπιδρῶσα ἀκτινοβολία πολλάκις (ὑπεριώδεις ἀκτῖνες, ἀκτῖνες Röntgen) δὲν εἶναι φορεὺς ἠλεκτρικῶν φορτίων. Μὲ τὴν πάροδον τοῦ χρόνου τὰ σωμάτια ταῦτα χάνουν τὰ φορτία των, διὰ τῆς συνενώσεως π. χ. δύο ἀντιθέτως ἠλεκτρισμένων σωματίων εἰς ἓν οὐδέτερον, καὶ ὡς ἐκ τούτου τὸ ἀέριον εἶναι τόσον ὀλιγώτερον ἀγώγιμον, ὅσον περισσότερος χρόνος παρῆλθεν ἀπὸ τῆς ἐπιδράσεως τῆς ἀκτινοβολίας, ἐπίσης δὲ διὰ διαχύσεως ἐρχόμενα τὰ σωμάτια εἰς τὰς παρειὰς τοῦ σωλῆνος ἀποδίδουν καθ' οἱονδήποτε τρόπον τὰ φορτία των. Οὕτω ἐξηγεῖται ἡ ἐπίδρασις τοῦ μήκους τοῦ σωλῆνος β ἐπὶ τῆς ἀγωγιμότητος τοῦ ἀερίου καὶ ἡ ἄρσις τῆς ἀγωγιμότητος διὰ παρενθέσεως ὑαλοβάμβακος. Ἠλεκτροστατικὰ πεδία, ἀναγκάζοντα τὰ μὲν θετικὰ σωμάτια νὰ ἀποδώσουν τὰ φορτία των εἰς τὴν ἀρνητικὴν πλάκα, τὰ δὲ ἀρνητικὰ εἰς τὴν θετικήν, αἴρουν ἐπίσης τὴν ἀγωγιμότητα.

Ἡ ἀγωγὴ λοιπὸν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ διὰ τῶν ἀερίων γίνεται διὰ *μεταφορᾶς*, συνδέεται δηλ. μὲ τὴν κίνησιν ὡρισμένων φορέων, τοὺς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὁποίους, ὅπως καὶ εἰς τὰ ἠλεκτρολυτικὰ διαλύματα, ὀνομάζομεν *ἰόντα*, *ἀνιόντα* μὲν τοὺς ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένους φορεῖς, *κατιόντα* δὲ τοὺς θετικῶς ἠλεκτρισμένους. Τὰ ἰόντα ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτροστατικῶν πεδίων κινοῦνται ὅπως καὶ τὰ ἠλεκτρολυτικὰ ἰόντα, ἡ δὲ ταχύτης αὐτῶν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ φορτίον των, ἀπὸ τὴν χημικὴν αὐτῶν φύσιν καὶ ἀπὸ τὸ μέσον ἐντὸς τοῦ ὁποίου κινοῦνται, δηλ. ἀπὸ τὴν χημικὴν φύσιν, τὴν πίεσιν καὶ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀερίου. Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ἐξαρτᾶται, ὅπως καὶ εἰς τὴν ἠλεκτρόλυσιν, ἀπὸ τὸ πλῆθος τῶν φορέων, τὸ μέγεθος τῶν φορτίων καὶ τὰς ταχύτητας αὐτῶν.

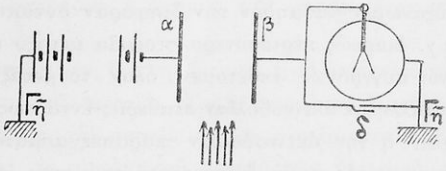
Ἐν τούτοις ἡ ἀγωγιμότης τῶν ἀερίων διαφέρει ριζικῶς τῆς ἀγωγιμότητος τῶν ἠλεκτρολυτικῶν διαλυμάτων εἰς τὸ ἑξῆς σημεῖον.

Γνωρίζομεν ὅτι εἰς τὰ ἠλεκτρολυτικὰ διαλύματα ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Ohm (πρβλ. § 942). Ἂν δηλ. εἶναι i ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει ἠλεκτρολυτικὸν διάλυμα, καὶ V ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ δύο ὡρισμένων σημείων αὐτοῦ, τὸ πηλίκον

$$\frac{V}{i} = R$$

τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν *ἀντίστασιν* μεταξὺ τῶν δύο σημείων, εἶναι *σταθερόν*, ἀνεξάρτητον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, ἐφ' ὅσον ἡ θερμοκρασία δὲν μεταβάλλεται.

Εἰς τὰ ἀέρια *δὲν ἰσχύει* ὁ νόμος τοῦ Ohm ἀλλ' ἄλλοι, πολυπλοκώτεροι νόμοι, τοὺς ὁποίους σπουδάζομεν διὰ τῆς ἑξῆς διατάξεως (σχ. 706).



Σχ. 706.

Ὡς ἠλεκτρόδια μεταχειριζόμεθα δύο μεταλλίνας μονωμένας πλάκας α, β, ἴσας καὶ παραλλήλους, τῶν ὁποίων τὴν ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασιν μεταβάλλομεν κατὰ βούλησιν. Τὴν μίαν τῶν πλακῶν τούτων συνδέομεν μὲ τὸν ἕνα πόλον συστοιχίας συσσωρευτῶν, τῆς ὁποίας ὁ ἄλλος πόλος ἔχει συνδεθῇ μὲ τὴν γῆν, τὴν δὲ ἄλλην πλάκα συνδέομεν μὲ τὸ σφαιρίδιον ἠλεκτροσκοπίου, τοῦ ὁποίου τὸ δοχεῖον συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν. Τὸ σφαιρίδιον τοῦ ἠλεκτροσκοπίου ἠμπορεῖ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀκόμη νὰ συγκοινωνήσῃ ἠλεκτρικῶς μὲ τὸ δοχεῖον καὶ τὴν γῆν διὰ τοῦ διακόπτου δ.

Ὅταν τὸ μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν ἀέριον εἶναι ἀγώγιμον καὶ ὁ διακόπτης κλειστός, ρεῦμα ἠλεκτρικὸν διέρχεται διὰ τοῦ κυκλώματος τὴν δὲ ἔντασιν αὐτοῦ, ἡ ὁποία συνήθως εἶναι πάρα πολὺ μικρὰ ὥστε νὰ μετρηθῇ διὰ συνήθους γαλβανομέτρου, μετροῦμεν ὡς ἑξῆς. Ἂν ἀνοίγοντες τὸν διακόπτην δ διακόψωμεν τὸ κύκλωμα, τὸ ρεῦμα δὲν παύει ἀλλά, ἐπί τινα χρόνον τοὐλάχιστον, ἐξακολουθεῖ μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι τὸ ἐκ τῆς πλακὸς β προερχόμενον ποσὸν ἠλεκτρισμοῦ δὲν ἐκρέει εἰς τὴν γῆν ἀλλ' ἀποθηκεύεται εἰς τὸ ἠλεκτροσκόπιον, τὸ ὁποῖον οὕτω φορτίζεται. Ἂν εἶναι C ἡ χωρητικότης τοῦ ἠλεκτροσκοπίου καὶ V ἡ μεταβολὴ τοῦ δυναμικοῦ εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου, τὸ ποσὸν ἠλεκτρισμοῦ, τὸ ὁποῖον προσεφέρθη εἶναι $Q = CV$ (§ 897).

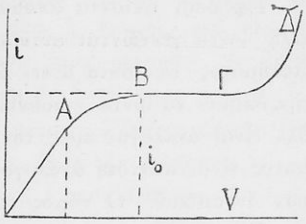
Ἀλλὰ τὸ ποσὸν τοῦτο ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Διὰ νὰ μετρήσωμεν λοιπὸν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ἀνοίγομεν τὸν διακόπτην καὶ παρατηροῦμεν τὴν αὔξησιν τῆς ἀποκλίσεως τοῦ ἠλεκτροσκοπίου τὴν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς μίαν χρονικὴν μονάδα. Ἡ αὔξησις αὕτη εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν χωρητικότητα τοῦ ἠλεκτροσκοπίου. Διὰ τοῦτο λαμβάνομεν τὴν χωρητικότητα τόσον μικροτέραν ὅσον ἀσθενέστερα ρεύματα θέλομεν νὰ μετρήσωμεν.

Ἂν, διατηροῦντες ἀμετάβλητον τὴν ἀπόστασιν τῶν πλακῶν α, β, αὐξάνωμεν βαθμηδὸν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ αὐτῶν, παρενθέτοντες π. χ. διαρκῶς περισσότερα στοιχεῖα μεταξὺ τῆς πλακὸς α καὶ τῆς γῆς, ἐνῶ συγχρόνως ἐκθέτομεν ὅλον τὸ μεταξὺ τῶν πλακῶν ἀέριον εἰς κατάλληλον ἀκτινοβολίαν σταθερᾶς ἐντάσεως, π. χ. ἀκτινοβολίαν Röntgen ἢ τὴν ἀκτινοβολίαν παρασκευάσματος Ραδίου, παρατηροῦμεν ὅτι κατ' ἀρχὰς ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος αὐξάνεται ἀναλόγως πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ. Ἐφ' ὅσον ὅμως ἡ δ. δ. αὐξάνεται περισσότερον, ἡ αὔξησις τῆς ἐντάσεως διαρκῶς ὑπολείπεται καὶ ἡ ἔντασις τείνει πρὸς ὁρικήν τινα τιμήν, τὴν ὁποίαν δὲν ὑπερβαίνει ὅσον καὶ ἂν (μέχρις ὁρίου, πρβλ. § 1063) ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ αὐξηθῇ. Τὸ ἐντονώτατον τοῦτο μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν δυνατὸν ρεῦμα ὀνομάζομεν *κεκορεσμένον*.

Οὕτω ἡ σχέσις τῆς ἐντάσεως i τοῦ ρεύματος πρὸς τὴν διαφορὰν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δυναμικοῦ V τῶν πλακῶν παριστάνεται ἀπὸ τὸ διάγραμμα 707. Ἀπὸ τῆς ἀρχῆς τῶν ἀξόνων μέχρι τοῦ Α ἡ παριστάνουσα τὴν σχέσιν γραμμὴ εἶναι εὐθεῖα, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος δηλ. ἀκολουθεῖ τὸν νόμον τοῦ Ohm. Ἀπὸ τοῦ Α καὶ πέραν ἡ ἔντασις εἶναι μικροτέρα ἐκείνης, τὴν ὁποίαν κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm θὰ ἐπερημένομεν, καὶ εἰς τὸ σημεῖον Β ἔχει φθάσῃ πρακτικῶς τὴν μεγίστην δυνατὴν τιμὴν i_0, τὴν τιμὴν τοῦ κορεσμοῦ. Ἀπὸ τοῦ Β καὶ πέραν ἡ γραμμὴ εἶναι εὐθεῖα παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονα τῶν V, αὐξανομένης δηλ. τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος *δὲν μεταβάλλεται*. Τὸ μέρος Γ Δ τῆς καμπύλης θὰ ἐξετάσωμεν εἰς τὴν § 1063.



Σχ. 707.

Λαμβάνομεν τώρα τὴν μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν διαφορὰν δυναμικοῦ τόσον μεγάλην, ὥστε ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος νὰ ἔχῃ τὴν τιμὴν τοῦ κορεσμοῦ, καὶ διατηροῦντες ἀμετάβλητον τὴν προκαλοῦσαν τὴν ἀγωγιμότητα ἀκτινοβολίαν μεταβάλλομεν τὸ *μέγεθος* τῶν πλακῶν. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ κεκορεσμένου ρεύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τῶν ἠλεκτροδίων. Ἂν μεταβάλωμεν τὴν ἀπόστασιν τῶν ἠλεκτροδίων, εὑρίσκομεν ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ κεκορεσμένου ρεύματος εἶναι *ἀνάλογος* πρὸς τὴν ἀπόστασιν αὐτῶν, εὑρίσκομεν δηλ. ὅτι, ἀντιθέτως πρὸς τὸν νόμον τοῦ Ohm, ἂν πλησιάσωμεν πρὸς ἄλληλα τὰ ἠλεκτρόδια ἡ ἔντασις τοῦ κεκορεσμένου ρεύματος *ἐλαττώνεται*.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγομεν ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ κεκορεσμένου ρεύματος εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων διαφορᾶς δυναμικοῦ, ἀνάλογος δὲ πρὸς τὸν μεταξὺ αὐτῶν περιλαμβανόμενον *ὄγκον*, ἀνάλογος δηλ. πρὸς τὸ ποσὸν τοῦ μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων περιεχομένου ἀερίου. Εἰς τὸ σημεῖον τοῦτο ἔχομεν τὴν ριζικὴν διαφορὰν τῆς ἀγωγιμότητος τῶν ἠλεκτρολυτικῶν διαλυμάτων καὶ τῶν ἀερίων, τὴν ὁποίαν εὐκόλως *ἐξηγοῦμεν* ὡς ἑξῆς:

Εἰς τὰ ἠλεκτρολυτικὰ διαλύματα μέρος τῶν μορίων τοῦ ἠλεκτρολύτου εἶναι διεσπασμένον εἰς ἰόντα. Τὰ ἰόντα διαρκῶς ἑνώνονται πρὸς ἄλληλα εἰς μόρια ἐνῶ ἄλλα μόρια χωρίζονται εἰς ἰόντα, οὕτως

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὥστε κατὰ τοὺς νόμους τῆς στατιστικῆς ἰσορροπίας νὰ ὑφίσταται διαρκῶς ἡ αὐτὴ ποσοτικὴ σχέσις μεταξὺ διεσπασμένων καὶ ἀδιασπάστων μορίων.

Ἐφ' ὅσον τὰ ἰόντα ἀποβάλλουν τὰ φορτία των εἰς τὰ ἠλεκτρόδια, ἄλλα ἰόντα γεννῶνται *αὐτομάτως* οὕτως ὥστε ἡ περιεκτικότης τοῦ διαλύματος εἰς ἰόντα μένει ἀμετάβλητος καὶ ἐπειδὴ ἡ ταχύτης, μὲ τὴν ὁποίαν τὰ ἰόντα κινοῦνται, ἐξαρτᾶται μὲν ἀπὸ τὴν φύσιν αὐτῶν ἀλλ' εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι πάντοτε ἀνάλογος πρὸς τὴν μεταξὺ δύο σημείων διαφορὰν δυναμικοῦ. Ὁ νόμος τοῦ Ohm ἰσχύει ἀπολύτως.

Εἰς τὰ ἀέρια τὰ ἰόντα παράγονται, καθὼς ἤδη ἐξετέθη, ἀπὸ ἐξωτερικὴν αἰτίαν, καὶ ἑπομένως πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι ὡρισμένος ἀριθμὸς ἰόντων παράγεται εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου ἐφ' ὅσον ἡ προκαλοῦσα τὴν παραγωγὴν αὐτῶν αἰτία δὲν μεταβάλλεται.

Τὰ ἰόντα ταῦτα κινούμενα κατὰ τοὺς νόμους τῆς ἀτάκτου θερμικῆς κινήσεως ἑνώνονται πρὸς ἄλληλα καὶ ἐξουδετερώνονται, ἰσορροπία δὲ ἐπέρχεται ὅταν τόσα ἰόντα διὰ τῆς ἑνώσεως καταστρέφωνται εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου, ὅσα καὶ παράγονται.

Τὰ ἰόντα κινοῦνται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτροστατικῶν πεδίων καὶ ἕνεκα τῶν τριβῶν ἀποκτοῦν *ταχύτητα* ἀνάλογον πρὸς τὴν ἔντασιν τῶν δυνάμεων τὰς ὁποίας ὑφίστανται, ἀνάλογον δηλ. πρὸς τὴν ἔντασιν τῶν πεδίων. Καὶ ὅταν μὲν ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων εἶναι τόσον μικρά, ὥστε ἐλάχιστος ἀριθμὸς ἰόντων νὰ ἀποδίδῃ τὸ φορτίον εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου, δὲν μεταβάλλεται αἰσθητῶς ἡ περιεκτικότης τοῦ ἀερίου εἰς ἰόντα καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι, ὅπως καὶ εἰς τὰ ἠλεκτρολυτικὰ διαλύματα, ἀνάλογος πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ. Ὁ νόμος τοῦ Ohm ἰσχύει.

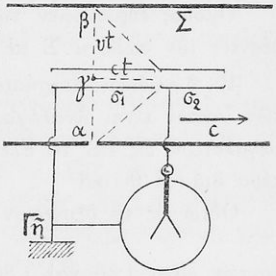
Ἐφ' ὅσον ὅμως ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ αὐξάνεται, διαρκῶς περισσότερα ἰόντα ἀποδίδουν εἰς τὰ ἠλεκτρόδια τὸ φορτίον των, τὸ ἀέριον γίνεται πτωχότερον εἰς ἰόντα καὶ ἑπομένως ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος δὲν αὐξάνεται ἀναλόγως πρὸς τὴν αὔξησιν τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ.

Τὴν τιμὴν τοῦ κορεσμοῦ φθάνει ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ὅταν ἡ δ. δ. εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη, ὥστε *ὅλα τὰ παραγόμενα ἰόντα* νὰ ἀποδίδουν τὸ φορτίον των εἰς τὰ ἠλεκτρόδια. Ἡ ἔντασις τοῦ κεκορεσμέ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νου ρεύματος ἐξαρτᾶται λοιπὸν μόνον ἀπὸ τὸν ἀριθμὸν τῶν εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου παραγομένων ἰόντων καὶ διὰ τοῦτο εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ ποσὸν τοῦ μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων ὑπάρχοντος ἀερίου ἐπίσης δὲ ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τῆς προκαλούσης τὴν παραγωγὴν τῶν ἰόντων αἰτίας. Διὰ τοῦτο ἡ ἔντασις τοῦ κεκορεσμένου ρεύματος ἠμπορεῖ τὰ χρησιμεύσῃ πρὸς μέτρησιν τῆς ἐντάσεως τῆς ἀκτινοβολίας, ἡ ὁποία παράγει τὰ ἰόντα.

§ 1059. ***Εὐκινησία τῶν ἀερίων ἰόντων. Γένεσις αὐτῶν.*** Ἡ εὐκινησία τῶν ἰόντων, χαρακτηριζομένη ἀπὸ τὴν ταχύτητα αὐτῶν ὑπὸ διαφορὰν δυναμικοῦ ἑνὸς Volt κατὰ ἑκατοστόμετρον, ἐμετρήθη κατὰ πολλὰς μεθόδους, ἐκ τῶν ὁποίων περιγράφομεν συντόμως κατ' ἀρχὴν τὴν τοῦ Zeleny.



Σχ. 708.

Μετάλλινος μονωμένος κυλινδρικὸς σωλὴν Σ (σχ. 708) ἔχει εἰς τὴν θέσιν α στενὸν ἄνοιγμα, διὰ τοῦ ὁποίου εἰσερχομένη λεπτὴ δέσμη ἀκτίνων Röntgen παράγει ἰόντα ἐντὸς τῆς στιβάδος αβ. Κατὰ τὸν ἄξονα τοῦ κυλίνδρου εὑρίσκονται, μονωμένοι ἀπ' ἀλλήλων καὶ ἀπὸ τοῦ σωλῆνος Σ, δύο λεπτότεροι σωλῆνες σ_1, σ_2 χωριζόμενοι διὰ στενοῦ διακένου καὶ συγκοινωνοῦντες ὁ μὲν σ_1 μὲ τὴν γῆν, ὁ δὲ σ_2 μὲ ἠλεκτροσκόπιον, τοῦ ὁποίου τὸ δοχεῖον συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν.

Ἂν συνδέσωμεν τὸν σωλῆνα Σ μὲ τὸν θετικὸν πόλον συστοιχίας συσσωρευτῶν, τῆς ὁποίας ὁ ἀρνητικὸς πόλος συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν, τὰ ἰόντα τὰ παραγόμενα εἰς τὴν στενὴν στιβάδα αγβ κινοῦνται τὰ μὲν ἀρνητικὰ ἐκ τοῦ ἄξονος πρὸς τὸν σωλῆνα Σ τὰ δὲ θετικὰ ἀντιθέτως πρὸς τὸ σημεῖον γ. Ἂν τώρα διαβιβάσωμεν διὰ τοῦ σωλῆνος Σ ρεῦμα ἀερίου, αἱ τροχιαὶ τῶν ἰόντων γίνονται λοξαὶ καὶ τέλος ὅταν ἡ ταχύτης τοῦ ἀερίου φθάσῃ τιμήν τινα c, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ ἠλεκτροσκόπιον φορτίζεται, ἀπόδειξις ὅτι τὰ ἐκ τῶν ἄκρων θέσεων α, β προερχόμενα ἰόντα καταλήγουν εἰς τὸ ἄκρον δ τοῦ σωλῆνος σ_2 ὅτι δηλ. καθ' ὃν χρόνον τὰ θετικὰ ἰόντα ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου μετακινοῦνται κατὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ διάστημα αγ, παρασύρονται ἀπὸ τὴν κίνησιν τοῦ ἀερίου κατὰ τὸ διάστημα γδ. Ἂν εἶναι υ ἡ ταχύτης τῶν ἰόντων καὶ t ὁ χρόνος, τὸν ὁποῖον χρειάζονται διὰ νὰ ἔλθουν ἀπὸ τοῦ α εἰς τὸ γ, ἔχομεν, ὑποθέτοντες κατὰ πρώτην προσέγγισιν ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ ἀερίου εἶναι εἰς ὅλην τὴν τομὴν τοῦ σωλῆνος Σ ἡ αὐτή, τὰς ἑξῆς σχέσεις:

$$(\beta\gamma) = \upsilon t \qquad (\gamma\delta) = ct$$

ὅθεν

$$\upsilon = c \cdot \frac{(\beta\gamma)}{(\gamma\delta)}$$

Διαιροῦντες τὴν ταχύτητα υ διὰ τῆς γνωστῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου εὑρίσκομεν τὴν εὐκινησίαν τῶν θετικῶν ἰόντων.

Ὁμοίως εὑρίσκομεν τὴν εὐκινησίαν τῶν ἀρνητικῶν ἰόντων συνδέοντες τὸν σωλῆνα Σ μὲ τὸν ἀρνητικὸν πόλον τῆς συστοιχίας.

Ἐκ διαφόρων μετρήσεων εὑρέθη οὕτω ὅτι πράγματι ἡ ταχύτης τῶν ἰόντων εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου καὶ εἶναι μεγαλυτέρα ὡς ἐπὶ τὸ πλεῖστον διὰ τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα καὶ μικροτέρα διὰ τὰ θετικά.

Οὕτω εἰς τὸ ὀξυγόνον ἡ εὐκινησία τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἰόντων εἶναι 1,36 καὶ 1,80 $\frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$, εἰς δὲ τὸ ὑδρογόνον 6,70 καὶ 7,95.

Ἐκ τῶν ἀριθμῶν τούτων συμπεραίνομεν ὅτι τὰ ἀρνητικὰ ἀέρια ἰόντα δὲν εἶναι πολὺ διάφορα τῶν θετικῶν κατὰ τὴν μᾶζαν.

Πράγματι ἐκ τοῦ συνόλου τῶν μέχρι τοῦδε παρατηρήσεων, τῶν ὁποίων καὶ στοιχειωδεστάτη περιγραφὴ δὲν εἶναι ἐνταῦθα δυνατή, ἀγόμεθα εἰς τὴν ἑξῆς ἐκδοχὴν περὶ τῆς φύσεως καὶ τῆς γενέσεως τῶν ἀερίων ἰόντων.

Τὰ ἄτομα τῶν χημικῶν στοιχείων περιέχουν ὡς συστατικὰ αὐτῶν ἠλεκτρόνια, μερικὰ τῶν ὁποίων εἶναι δυνατὸν νὰ ἀποσπασθοῦν ἕνεκα ἐξωτερικῶν αἰτίων, π. χ. ἐκ τῆς συγκρούσεως πρὸς κινούμενον ἠλεκτρόνιον, δηλ. πρὸς καθοδικὴν ἀκτῖνα ἢ ἀκτῖνα τοῦ Lenard, ἢ ἀκόμη καὶ ἐκ τῆς ἐπιδράσεως ἀκτίνων Röntgen. Τὸ ἄτομον τὸ στερηθὲν ἑνὸς ἢ περισσοτέρων ἠλεκτρονίων ἀποτελεῖ θετικὸν ἰόν, περὶ τὸ ὁποῖον εἶναι δυνατὸν νὰ συσσωρευθοῦν οὐδέτερα ἄτομα οὕτως ὥστε νὰ ἀποτελεσθῇ ὑλικὸν συγκρότημα θετικῶς φορτισμένον. Τὰ ἠλεκ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τρόνια ἐνούμενα μὲ οὐδέτερα ἄτομα ἢ συγκροτήματα ἀτόμων ἀποτελοῦν τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα, ἀλλὰ καὶ πρὸ τῆς ἑνώσεώς των μὲ ὑλικὰ ἄτομα ἢ συγκροτήματα ἀτόμων ἀποτελοῦν αὐτοτελῆ ἰόντα. Οὕτω τὰ ἀέρια ἰόντα δὲν ἔχουν ἐνιαῖον μέγεθος, ἀλλὰ ποικίλον αἱ δὲ ἐκ τῆς παρατηρήσεως εὑρισκόμεναι ἀριθμητικαὶ σταθεραὶ εἶναι πιθανῶς *στατιστικοὶ μέσοι ὅροι*.

§ 1060. ***Συμπύκνωσις ἀτμῶν περὶ τὰ ἀέρια ἰόντα.*** Εἰς τὴν § 466 τοῦ Α΄. Τόμου ἐξετέθη ὅτι ἂν ἐντὸς χώρου τινὸς περιέχωνται ἀτμοὶ καὶ ψύξωμεν αὐτούς, οὕτως ὥστε ὑπὸ τὴν νέαν ταπεινοτέραν θερμοκρασίαν ἡ πίεσις αὐτῶν νὰ εἶναι κατά τι μεγαλυτέρα τῆς τοῦ κόρου, εἶναι δυνατὸν νὰ παραμείνουν οἱ ἀτμοὶ χωρὶς νὰ ὑγροποιηθοῦν εἰς τὸν ὑπέρκορον χῶρον, ἐφ' ὅσον δὲν ὑπάρχουν πυρῆνες συμπυκνώσεως, π. χ. κονιορτός.

Ὁ C. T. R. Wilson εὗρεν ὅτι ὡς πυρῆνες συμπυκνώσεως ὑδρατμῶν ἠμποροῦν νὰ χρησιμεύσουν εἰς ἐλεύθερον κονιορτοῦ χῶρον τὰ ἀέρια ἰόντα καὶ μάλιστα ὅτι ἡ συμπύκνωσις τῶν ὑδρατμῶν γίνεται πρῶτον περὶ τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα καὶ μόνον ὅταν οἱ ὑδρατμοὶ εἶναι πολὺ περισσότεροι τῶν ἀντιστοιχούντων εἰς τὸ σημεῖον τοῦ κόρου συμπυκνώνονται καὶ περὶ τὰ θετικὰ ἰόντα.

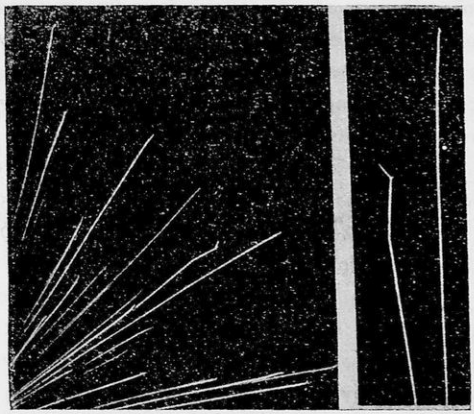
Τὴν ψῦξιν ἐπέφερεν ὁ Wilson διατείνων κεκορεσμένον ἀέρα καὶ παρετήρησεν ὅτι ἂν ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρος ἀποτόμως αὐξηθῇ κατὰ τὸ $^1/_4$ οἱ ἀτμοὶ δὲν ὑγροποιοῦνται ὅταν δὲν ὑπάρχῃ κονιορτός. Ἐν τούτοις, ἂν ὁ ἀὴρ περιέχῃ ἰόντα, ἡ διάτασις αὕτη προκαλεῖ τὴν παραγωγὴν νέφους ἀποτελουμένου ἀπὸ σταγονίδια ὕδατος. Ἂν τὰ σταγονίδια ταῦτα πέσουν ἐπὶ μονωμένης μεταλλίνης πλακός, ἡ ὁποία συγκοινωνεῖ μὲ ἠλεκτροσκόπιον, τοῦτο ἠλεκτρίζεται *ἀρνητικῶς*. Ἡ λεπτομερεστέρα ἔρευνα ἔδειξεν ὅτι τὰ σταγονίδια σχηματίζονται εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην *μόνον περὶ τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα* χρειάζεται δὲ πολὺ μεγαλυτέρα διάτασις διὰ νὰ σχηματισθοῦν σταγονίδια καὶ περὶ τὰ θετικὰ ἰόντα. Ἡ ἀπόδειξις εἶναι ἡ ἑξῆς :

Τὰ σταγονίδια τοῦ νέφους καταπίπτουν βραδέως καί, ὑποθέτοντες ὅτι ὅλα εἶναι ἴσα πρὸς ἄλληλα, ἠμποροῦμεν ἐκ τῆς ταχύτητος τῆς πτώσεως, τὴν ὁποίαν μετροῦμεν παρακολουθοῦντες τὴν ἄνω ἐπιφάνειαν τοῦ πίπτοντος νέφους, νὰ ὑπολογίσωμεν τὸ μέγεθος αὐτῶν μὲ τὴν βοήθειαν τύπου, τὸν ὁποῖον θεωρητικῶς εὗρεν ὁ Stokes.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἀλλὰ τὴν ὁλικὴν μᾶζαν τοῦ νέφους ἠμποροῦμεν νὰ μετρήσωμεν ἀμέσως διαβιβάζοντες τὸν ἀέρα διὰ σωλήνων μὲ ὑγροσκοπικὰς οὐσίας καὶ προσδιορίζοντες τὴν αὔξησιν τοῦ βάρους αὐτῶν ἢ ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν αὐτὴν ἐμμέσως ὡς ἑξῆς:

Ἐκ τοῦ λόγου τοῦ τελικοῦ ὄγκου τοῦ ἀέρος πρὸς τὸν ἀρχικὸν ἠμποροῦμεν νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν ἐλάττωσιν τῆς θερμοκρασίας κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν καὶ ἐπομένως τὸ ποσὸν τῶν ὑδρατμῶν οἱ ὁποῖοι ὑγροποιοῦνται, ἐκ τούτου δὲ καὶ τοῦ ἐκ τῆς ταχύτητος τῆς



Σχ. 709.

πτώσεως εὑρισκομένου μεγέθους τῶν σταγονιδίων εὑρίσκομεν τὸν ἀριθμὸν αὐτῶν.

Διατείνοντες λοιπὸν κεκορεσμένον ἀέρα, εἰς τὸν ὁποῖον ἰόντα παράγονται ὑπὸ ἀκτινοβολίας σταθερᾶς ἐντάσεως, παρατηροῦμεν ὅτι, ὅταν ὁ λόγος τοῦ τελικοῦ ὄγκου πρὸς τὸν ἀρχικὸν ὑπερβῇ τὴν τιμὴν 1,3 ὁ ἀριθμὸς τῶν σταγονιδίων τοῦ νέφους γίνεται διπλάσιος. Τοῦτο δὲν ἠμπορεῖ νὰ ἐξηγηθῇ παρὰ διὰ τῆς ἐκδοχῆς ὅτι τώρα οἱ πυρῆνες συμπυκνώσεως εἶναι διπλάσιοι τὸν ἀριθμόν, ὅτι δηλ. ἐνῶ πρὶν ἐγίνετο ἡ συμπύκνωσις περὶ μόνα τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα τώρα γίνεται καὶ περὶ τὰ θετικά.

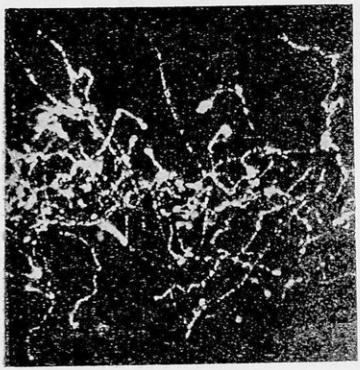
Τὴν συμπύκνωσιν τῶν ὑδρατμῶν περὶ τὰ ἀέρια ἰόντα ἐχρησιμοποίησεν ὁ Wilson διὰ νὰ καταστήσῃ καταφανῆ τὸν τρόπον παρα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

γωγῆς τῶν ἰόντων, καί, ὅταν ταῦτα ὀφείλουν τὴν γένεσιν των εἰς κινούμενα σωμάτια, νὰ δείξῃ τὰς τροχιὰς τῶν σωματίων τούτων.

Οὕτω τὸ σχ. 709 παριστᾷ τὴν κατανομὴν τῶν ἰόντων εἰς ἀέρα διὰ τοῦ ὁποίου διῆλθον ἀκτῖνες α, ἄτομα δηλ. τοῦ στοιχείου Ἡλίου μὲ δύο στοιχειώδη θετικὰ φορτία, τὰ ὁποῖα, καθὼς θὰ ἴδωμεν, ἐκπέμπονται διαρκῶς ἀπὸ πολλὰς ἐκ τῶν καλουμένων ἀκτινεργῶν οὐσιῶν. Ἡ κατανομὴ τῶν ἰόντων δεικνύει σαφέστατα τὴν τροχιὰν τῶν σωματίων καὶ βλέπομεν ὅτι τὰ σωμάτια ταῦτα κινοῦνται διὰ τοῦ ἀέρος σχεδὸν εὐθυγράμμως παράγοντα κατὰ τὴν διάβασίν των σωρείαν ἰόντων, οὕτως ὥστε κατὰ μῆκος τῆς τροχιᾶς τὰ σταγονίδια νὰ ἀποτελοῦν συνεχῆ γραμμήν. Ἡ γραμμὴ αὕτη ἀποτόμως παύει ἀφοῦ προηγουμένως παρουσιάσῃ χαρακτηριστικὰς ἀποκλίσεις καὶ ἀνακάμψεις. Φαίνεται δηλ. ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ σωματίου ἐκ τῶν ἀλλεπαλλήλων συγκρούσεων βαθμηδὸν ἐλαττώνεται καί, ὅταν κατέλθῃ κάτω ὁρίου τινος, τὸ σωμάτιον δὲν εἶναι ἱκανὸν νὰ παραγάγῃ ἰόντα.

Σχ. 710.



Σχ. 711.

Εἰς τὴν εἰκόνα 710 ἔχομεν εἰς τὴν εὐθύγραμμον περίπου τροχιὰν ἰόντα παραγόμενα ἀπὸ ταχυτάτας καθοδικὰς ἀκτῖνας (ἀκτῖνας β). Τὰ ἰόντα εἶναι τώρα πολὺ ἀραιότερα. Φαίνεται δηλ. ὅτι τὰ ταχύτατα κινούμενα ἠλεκτρόνια διέρχονται διὰ τῶν ἀτόμων ἢ μορίων χωρὶς ὡς ἐπὶ τὸ πλεῖστον νὰ μεταβάλουν αὐτὰ εἰς ἰόντα. Ἐνίοτε ὅμως

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀποσποῦν ἐξ ἀτόμου τινος ἓν ἠλεκτρόνιον, τὸ ὁποῖον, βραδύτερον κινούμενον, παράγει ἀριθμόν τινα δευτερογενῶν ἰόντων. Ἡ καμπυλόγραμμος τροχιὰ εἶναι πιθανῶς τροχιὰ δευτερογενοῦς καθοδικῆς ἀκτῖνος, ἠλεκτρονίου δηλ. ἀποσπασθέντος ὑπὸ τῶν ἀκτίνων β ἀπὸ τὰ τοιχώματα τοῦ δοχείου. Ἕνεκα τῆς μικροτέρας ταχύτητος καὶ τὰ παραγόμενα ἰόντα εἶναι ἀφθονώτερα, ἀλλὰ κπὶ ἡ ἐκτροπὴ μεγαλυτέρα καὶ συχνοτέρα.

Τὸ σχῆμα 711 δεικνύει τὴν εἰκόνα τῆς συμπυκνώσεως μετὰ τὴν διὰ τοῦ ἀέρος δίοδον ἀκτίνων Röntgen. Αἱ ἀκτῖνες Röntgen ἀποσποῦν ἠλεκρόνια ἀπὸ τὰ ἄτομα, ταῦτα δὲ προκαλοῦν τὴν γένεσιν ἄλλων ἰόντων. Ἐπειδὴ αἱ ταχύτητες τῶν ἠλεκτρονίων εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι πολὺ μικραί, αἱ τροχιαί των σημαντικῶς ἀλλοιώνονται ἀπὸ τὰς πρὸς τὰ ἄτομα τοῦ ἀέρος συγκρούσεις.

Τὰ σχήματα 709-711 ἐλήφθησαν ἐκ δημοσιεύσεων τοῦ Wilson.

§ 1061. ***Μέτρησις τοῦ στοιχειώδους ἠλεκτρικοῦ φορτίου e.*** Ἡ μέτρησις τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἰόντων, τῶν περιεχομένων εἰς ὡρισμένον ὄγκον ἀέρος, τὴν ὁποίαν περιεγράψαμεν εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς εὕρεσιν τοῦ φορτίου ἑνὸς ἰόντος ἂν γνωρίζωμεν τὸ ὁλικὸν φορτίον τῶν ἰόντων. Ἀλλὰ τοῦτο ἠμπορεῖ νὰ εὑρεθῇ κατὰ τὸν ἑξῆς τρόπον.

Ὑποθέσωμεν ὅτι μεταξὺ δύο παραλλήλων πλακῶν ὑπάρχουν n θετικὰ καὶ ἰσάριθμα ἀρνητικὰ ἰόντα κατὰ κυβικὸν ἑκατοστὸν φέροντα ὅλα τὸ αὐτὸ κατ' ἀπόλυτον τιμὴν στοιχειῶδες φορτίον $+e$ καὶ $-e$, καὶ ἔστω u καὶ υ ἡ εὐκινησία αὐτῶν (πρβλ. § 1059 . Ἂν μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν ὑπάρχῃ διαφορὰ δυναμικοῦ V καὶ εἶναι l ἡ ἀπόστασις αὐτῶν, ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι V/l καὶ αἱ ταχύτητες τῶν ἰόντων εἶναι $u\,V/l$ καὶ $\upsilon\,V/l$.

Εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου λοιπόν, ἐπειδὴ ὅλα τὰ θετικὰ ἰόντα προχωροῦν κατὰ τὸ διάστημα $u\,V/l$, θὰ διέλθουν διὰ τοῦ τετραγωνικοῦ ἑκατοστοῦ, παραλλήλου πρὸς τὰς πλάκας, τόσα θετικὰ ἰόντα, ὅσα περιέχονται εἰς κύλινδρον ἔχοντα βάσιν 1 cm^2 καὶ ὕψος $u\,V/l$ ἤτοι $n\,u\,V/l$ θετικὰ ἰόντα φέροντα φορτίον $+ enu\,V/l$.

Ὑπὸ τῶν ἀρνητικῶν ἰόντων μεταφέρεται εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου διὰ τοῦ τετραγωνικοῦ ἑκατοστοῦ κατ' ἀντίθετον φορὰν φορτίον $-neu\,V/l$, ἰσοδυναμοῦν πρὸς φορτίον $+neu\,V/l$ μεταφερόμενον κατὰ τὴν φορὰν τῆς κινήσεως τῶν θετικῶν ἰόντων.

Οὕτω ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος κατὰ τετραγωνικὸν ἑκατοστὸν εἶναι

$$i = ne\,(u + \upsilon)\,\frac{V}{l}\,.$$

Ἐκ τῶν ποσῶν, τὰ ὁποῖα περιλαμβάνονται εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην τὰ i, V, l ἠμποροῦν ἀμέσως νὰ μετρηθοῦν, τὰ u καὶ υ εἶναι ἐπίσης γνωστά, καὶ ἑπομένως εὑρίσκομεν τὸ γινόμενον ne, δηλ. τὸ ὁλικὸν φορτίον τῶν ἰόντων ἑνὸς εἴδους κατὰ κυβικὸν ἑκατοστόν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τοῦ φορτίου ne καὶ τοῦ ἀριθμοῦ n τῶν ἰόντων εὑρίσκεται τὸ φορτίον ἑνὸς ἰόντος, τὸ φορτίον δηλ. τοῦ ἠλεκτρονίου.

Κατὰ τὴν μέθοδον ταύτην ἔγινεν ἡ πρώτη μέτρησις τοῦ e ὑπὸ τοῦ Townsend καὶ ὀλίγον βραδύτερον ὑπὸ τοῦ J. J. Thomson.

Ὁ H. A. Wilson ἐμέτρησε τὸ e παρατηρῶν τὴν ταχύτητα τῆς πτώσεως σταγονιδίων ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ βάρους των καὶ ἔπειτα ὑπὸ τὴν σύγχρονον ἐπίδρασιν ἠλεκτροστατικῶν κατακορύφων πεδίων γνωστῆς ἐντάσεως.

Ἂν εἶναι m ἡ μᾶζα ἑνὸς σταγονιδίου, g ἡ ἐπιτάχυνσις τῆς βαρύτητος, e τὸ φορτίον κατ' ἀπόλυτον τιμὴν καὶ E ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου· ἐπὶ μὲν τοῦ ἐλευθέρως πίπτοντος σταγονιδίου, ἐνεργεῖ δύναμις mg, ὅταν δὲ ὑφίσταται τὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον ἡ δύναμις εἶναι mg ± eE. Τὸ σημεῖον + ἢ — ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ σημεῖον τοῦ φορτίου καὶ ἀπὸ τὴν φορὰν τοῦ πεδίου.

Ἐκ τῆς ταχύτητος τῆς ἐλευθέρας πτώσεως εὑρίσκεται κατὰ τὸν τύπον τοῦ Stokes τὸ μέγεθος τοῦ σταγονιδίου ἐκ δὲ τῆς ταχύτητος ἐντὸς τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου ἠμπορεῖ νὰ ὑπολογισθῇ κατὰ τὸν αὐτὸν τύπον ἡ ἐνεργοῦσα ἐπὶ τοῦ σταγονιδίου δύναμις καὶ ἑπομένως τὸ e.

Ὅλαι αἱ μέχρι τοῦδε περιγραφεῖσαι μέθοδοι ἔχουν τὸ ἐλάττωμα ὅτι στηρίζονται εἰς πλῆθος αὐθαιρέτων ἐν μέρει προϋποθέσεων καὶ ὅτι παραδέχονται ἰσχύοντα ἀπολύτως τὸν τύπον τοῦ Stokes διὰ σταγονίδια, τῶν ὁποίων ἡ διάμετρος δὲν εἶναι πολὺ μεγάλη ὡς πρὸς τὰς ἀπ' ἀλλήλων ἀποστάσεις τῶν μορίων τοῦ ἀέρος.

Ὁ ἀκριβέστατος προσδιορισμὸς τοῦ e ὀφείλεται εἰς τὸν Millikan. Κατὰ τὰ πρῶτα πειράματα ὁ Millikan παρετήρει δι' ὑπερμικροσκοπικῆς διατάξεως τὴν πτῶσιν *ὡρισμένου σταγονιδίου ὕδατος* εἴτε πίπτοντος ἐλευθέρως εἴτε ἀναχαιτιζομένου ἀπὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον γνωστῆς ἐντάσεως.

Ἀλλὰ τὰ ὑδάτινα σταγονίδια μεταβάλλονται ταχέως ἐκ τῆς ἐξατμίσεως καὶ οὕτω ἡ παρακολούθησις αὐτῶν ἦτο δυνατὴ μόνον ἐπὶ χρονικὸν διάστημα μικρότερον τοῦ ἑνὸς λεπτοῦ.

Πρὸς ἀποφυγὴν τῆς ἐνοχλήσεως ταύτης ὁ Millikan μετεχειρίσθη σταγονίδια ἐλαίου παραγόμενα διὰ κοινοῦ ψεκαστῆρος, τὰ ὁποῖα, καθὼς παρετήρησεν, ἐκ τῆς τριβῆς ἠλεκτρίζονται κατὰ τὴν παραγωγήν των. Τοιαῦτα σταγονίδια, αἰωρούμενα μεταξὺ τῶν δύο ἐπιπέδων καὶ ὁριζοντίων πλακῶν, τῶν ὁποίων τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ κατὰ βούλησιν μετέβαλλε, παρηκολούθησεν ὁ Millikan ἐπὶ ὥρας ὁλοκλήρους ἀφίνων αὐτὰ νὰ πίπτουν ἐλευθέρως καὶ ἔπειτα ἀναγκάζων δι' ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου νὰ ἀνέρχωνται πάλιν καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

Ἡ παρατήρησις αὕτη ἔδειξεν ὅτι ἐνῶ τοῦ σταγονιδίου ἡ ἐλευθέρα πτῶσις γίνεται μὲ τὴν αὐτὴν πάντοτε ταχύτητα, ἡ ἐντὸς τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου ταχύτης πολλάκις ἀποτόμως μεταβάλλεται ἐφ' ὅσον ἐπὶ τοῦ ἀερίου ἐπιδρᾷ ἀκτινοβολία ἱκανὴ νὰ καταστήσῃ αὐτὸ ἀγώγιμον. Ἡ μεταβολὴ αὕτη τῆς ταχύτητος δὲν ἠμπορεῖ νὰ ἀποδοθῇ παρὰ εἰς τὴν μεταβολὴν τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου τοῦ σταγονιδίου, προερχομένην ἐκ τῆς ἑνώσεως αὐτοῦ μὲ ἀέριον ἰόν, τοῦ ὁποίου ἡ μᾶζα εἶναι ἀσήμαντος ὡς πρὸς τὴν μᾶζαν τοῦ σταγονιδίου.

Ἐκ τῆς ταχύτητος τῆς ἐλευθέρας πτώσεως ὑπελόγιζεν ὁ Millikan κατὰ τὸν τύπον τοῦ Stokes, τὸν ὁποῖον κάπως ἐτροποποίησε, τὸ μέγεθος τῶν σταγονι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δίων, ἐκ δὲ τῆς κινήσεως αὐτῶν ἐντὸς τῶν ἠλεκτροστατικῶν πεδίων εὗρισκε τὸ ἀρχικὸν φορτίον καὶ τὰς μεταβολὰς αὐτοῦ.

Ἐξ ὅλων τῶν μετρήσεων τούτων, αἱ ὁποῖαι ἔγιναν μὲ σταγονίδια ἐκ διαφόρων ὑγρῶν, ἐλαίου, γλυκερίνης, ὑδραργύρου κ. λ. εὑρέθη ὅτι οἱονδήποτε ἠλεκτρικὸν φορτίον, οἱασδήποτε προελεύσεως καὶ οἱουδήποτε σημείου, εἶναι ἀκέραιον πολλαπλάσιον ἑνὸς ὡρισμένου φορτίου καὶ ὅτι ἑπομένως τὸ στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου δὲν εἶναι *στατιστικὸς μέσος ὅρος* ἀλλὰ πράγματι τὸ *ἄτομον* τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, τσῦ ὁποίου τὸ μέγεθος εἶναι

$$e = (5{,}774 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-10} \text{ ἠλεκτροστ.}$$

Ὁ Millikan εὗρεν ἁπλούστατον τρόπον διὰ νὰ προσθέτῃ κατὰ βούλησιν θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία εἰς τὰ σταγονίδια.

Ἂν δηλ. τὸ σταγονίδιον αἰωρῆται πλησίον τῆς ἀρνητικῆς πλακός, ὅπου πλεονάζουν τὰ θετικὰ ἰόντα, φορτίζεται θετικῶς, ἂν δὲ αἰωρῆται πλησίον τῆς ἀρνητικῆς πλακὸς φορτίζεται ἀρνητικῶς.

Οὕτω ἐμετρήθησαν μέχρι 150 στοχειωδῶν φορτίων ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ σταγονιδίου καὶ εὑρέθη πάντοτε ὅτι τὸ θετικὸν στοιχειῶδες φορτίον εἶναι ἴσον κατ' ἀπόλυτον τιμὴν πρὸς τὸ ἀρνητικόν.

Ἀλλὰ καὶ ἄλλο ἐξόχως ἐνδιαφέρον πόρισμα συνήχθη ἐκ τῶν παρατηρήσεων τούτων. Εὑρέθη δηλ. ὅτι, ὅταν τὸ σταγονίδιον εἶναι πολὺ μικρόν, ὥστε νὰ ἀποκλείεται ἡ πιθανότης τῆς *συγχρόνου* ἑνώσεως αὐτοῦ μὲ δύο ἢ περισσότερα ἰόντα, ἡ ἑκάστοτε παρατηρουμένη μεταβολὴ τοῦ φορτίου ἰσοῦται πάντοτε πρὸς ἓν στοιχειῶδες φορτίον.

Φαίνεται λοιπὸν ὅτι, ἐκτὸς ἐξαιρέσεων, τὰς ὁποίας παρετήρησεν ὁ J. J. Thomson (ἐπίδρασις ἀκτίνων α, πρβλ. κατωτέρω) τὰ ἀέρια ἰόντα εἶναι μοναδικά, κατὰ τὴν στιγμὴν τοὐλάχιστον τῆς γενέσεώς των, φέρουν δηλ. ἓν μόνον στοιχειῶδες φορτίον.

§ 1062. ***Ἀνακεφαλαίωσις.*** Ἐκ τῶν πειραμάτων, τὰ ὁποῖα στοιχειωδέστατα περιεγράφησαν εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους, καθὼς καὶ ἐκ πλείστων ἄλλων, τῶν ὁποίων ἡ περιγραφὴ δὲν εἶναι ἐνταῦθα δυνατή, ἐξάγεται τὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ ἀγωγιμότης τῶν ἀερίων ὀφείλεται, ὅπως καὶ ἡ τῶν ἠλεκτρολυτικῶν διαλυμάτων, εἰς φορτισμένους φορεῖς, οἱ ὁποῖοι κινούμενοι *μεταφέρουν* τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία. Ἀλλ' ἐνῷ οἱ ἠλεκτρολύται εἶναι ἑνώσεις δύο *διαφόρων* ἀτόμων ἢ ὁμάδων ἀτόμων χωριζόμεναι ἐντὸς τοῦ διαλύματος εἰς τὰ χημικῶς διάφορα ἰόντα, εἰς τὰ ἀέρια εἶναι δυνατὴ ἡ παραγωγὴ ἰόντων καὶ ὅταν ἀκόμη τὰ μόρια ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἑνὸς μόνου εἴδους ἄτομα (H_2, O_2 κ. λ.) ἢ καὶ ἀκόμη ὅταν τὰ μόρια τοῦ ἀερίου εἶναι αὐτὰ ταῦτα τὰ ἄτομα, ὅπως π. χ. εἰς τὰ εὐγενῆ ἀέρια.

Ἡ ἀγωγιμότης τῶν ἀερίων ὀφείλεται, ἐφ' ὅσον τοὐλάχιστον τὰ ἠλεκτροστατικὰ πεδία δὲν εἶναι πολὺ ἰσχυρά, εἰς τὴν ἐπίδρασιν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐξωτερικῶν αἰτίων, π. χ. διαφόρων ἀκτινοβολιῶν ἢ χημικῶν δράσεων (καῦσις) ἐκ τῶν ὁποίων προέρχεται ἰσχυρὸς κλονισμὸς τῶν ἀτόμων. Ἐκ τοῦ βιαίου τούτου κλονισμοῦ ἀποσπᾶται ἐκ τοῦ ἀτόμου ἢ μορίου ἓν ἠλεκτρόνιον καὶ τὸ πρὶν οὐδέτερον συγκρότημα ἔχει τώρα ἓν στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον. Τὸ βιαίως ἀποσπασθὲν ἠλεκτρόνιον κινεῖται ἐντὸς τοῦ ἀερίου καὶ ἑπομένως ἀποτελεῖ ἀκτῖνα καθοδικήν, ἡ ὁποία ἠμπορεῖ ἄλλα πάλιν ἠλεκτρόνια νὰ ἀποσπάσῃ ἀπὸ ἄτομα ἢ μόρια. Ἡ μεταβολὴ ἀτόμου ἢ μορίου εἰς ἰόν δι' ἀποσπάσεως ἑνὸς (ἢ ἐνδεχομένως περισσοτέρων) ἠλεκτρονίων ὀνομάζεται *ἰονισμός*. Ὅταν ἡ ταχύτης τοῦ ἠλεκτρονίου ἀρκετὰ ἐλαττωθῇ, προσκολλᾶται τοῦτο εἰς οὐδέτερον συγκρότημα, τὸ ὁποῖον οὕτω μεταβάλλεται εἰς ἀρνητικὸν ἰόν, ἢ ἑνώνεται μὲ θετικὸν ἰὸν καὶ τὸ ἐξουδετερώνει μεταβάλλον αὐτὸ εἰς ἀδρανὲς ἄτομον ἢ μόριον.

Τὰ ἠλεκτρόνια κατὰ ταῦτα πρέπει νὰ θεωρηθοῦν ὡς οὐσιώδη συστατικὰ τῶν ὑλικῶν ἀτόμων.

§ 1063. ***Αὐτοτελὴς ἀγωγιμότης.*** Εἰς τὴν § 1058 εἴδομεν ὅτι, ὅταν ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ δύο ἠλεκτροδίων, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχει ἀέριον, διαρκῶς αὐξάνεται, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος αὐξάνεται ἐπίσης, ἀλλ' ἡ αὔξησις ἀπό τινος σημείου καὶ ἐξῆς (σχ. 707) δὲν παρακολουθεῖ ἀναλόγως τὴν αὔξησιν τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ καὶ τέλος ἡ ἔντασις φθάνει ὁρικήν τινα τιμήν, τὴν τιμὴν τοῦ κορεσμοῦ, τὴν ὁποίαν δὲν ὑπερβαίνει καὶ ἂν ἀκόμη ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ αὐξηθῇ *ἐντὸς ὁρίων*.

Ἂν ἐν τούτοις ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ αὐξηθῇ ἀρκετά, παρατηροῦμεν ἀπό τινος τιμῆς αὐτῆς καὶ ἐξῆς νέαν πάλιν αὔξησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἡ ὁποία γίνεται ραγδαιοτέρα, ἐφ' ὅσον ἡ δ. δ. αὐξάνεται (τμῆμα Γ Δ τῆς καμπύλης τοῦ σχ. 707). Ἂν κατὰ τὸ στάδιον τοῦτο τοῦ φαινομένου παύσῃ ἐνεργοῦσα ἡ προκαλέσασα τὴν ἀγωγιμότητα τοῦ ἀερίου αἰτία, *τὸ ρεῦμα ἐξακολουθεῖ ὑφιστάμενον*. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι ἡ ἀγωγιμότης τοῦ ἀερίου δὲν ὀφείλεται πλέον ἐν ὅλῳ εἰς τὴν ἐξωτερικὴν αἰτίαν, ἀλλ' ὅτι ἐν μέρει εἶναι αὐτοτελής, ὅτι δηλ. μέρος τῶν ἰόντων τοῦ ἀερίου δὲν ὀφείλεται εἰς τὴν ἐξωτερικὴν ἐπίδρασιν.

Τὸν μηχανισμὸν τῆς παραγωγῆς τῶν ἰόντων τούτων θὰ φαντασθῶμεν ὡς ἑξῆς. Ὅταν ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν δύο ἠλεκτρο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δίων καὶ ἐπομένως καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου γίνῃ ἀρκετὰ μεγάλη, ἡ ταχύτης τὴν ὁποίαν ἐντὸς αὐτοῦ ἀποκτοῦν τὰ ἠλεκτρόνια εἶναι ἱκανή, ὥστε ἐκ τῆς συγκρούσεως αὐτῶν μὲ τὰ ἄτομα ἢ μόρια νὰ ἀποσπασθοῦν ἠλεκτρόνια. Ἀλλὰ καὶ ταῦτα, ἀποκτῶντα ἐντὸς τοῦ πεδίου ταχύτητα ἰονίζουν νέα ἄτομα ἢ μόρια καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς. Οὕτω ὁ ἀριθμὸς τῶν ἰόντων αὐξάνεται ραγδαίως καὶ ἐπομένως καὶ ἡ ἀγωγιμότης τοῦ ἀερίου.

Διὰ νὰ ἀποκτήσῃ ἀέριόν τι αὐτοτελῆ ἀγωγιμότητα δὲν εἶναι ἀνάγκη διεγειρούσης ἀκτινοβολίας, ἀλλ' ἀρκεῖ νὰ ἔχῃ τὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον τὴν ἀναγκαίαν ἔντασιν. Τὰ ἐκ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀρνητικοῦ ἠλεκτροδίου ἀποσπώμενα ἠλεκτρόνια εἶναι ἱκανὰ νά δώσουν τὴν πρώτην ἀρχὴν εἰς τὴν παραγωγὴν τῶν ἰόντων. Εὐνόητον ὅμως εἶναι ὅτι ἰονίζουσα ἀκτινοβολία εὐνοεῖ τὴν ἐμφάνισιν τῆς αὐτοτελοῦς ἀγωγιμότητος.

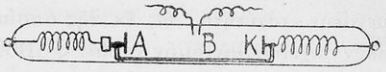
§ 1064. ***Ἐξήγησις τῶν φαινομένων τὰ ὁποῖα παρατηροῦνται εἰς ἀεροκένους σωλῆνας.*** Ἐπὶ τῇ βάσει τῶν μέχρι τοῦδε ἐκτεθέντων ἠμποροῦμεν νὰ ἐπιχειρήσωμεν ἐξήγησιν τῶν φαινομένων, τὰ ὁποῖα παρατηροῦνται κατὰ τὰς ἠλεκτρικὰς ἐκκενώσεις ἐντὸς ἀεροκένων σωλήνων. Πρὸς τοῦτο χρειάζεται πρῶτον νὰ γνωρίζωμεν τὴν κατανομὴν τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου ἐντὸς τοῦ σωλῆνος, τὴν ὁποίαν πειραματικῶς εὑρίσκομεν κατὰ τοὺς ἑξῆς τρόπους.

Ἐντὸς μακροῦ ἀεροκένου σωλῆνος (σχ. 712, 713) εὑρίσκονται δύο ἠλεκτρόδια Α, Κ συγκρατούμενα εἰς σταθερὰν ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασιν δι' ὑαλίνου στελέχους καὶ συνδεόμενα μὲ τοὺς ἀκροδέκτας τοῦ σωλῆνος διὰ σπειροειδῶν ἐλατηρίων. Εἷς τὸ ἓν τῶν ἠλεκτροδίων εἶναι προσηρμοσμένον τεμάχιον σιδήρου, οὕτως ὥστε διὰ μαγνήτου ἠμποροῦμεν νὰ μετακινοῦμεν ἔξωθεν τὰ δύο ἠλεκτρόδια καὶ νὰ φέρωμεν οἱονδήποτε σημεῖον τοῦ μετοξὺ αὐτῶν διαστήματος εἰς τὴν θέσιν Β, ὅπου γίνεται ἡ μέτρησις τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου.

Εἰς τὴν διάταξιν τοῦ σχ. 712 εὑρίσκονται εἰς τὴν θέσιν Β δύο σύρματα πλησίον ἀλλήλων, τὰ ὁποῖα συγκοινωνοῦν μὲ τὰ δύο μέρη ἠλεκτροσκοπίου (π. χ. δοχεῖον καὶ κινητὸν σύστημα ἢ τὰ δύο ζεύγη τῶν τεταρτοκυκλίων ἠλεκτρομέτρου τοῦ Thomson). Ἂν ὑποτεθῇ ὅτι τὰ σύρματα λαμβάνουν ἀκριβῶς τὸ δυναμικόν, τὸ ὁποῖον θὰ εἶχε τὸ σημεῖον εἰς τὸ ὁποῖον εὑρίσκονται ἂν δὲν ὑπῆρχον τὰ σύρματα αἱ

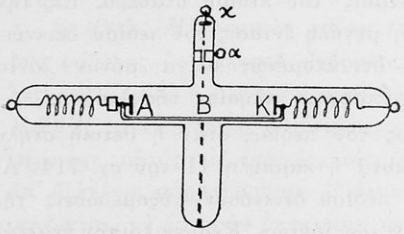
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐνδείξεις τοῦ ἠλεκτροσκοπίου μᾶς δίδουν τὸ μέτρον τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου. Ἡ μέθοδος χωλαίνει κατὰ τοῦτο, ὅτι πρῶτον ἐκ τῆς παρουσίας τῶν συρμάτων ἡ μορφὴ τῆς ἐκκενώσεως καὶ ἑπομένως καὶ ἡ κατανομὴ τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου παραμορφώνεται, καὶ δεύτερον ὅτι εἰς τὰ μέρη, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ ἀγωγιμότης εἶναι μικρά, εἰς τὰ ὁποῖα δηλ. δὲν ὑπάρχουν ἄφθονα ἰόντα, τὰ σύρματα δὲν λαμβάνουν ἀκριβῶς τὸ δυναμικὸν τοῦ περιβάλλοντος.

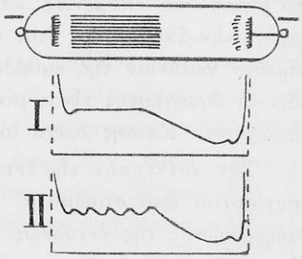


Σχ. 712.

Εἰς τὴν διάταξιν τοῦ σχ. 713 ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου μετρεῖται διὰ τῆς ἐκτροπῆς λεπτῆς δέσμης καθοδικῶν ἀκτίνων, οἱ ὁποῖαι προέρχονται ἐκ τῆς βοηθητικῆς καθόδου κ καὶ διέρχονται διὰ τῆς στενῆς ὀπῆς τῆς βοηθητικῆς ἀνόδου α. Εἰς τὴν διάταξιν ταύτην τὰ ὑπὸ τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων παραγόμενα ἰόντα παραμορφώνουν τὴν κατανομὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου.



Σχ. 713.



Σχ. 714.

Ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων σωλῆνος Geissler, εἰς τὸν ὁποῖον ἡ θετικὴ στήλη δὲν παρουσιάζει ἐναλλαγὴν φωτεινῶν καὶ σκοτεινῶν στρωμάτων, παρίσταται ἀπὸ τὴν καμπύλην I τοῦ σχ. 714. Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὴν ἄμεσον γειτονίαν τῆς καθόδου ἐντὸς τοῦ σκοτεινοῦ χώρου τοῦ Crookes τὸ πεδίον εἶναι πολὺ ἰσχυρόν· ἡ ἔντασις ἐλαττοῦται καὶ γίνεται ἐλαχίστη εἰς τὴν ἀρχὴν τοῦ σκοτεινοῦ χώρου τοῦ Faraday. Ἔπειτα ἡ ἔντασις βαθμηδὸν γίνεται μεγαλυτέρα καὶ ἐντὸς τῆς θετικῆς στήλης μένει σταθερά. Εἰς τὴν ἄμεσον γειτονίαν τῆς ἀνόδου ἔχομεν πάλιν μεγάλην ἔντασιν τοῦ πεδίου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῆς κατανομῆς ταύτης τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου ἔχομεν τὴν ἑξῆς εἰκόνα τοῦ μηχανισμοῦ τῆς ἐκκενώσεως. Ἠλεκτρόνια ἐκ τῆς καθόδου προερχόμενα ἀποκτοῦν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἰσχυροῦ πεδίου μεγάλην ταχύτητα, ὡς ἐκ τῆς ὁποίας δὲν εἶναι ἱκανὰ νὰ προκαλέσουν ἰσχυρὸν ἰονισμόν (πρβλ. § 1060). Ἡ ταχύτης τῶν ἠλεκτρονίων τούτων (καθοδικῶν ἀκτίνων) ἐλαττώνεται βαθμηδὸν ἐκ τῆς ἀντιστάσεως τοῦ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ἀερίου καὶ εἰς τὴν ἀρχὴν τῆς θετικῆς στήλης ἔχει φθάσῃ τὴν τιμήν, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς ἔντονον ἰονισμόν. Ἰόντα θετικὰ παράγονται τώρα (διαυλικαὶ ἀκτῖνες), τὰ ὁποῖα κινοῦνται πρὸς τὴν κάθοδον ἐνῷ τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα κινοῦνται πρὸς τὴν ἄνοδον. Ἐντὸς τῆς θετικῆς στήλης ἔχομεν τὰ τυπικὰ φαινόμενα τῆς αὐτοτελοῦς ἀγωγιμότητος τοῦ ἀερίου. Ἡ πυκνότης τῶν ἰόντων εἶναι ὁμοιόμορφος κατὰ μῆκος τῆς θετικῆς στήλης, ἡ ἀντίστασις λοιπὸν ἀνάλογος πρὸς τὸ μῆκος καὶ ἑπομένως καὶ ἡ μεταβολὴ τοῦ δυναμικοῦ ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόστασιν ἤτοι ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου σταθερά. Εἰς τὴν ἄμεσον γειτονίαν τῆς καθόδου ἡ μεγάλη ἔντασις τοῦ πεδίου δεικνύει ὅτι ἡ ἀγωγιμότης εἶναι μικρά, ὅτι ἑπομένως ὀλίγα μόνον ἰόντα ὑπάρχουν. Ἐπίσης ὀλίγα ἰόντα ὑπάρχουν πλησίον τῆς ἀνόδου.

Τὴν κατανομὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου, ὅταν ἡ θετικὴ στήλη συνίσταται ἀπὸ στρώματα, παριστᾷ ἡ καμπύλη II τοῦ σχ. 714. Αἱ αὐξομειώσεις τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου δεικνύουν αὐξομειώσεις τῆς ἀγωγιμότητος, δηλ. τῆς πυκνότητος τῶν ἰόντων. Ἔχομεν λοιπὸν ἐναλλὰξ θέσεις εἰς τὰς ὁποίας εἶναι ἄφθονος παραγωγὴ ἰόντων καὶ θέσεις εἰς τὰς ὁποίας ὀλίγα ἰόντα ὑπάρχουν. Ἐπαναλαμβάνονται δηλ. εἰς τὸν μεταξὺ δύο διαδοχικῶν στρωμάτων χῶρον τὰ φαινόμενα, τὰ ὁποῖα παράγονται εἰς τὸν μεταξὺ τῆς καθόδου καὶ πρώτου στρώματος χῶρον.

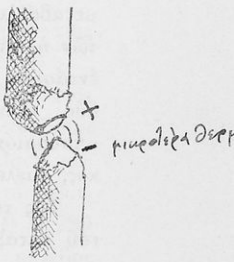
Ἂν ἡ ἀπόστασις τῶν δύο ἠλεκτροδίων εἶναι μικροτέρα τῆς εἰς τὴν πίεσιν τοῦ ἀερίου ἀντιστοιχούσης ἀποστάσεως τῆς καθόδου ἀπὸ τῆς θετικῆς στήλης, ἰονισμὸς δὲν γίνεται καὶ ἡ μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων ἀντίστασις εἶναι πολὺ μεγάλη. Οὕτω ἂν μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων ὑπάρχῃ καὶ ἄλλος δρόμος ἀρκετοῦ μήκους ὥστε νὰ ἀναπτυχθῇ ὁ σκοτεινὸς χῶρος τοῦ Faraday καὶ θετικὴ στήλη, ἡ ἀντίστασις εἶναι μικροτέρα καὶ ἡ ἐκκένωσις γίνεται κατὰ προτίμησιν δι' αὐτοῦ τοῦ δρόμου (πρβλ. § 1045).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐφ' ὅσον τὸ ἀέριον τοῦ σωλῆνος ἀραιώνεται, ἡ ἀντίστασις τὴν ὁποίαν τὰ ἠλεκτρόνια (καθοδικαὶ ἀκτῖνες) συναντοῦν γίνεται μικροτέρα καὶ πρέπει νὰ διανύσουν μεγαλύτερον δρόμον διὰ νὰ ἐλαττωθῇ ἡ ταχύτης των μέχρι τῆς διὰ τὸν ἰονισμὸν ἀρίστης τιμῆς. Ὁ σκοτεινὸς χῶρος τοῦ Faraday γίνεται διαρκῶς μεγαλύτερος καὶ τέλος ἡ θετικὴ στήλη ἐξαφανίζεται ὅταν ἡ ἀραίωσις προχωρήσῃ τόσον, ὥστε αἱ καθοδικαὶ ἀκτῖνες νὰ φθάνουν εἰς τὴν ἀντικάθοδον χωρὶς ἡ ταχύτης των ἀρκούντως νὰ ἐλαττωθῇ.

Ἡ θεωρία τῆς ἐντὸς ἀεροκενῶν σωλήνων ἐκκενώσεως, τὴν ὁποίαν ἐσκιαγραφήσαμεν, πολὺ ἀπέχει τοῦ νὰ ἀποδίδῃ ἀκριβῶς ὅλας τὰς λεπτομερείας τῶν ἐξόχως πολυπλόκων τούτων φαινομένων. Πράγματι εἶναι τόσον ποικίλοι καὶ πολυσύνθετοι οἱ ὅροι, ἀπὸ τοὺς ὁποίους τὰ φαινόμενα ἐξαρτῶνται, ὥστε θὰ χρειασθῇ ἀκόμη μακρὰ πειραματικὴ καὶ θεωρητικὴ ἐργασία διὰ τὴν πλήρη αὐτῶν κατανόησιν.

§ 1065. ***Ἠλεκτρικὸν τόξον (Davy 1812).*** Ἂν συνδέσωμεν δύο ράβδους ἐκ σκληροῦ ἄνθρακος μὲ τοὺς πόλους ἠλεκτρικῆς στήλης, τῆς ὁποίας ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι ἀνωτέρα τῶν 60 ἢ 70 Volt ἡ δὲ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις πολὺ μικρά, καί, ἀφοῦ φέρωμεν αὐτὰς εἰς ἐπαφήν, τὰς ἀπομακρύνωμεν ὀλίγον ἀπ' ἀλλήλων, παρατηροῦμεν ἰδιότυπον ἐκκένωσιν, ἡ ὁποία συνδέεται μὲ ἰσχυρὰν ἐκπομπὴν φωτός.



Σχ. 715.

Ὅταν ἡ ἐκκένωσις διαρκέσῃ ἀρκετὴν ὥραν, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ σχῆμα τῶν ἀνθράκων μεταβάλλεται χαρακτηριστικῶς καὶ ὁ μὲν θετικὸς κοιλαίνεται κατὰ τὸ ἄκρον σχηματίζων *κρατῆρα* (σχ. 715), ὁ ὁποῖος εἶναι ἡ κυρία πηγὴ τῆς φωτοβολίας, ὁ δὲ ἀρνητικὸς ὀξύνεται καὶ τὸ ἄκρον αὐτοῦ διαμορφώνεται εἰς κῶνον. Μεταξὺ τῶν δύο ἀνθράκων ὑπάρχει ἀσθενέστερον φωτοβολοῦσα ἀερία τοξοειδὴς στιβάς, ἐκ τῆς ὁποίας ἔλαβε καὶ τὸ ὄνομα ἡ ἐκκένωσις αὕτη καὶ ὀνομάζεται *ἠλεκτρικὸν ἢ βολταϊκὸν τόξον.*

Κυρία πηγὴ τῆς φωτοβολίας κατὰ τὰ ἀνωτέρω εἶναι ὁ κρατὴρ τοῦ θετικοῦ ἄνθρακος ὀλιγώτερον δὲ φωτοβολεῖ ὁ ἀρνητικός.

Αἴτιον τούτου εἶναι ἡ διαφορὰ θερμοκρασίας τῶν δύο ἀνθράκων, τὴν ὁποίαν εὐκόλως ἀναγνωρίζομεν ἂν διακόπτοντες τὸ ρεῦμα

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

παρακολουθήσωμεν τὴν ψῦξιν τῶν ἀνθράκων εἴτε παρατηροῦντες αὐτοὺς ἀπ' εὐθείας εἴτε προβάλλοντες διὰ συγκλίνοντος φακοῦ ἐπὶ διαφράγματος τὸ τόξον. Ὁ ἀρνητικὸς ἄνθραξ πολὺ ταχύτερον τοῦ θετικοῦ ψύχεται καὶ παύει νὰ ἐκπέμπῃ φῶς. Διὰ τοῦτο καὶ ἡ φθορὰ τοῦ θετικοῦ ἄνθρακος εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα.

Τὸ φῶς τῶν δύο ἀνθράκων, ὡς προερχόμενον ἀπὸ στερεὰ διάπυρα σώματα, ἔχει φάσμα συνεχές, τὸ δὲ φῶς τοῦ διαμέσου ἀερίου, πολὺ ἀσθενέστερον, ἔχει φάσμα γραμμικὸν ἢ ραβδωτόν.

Ἐκκένωσις ὑπὸ μορφὴν τόξου παράγεται καὶ μεταξὺ μεταλλίνων ἠλεκτροδίων, ἀλλ' ὄχι μὲ τὴν αὐτὴν εὐκολίαν καὶ σταθερότητα. Ὑπάρχουν μέταλλα, π. χ. Cd, Bi, μεταξὺ τῶν ὁποίων πολὺ δυσκόλως διατηρεῖται τὸ βολταϊκὸν τόξον. Ὅταν τὰ ἠλεκτρόδια εἶναι μεταλλικά, τὸ διάμεσον ἀέριον ἀποτελεῖται κυρίως ἀπὸ ἀτμοὺς τῶν μετάλλων, οἱ ὁποῖοι ἐκπέμπουν φῶς μὲ χαρακτηριστικὸν γραμμικὸν ἢ ραβδωτὸν φάσμα.

Παρενθέτοντες εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ τόξου ὦμειον ἀντίστασιν καὶ μεταβάλλοντες ἐνδεχομένως καὶ τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν, μεταβάλλοντες δηλ. τὸν ἀριθμὸν τῶν ἐν σειρᾷ συνδεδεμένων στοιχείων, μεταβάλλομεν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος ὑπὸ σταθερὰν ἀπόστασιν τῶν ἠλεκτροδίων καὶ ἠμποροῦμεν οὕτω νὰ εὕρωμεν τὴν σχέσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματας πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων. Ἡ σχέσις αὕτη ἕνεκα τῆς μεγίστης πρακτικῆς σπουδαιότητος τοῦ ἠλεκτρικοῦ τόξου, ἰδίως μὲ ἠλεκτρόδια ἐξ ἄνθρακος, ἐμελετήθη πολλαχῶς.

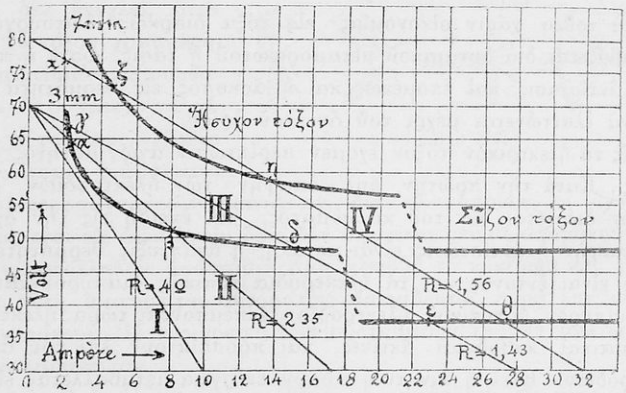
Εἰς τὸ σχῆμα 716 παριστάνονται αἱ χαρακτηριστικαὶ καμπύλαι τοῦ μεταξὺ ἀνθράκων τόξου δι' ἀποστάσεις τῶν ἠλεκτροδίων ἴσας πρὸς 7 καὶ 3 mm. (Mrs. Ayrton).

Ὅταν ἡ ἀπόστασις τῶν ἠλεκτροδίων ἰσοῦται πρὸς 7 mm, εἰς ἔντασιν ρεύματος 3 Ampère ἀντιστοιχεῖ διαφορὰ δυναμικοῦ 80 Volt μεταξὺ τῶν ἀνθράκων. Ἂν ἐλαττώνοντες τὴν ὦμειον ἀντίστασιν αὐξήσωμεν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, ἡ δ. δ. *ἐλαττώνεται*. Οὕτω εἰς ἔντασιν 12 A ἀντιστοιχεῖ δ. δ. 60 V, εἰς ἔντασιν 21 A ἀντιστοιχεῖ δ. δ. 57 V. Ὅταν ἡ ἔντασις γίνῃ ἀκόμη μεγαλυτέρα, ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ ἀποτόμως ἐλαττώνεται καὶ μένει σταθερά, ἴση πρὸς 48 περίπου Volt, ἐνῶ ἡ ἔντασις αὐξάνεται. Τὸ τόξον ὅμως δὲν εἶναι τώρα

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἤσυχον καὶ ἀθόρυβον ἀλλὰ συνοδεύεται ἀπὸ χαρακτηριστικὸν σίζοντα ἦχον.

Ἡ μορφὴ τῆς χαρακτηριστικῆς καμπύλης ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ποιότητα καὶ τὸ πάχος τῶν ἀνθράκων. Ὅσον παχύτεροι οἱ ἄνθρα-



Σχ. 716.

κες, ἰδίως ὁ θετικός, τόσον μεγαλυτέρα ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος χωρὶς τὸ τόξον νὰ μεταβληθῇ εἰς σῖζον.

Ἕνεκα τῆς ἰδιοτύπου μορφῆς τῆς χαρακτηριστικῆς καμπύλης εἶναι ἀναγκαία πάντοτε ἡ παρεμβολὴ ὠμείου ἀντιστάσεως εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ τόξου διὰ νὰ μένῃ σταθερὰ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος. Ὅσον μεγαλυτέρα ἡ ὤμειος ἀντίστασις, τόσον σταθερώτερον εἶναι τὸ τόξον.

Ὅταν ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι σταθερά, π. χ. 110 ἢ 220 Volt, ὅπως εἰς τὰς συνήθεις διοχετεύσεις τῶν πόλεων, τὸ μέγεθος τῆς ἀντιστάσεως ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἔντασιν, τὴν ὁποίαν ἐπιθυμοῦμεν νὰ ἔχωμεν, καὶ διὰ τὴν αὐτὴν ἔντασιν τὸ τόξον εἶναι σταθερώτερον μὲ 220 Volt παρὰ μὲ 110. Ἀλλ' ἡ ἄσκοπος μεταβολὴ εἰς θερμότητα εἶναι ἐπίσης μεγαλυτέρα.

Ἂν π. χ. ἔχωμεν τόξον 7 mm μὲ ἔντασιν 12 A, ἡ δ. δ. εἰς τὰ ἠλεκτρόδια εἶναι 60 Volt καὶ ἑπομένως ἡ δ. δ. εἰς τὰ πέρατα τῆς παρενθέτου ἀντιστάσεως εἶναι 160 V εἰς τὸ δίκτυον τῶν 220 V καὶ 50 V εἰς τὸ δίκτυον τῶν 110. Κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm εὑ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρίσκομεν ὅτι ἡ ἀντίστασις πρέπει νὰ εἶναι εἰς μὲν τὴν πρώτην περίπτωσιν $160:12=13{,}3\,\Omega$, εἰς δὲ τὴν δευτέραν $50:12=4{,}15\,\Omega$. Ἐκ τῆς ἠλεκτρικῆς καταναλώσεως χρησιμοποιοῦνται διὰ τὸ τόξον εἰς μὲν τὸ δίκτυον τῶν 220 V μόνον $60/220=27\,\%$ εἰς δὲ τὸ δίκτυον τῶν 110 V μόνον $60/110=55\,\%$.

Διὰ τοῦτο χάριν οἰκονομίας εἰς τόξα διαρκῶς λειτουργοῦντα καταβιβάζεται διὰ δυναμικοῦ μεταμορφωτοῦ ἡ τάσις, ὥστε ἡ παρένθετος ἀντίστασις, καὶ ἐπομένως καὶ ἡ ἄσκοπος εἰς θερμότητα ἀπώλεια, νὰ ἐλαττώνεται μέχρι τοῦ ἀνεκτοῦ ὁρίου.

Εἰς τὸ ἠλεκτρικὸν τόξον ἔχομεν περίπτωσιν ἀγωγιμότητος αὐτοτελοῦς. Κατὰ τὴν πρώτην δηλ. ἐπαφὴν τῶν ἠλεκτροδίων ρεῦμα ἰσχυρὸν διέρχεται διὰ τοῦ κυκλώματος, καὶ ἐπειδὴ εἰς τὴν ὄχι καλὴν ἐπαφὴν ἡ ἀντίστασις εἶναι μεγάλη, ἡ ἀνάπτυξις θερμότητος τοῦ Joule εἶναι ἔντονος καὶ τὰ ἠλεκτρόδια τοπικῶς διαπυροῦνται. Ἐκ τοῦ διαπύρου ἀρνητικοῦ ἠλεκτροδίου ἐκπέμπονται τώρα ἠλεκτρόνια, πραγματικαὶ καθοδικαὶ ἀκτῖνες, καὶ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ θετικοῦ ἠλεκτροδίου. Ἐκεῖ ἡ κινητικὴ αὐτῶν ἐνέργεια μεταβάλλεται εἰς θερμότητα, συγχρόνως δὲ καὶ τὰ μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων ἀέρια ἢ ἀτμοὶ ἰονίζονται ἐκ τῆς συγκρούσεως πρὸς τὰ κινούμενα ἠλεκτρόνια. Ὅσον ἐντονώτερον τὸ ρεῦμα, τόσον ἀφθονωτέρα εἶναι ἡ ἐκπομπὴ ἠλεκτρονίων καὶ ἡ παραγωγὴ ἰόντων, ἐπομένως τόσον μικροτέρα ἡ ἀντίστασις καὶ ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν ἠλεκτροδίων.

Τὸ ἠλεκτρικὸν τόξον ἠμποροῦμεν νὰ ἀποσβέσωμεν ὄχι μόνον διακόπτοντες τὸ κύκλωμα, ἀλλὰ καὶ ψύχοντες τὰ ἠλεκτρόδια ἢ αὐξάνοντες τὴν ὠμειον ἀντίστασιν ἢ ἀπομακρύνοντες τὰ ἠλεκτρόδια ἀπ' ἀλλήλων.

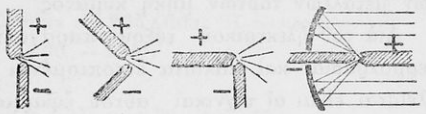
Ἰσχυρὸν μαγνητικὸν πεδίον ἐκτρέπει τὸ τόξον ὅπως θὰ ἐξέτρεπεν εὔκαμπτον ἀγωγὸν διαρρεόμενον ἀπὸ ρεῦμα. Ἀλλ' ἡ ἐκτροπὴ αὕτη ἰσοδυναμεῖ πρὸς ἐπιμήκυνσιν τοῦ τόξου, πρὸς ἀπομάκρυνσιν δηλ. τῶν ἠλεκτροδίων· διὰ τοῦτο τόξον εὑρισκόμενον μεταξὺ τῶν πόλων ἰσχυροῦ ἠλεκτρομαγνήτου ἀποσβέννυται ὅταν ὁ ἠλεκτρομαγνήτης διεγερθῇ.

Τὸ ἠλεκτρικὸν τόξον εἶναι ἡ συνηθεστάτη πηγὴ ἐντόνου φωτός, πολύτιμος διότι ἡ φωτοβολία προέρχεται ἀπὸ περιωρισμένην ἐπιφάνειαν, τὸν κρατῆρα τοῦ θετικοῦ ἄνθρακος. Οἱ δύο ἄνθρακες

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

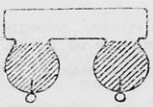
στερεώνωνται οὕτως ὥστε ὁ κρατὴρ νὰ στρέφεται πρὸς τὸ μέρος, ὅπου τὸ φῶς θὰ χρησιμοποιηθῇ. Τὸ σχ. 717 παριστάνει τὰς συνηθεστέρας διατάξεις.

Ἕνεκα τῆς φθορᾶς τῶν ἀνθράκων εἶναι ἀνάγκη διαρκῶς νὰ ρυθμίζεται ἡ ἀπόστασις αὐτῶν. Καὶ εἰς πολλὰς μὲν περιπτώσεις τοῦτο δὲν ἐνοχλεῖ, ὅταν ὅμως τὸ τόξον χρησιμεύῃ πρὸς φωτισμὸν αἰθουσῶν, πρέπει ἡ ρύθμισις νὰ γίνεται αὐτομάτως. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται διὰ διαφόρων ἠλεκτρομαγνητικῶν διατάξεων, διὰ τῶν ὁποίων οἱ ἄνθρακες, εὑρισκόμενοι εἰς ἐπαφὴν ἐν ὅσῳ δὲν διέρχεται ρεῦμα, ἀπομακρύνονται εἰς τὴν κατάλληλον ἀπόστασιν ἅμα κλεισθῇ τὸ κύκλωμα καὶ ἡ ἀπόστασις αὕτη διατηρεῖται αὐτομάτως ἀμετάβλητος παρὰ τὴν φθορὰν τῶν ἀνθράκων. Ἡ περιγραφὴ τῶν συστημάτων τούτων ἀνάγεται εἰς τὴν ἠλεκτροτεχνίαν.



Σχ. 717.

Ἄξιοι ἰδιαιτέρας μνείας εἶναι οἱ λαμπτῆρες, εἰς τοὺς ὁποίους τόξον ἠλεκτρικὸν παράγεται μεταξὺ ἠλεκτροδίων ἐξ ὑδραργύρου ἢ ρευστοῦ ἀμαλγάματος ἐντὸς ἀεροκένου σωλῆνος. Τοιοῦτον λαμπτῆρα παριστᾷ σχηματικῶς τὸ διάγραμμα 718.



Σχ. 718.

Ὁ ἐντὸς τῶν δύο σφαιρῶν ὑδράργυρος διὰ τῶν ἐντετηγμένων ἐκ λευκοχρύσου ἠλεκτροδίων τίθεται εἰς συγκοινωνίαν μὲ τοὺς δύο πόλους τῆς διοχετεύσεως, π.χ. 110 Volt, παρεμβαλλομένης καταλλήλου ἀντιστάσεως.

Ἡ δ. δ. 110 V δὲν εἶναι ἱκανὴ νὰ προκαλέσῃ αὐτοτελῆ ἰονισμόν. Διὰ νὰ ἀναπτυχθῇ τὸ τόξον κλίνεται ὁ σωλὴν οὕτως ὥστε ὑδράργυρος νὰ ρεύσῃ ἐκ τῆς μιᾶς σφαίρας εἰς τὴν ἄλλην ἀποκαθιστῶν μεταξὺ αὐτῶν ἠλεκτρικὴν συγκοινωνίαν. Ὅταν ὁ σωλὴν ἐπανέλθῃ εἰς τὴν ἀρχικὴν θέσιν, διακόπτεται ἡ φλὲψ τοῦ ὑδραργύρου καὶ ὁ σπινθὴρ τῆς διακοπῆς (πρβλ. § 995) ἐκλύει τὴν ἐκκένωσιν. Τὴν εἰς τὰ ἠλεκτρόδια ἀναπτυσσομένην θερμότητα ἀποχετεύομεν εἴτε διὰ χαλκίνων πτερυγίων, τὰ ὁποῖα περιβάλλουν αὐτά, εἴτε βυθίζοντες ὁλόκληρον τὸν λαμπτῆρα ἐντὸς ψυκτικοῦ λουτροῦ.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὸ τόξον τοῦ ὑδραργυρικοῦ λαμπτῆρος παρέχει φῶς πλουσιώτατον εἰς ὑπεριώδεις ἰδίᾳ ἀκτῖνας, καὶ διὰ νὰ χρησιμοποιήσωμεν τὰς ἀκτῖνας ταύτας κατασκευάζομεν τὸν λαμπτῆρα ἀπὸ χαλαζίαν. Ἀντὶ ἁπλοῦ ὑδραργύρου μεταχειριζόμεθα ἀμάλγαμα διαφόρων μετάλλων, Zn, Cd, K, Na κ. λ. διὰ νὰ περιέχῃ τὸ φῶς καὶ τὰ χαρακτηριστικὰ τῶν μετάλλων τούτων μήκη κύματος.

Διὰ τοῦ ἠλεκτρικοῦ τόξου παράγονται αἱ ὑψηλόταται ἐφικταὶ θερμοκρασίαι καὶ μάλιστα ἐντοπισμέναι κατὰ βούλησιν. Διὰ τοῦτο πλεῖσται εἶναι αἱ τεχνικαὶ αὐτοῦ ἐφαρμογαί, τῶν ὁποίων ὅμως καὶ ἡ ἁπλῆ ἀναγραφὴ θὰ ἐξήρχετο τῶν ὁρίων τοῦ βιβλίου τούτου.

§ 1066. ***Γραφικὴ λύσις τοῦ προβλήματος τοῦ τόξου.*** Ἡ σχέσις τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος τοῦ τόξου δὲν παρίσταται ἀπὸ ἁπλοῦν ἀλγεβρικὸν τύπον· διὰ τοῦτο ἡ ἀναλυτικὴ εὕρεσις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, ὅταν εἶναι γνωστὴ ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις καὶ ἡ ὥμειος ἀντίστασις, δὲν εἶναι δυνατή. Ἐν τούτοις λύεται τὸ πρόβλημα ἁπλούστατα γραφικῶς, ὅταν εἶναι γνωστὴ ἡ χαρακτηριστικὴ τοῦ τόξου καμπύλη.

Ἔστω $V = F(i)$ ἡ σχέσις τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ τῶν ἀνθράκων πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Ἂν εἶναι E ἡ ὅλη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τοῦ κυκλώματος, R ἡ παρένθετος ὥμειος ἀντίστασις καὶ i ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, ἡ δ. δ. εἰς τὰ πέρατα τῆς ἀντιστάσεως ταύτης θὰ εἶναι $E - V = E - F(i)$ καὶ κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm, ὁ ὁποῖος ἰσχύει διὰ τὴν παρένθετον ἀντίστασιν, θὰ εἶναι

$$E - F(i) = R\,i$$

Τὴν ἐξίσωσιν ταύτην θὰ ἔπρεπε νὰ λύσωμεν διὰ νὰ προσδιορίσωμεν τὸ i, ἀλλ' ἡ λύσις εἶναι ἀδύνατος, ἐφ' ὅσον ἡ ἀλγεβρικὴ μορφὴ τῆς συναρτήσεως $F(i)$ εἶναι ἄγνωστος.

Τὴν ἐξίσωσιν γράφομεν τώρα ὡς ἑξῆς

$$F(i) = E - R\,i \tag{1}$$

καὶ κατασκευάζομεν γραφικῶς ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου E, i τὰς δύο γραμμὰς

$$y = F(i) \qquad y = E - R\,i \tag{2}$$

Τὰ σημεῖα εἰς τὰ ὁποῖα αἱ δύο γραμμαὶ τέμνονται παριστοῦν τιμὰς τῶν E καὶ i αἱ ὁποῖαι ἐπαληθεύουν τὴν ἐξίσωσιν (1) διότι διὰ τὰ σημεῖα ταῦτα τὰ δεύτερα μέλη τῶν ἐξ. (2) γίνονται ἀμφότερα ἴσα πρὸς τὸ αὐτὸ y καὶ ἑπομένως ἴσα πρὸς ἄλληλα.

Ἡ πρώτη τῶν ἐξ. (2) εἶναι ἡ χαρακτηριστικὴ καμπύλη, ἡ δὲ δευτέρα εἶναι εὐθεῖα, τὴν ὁποίαν εὐκόλως ἠμποροῦμεν νὰ κατασκευάσωμεν.

Θεωροῦμεν π. χ. τὸ σχ. 715, εἰς τὸ ὁποῖον εἶναι σχεδιασμέναι αἱ χαρακτηριστικαὶ καμπύλαι διὰ τόξον 3 mm καὶ 7 mm.

Ἔστω ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις $E = 70$ Volt καὶ ἡ παρένθετος ἀντίστασις $R = 4$ Ohm.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἐξίσωσις $y = 70 - 4\,i$

ἐπαληθεύεται ἀπὸ τὰ ζεύγη τιμῶν

$$y = 70, \quad i = 0 \quad \text{καὶ} \quad y = 30, \quad i = 10$$

καὶ παριστᾷ τὴν εὐθεῖαν I. Ἡ εὐθεῖα αὕτη δὲν τέμνει τὰς χαρακτηριστικὰς καὶ ἑπομένως μὲ πρόσθετον ἀντίστασιν 4 Ohm καὶ ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν 70 Volt δὲν εἶναι δυνατὸν μὲ τοὺς δοθέντας ἄνθρακας νὰ παραχθῇ τοξον 7 ἢ 3 mm.

Ἐλαττώνομεν τώρα τὴν ἀντίστασιν εἰς 2,35 Ohm. Ἡ ἐξίσωσις γίνεται

$$y = 70 - 2{,}35\,i$$

καὶ ἐπαληθεύεται ἀπὸ τὰς τιμὰς

$$y = 70, \quad i = 0 \quad \text{καὶ} \quad y = 30, \quad i = 17$$

παριστᾷ λοιπὸν τὴν εὐθεῖαν II, ἡ ὁποία τὴν μὲν χαρακτηριστικὴν τῶν 7 mm δὲν τέμνει, τὴν δὲ τῶν 3 mm τέμνει εἰς τὰ σημεῖα α καὶ β. Ἐκ τῶν σημείων τούτων ἀποδεικνύεται ὅτι μόνον τὸ β ἀντιστοιχεῖ εἰς εὐσταθὲς τόξον, τὸ δὲ α παριστᾷ ἀσταθῆ κατάστασιν.

Οὕτω μὲ ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν 70 V καὶ πρόσθετον ἀντίστασιν 2,23 Ω τόξον 7 mm εἶναι ἀδύνατον, ἂν δὲ ἡ ἀπόστασις τῶν ἀνθράκων γίνῃ ἴση πρὸς 3 mm, τόξον θὰ παραχθῇ τὸ δὲ ρεῦμα θὰ ἔχῃ ἔντασιν 8 Α. Ἡ δ. δ. τῶν ἀνθράκων θὰ εἶναι 51 Volt.

Ἂν ἡ ἀντίστασις γίνῃ 1,43 Ω, ἡ ἐξίσωσις γίνεται

$$y = 70 - 1{,}43\,i$$

καὶ ἐπαληθεύεται ἀπὸ τὰς τιμὰς

$$y = 70, \quad i = 0 \quad \text{καὶ} \quad y = 30, \quad i = 28$$

παριστᾷ λοιπὸν τὴν εὐθεῖαν III.

Τόξον 7 mm δὲν εἶναι δυνατὸν πάλιν νὰ παραχθῇ. Ἐκ τῶν τομῶν τῆς εὐθείας μὲ τὴν χαρακτηριστικὴν τῶν 3 mm, τὸ σημεῖον γ παριστᾷ ἀσταθῆ κατάστασιν, τὰ δὲ δ καὶ ε εὐσταθῆ. Ἑπομένως τόξον 3 mm εἶναι δυνατὸν νὰ παραχθῇ, εἴτε ἤρεμον (σημεῖον δ) μὲ ἔντασιν 15,2 Α καὶ δ. δ. 48 V, εἴτε σίζον (σημεῖον ε) μὲ ἔντασιν 23 Α καὶ δ. δ. 37 V.

Ἂν ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι 80 V καὶ ἡ ἀντίστασις 1,56 Ω, ἡ ἐξίσωσις γίνεται

$$y = 80 - 1{,}56\,i$$

ἐπαληθευομένη ἀπὸ τὰς τιμὰς

$$y = 80, \quad i = 0 \quad \text{καὶ} \quad y = 30, \quad i = 32.$$

Παριστᾷ λοιπὸν τὴν εὐθεῖαν IV, ἡ ὁποία τέμνει τὴν χαρακτηριστικὴν τῶν 7 mm εἰς τὰ σημεῖα ζ καὶ η, τὴν δὲ τῶν 3 mm εἰς τὸ σημεῖον θ καὶ εἰς σημεῖον, τὸ ὁποῖον δὲν ὑποδεικνύεται εἰς τὸ διάγραμμα, ἀλλὰ θὰ εὑρίσκετο περὶ τὴν θέσιν κ. Ἐκ τῶν σημείων τούτων μόνον τὰ η καὶ θ παριστοῦν εὐσταθεῖς καταστάσεις.

Τόξον λοιπὸν 7 mm εἶναι δυνατόν, ἤρεμον μὲ ρεῦμα 13,5 Α καὶ δ. δ. 58 V, τόξον δὲ 3 mm εἶναι δυνατόν, σίζον μὲ ρεῦμα 27,2 Α καὶ δ. δ. 37 V.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΑΚΤΙΝΕΣ RÖNTGEN

§ 1067. ***Πρῶται παρατηρήσεις.*** Τὸ 1895 παρετήρησεν ὁ W. C. Röntgen ὅτι μερικαὶ οὐσίαι, ὅπως π. χ. ὁ βαριοκυανιοῦχος λευκόχρυσος, εὑρισκόμεναι πλησίον λειτουργούντων σωλήνων Crookes φωσφορίζουν καὶ ἂν ἀκόμη οἱ σωλῆνες καλύπτωνται μὲ κάλυμμα ἀδιαπέρατον διὰ τὰς μέχρι τότε γνωστὰς φωτεινὰς ἀκτινοβολίας. Ἐρευνήσας συστηματικῶς ὁ Röntgen τὸ φαινόμενον εὗρεν ὅτι ἀπὸ τὸ μέρος τοῦ τοιχώματος τοῦ σωλῆνος, εἰς τὸ ὁποῖον προσπίπτουν αἱ ἐκ τῆς καθόδου προερχόμεναι καθοδικαὶ ἀκτῖνες καὶ τὸ ὁποῖον ὠνομάσαμεν *ἀντικάθοδον* (§ 1047), ἐκπέμπεται ἀκτινοβολία, ἡ ὁποία ἔχει ἰδιότητας ἐντελῶς διαφόρους ἀπὸ τὰς ἰδιότητας τοῦ φωτός.

Ἡ ἀκτινοβολία αὕτη, τὴν ὁποίαν ὁ Röntgen ὠνόμασεν ἀκτινοβολίαν X ἀλλὰ διὰ τὴν ὁποίαν καθιερώθη τὸ ὄνομα τῶν *ἀκτίνων Röntgen*, δὲν εἶναι ἀμέσως ἀντιληπτή, δὲν διεγείρει δηλ. τὸν ἀμφιβληστροειδῆ ὥστε νὰ παραχθῇ αἴσθημα φωτός, ἀλλ᾽ ἀναγνωρίζεται ἐμμέσως μόνον, π. χ. διὰ τοῦ φωσφορισμοῦ τοῦ βαριοκυανιούχου λευκοχρύσου, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ὡς μέτρον τῆς ἐντάσεως τῆς ἀκτινοβολίας. Ὁ Röntgen δὲν κατώρθωσε νὰ παρατηρήσῃ οὔτε ἀνάκλασιν οὔτε διάθλασιν τῶν ἀκτίνων τούτων, εὗρε δὲ ὅτι αὗται διέρχονται δι᾽ ὅλων τῶν οὐσιῶν, καὶ ἐκείνων ἀκόμη, αἱ ὁποῖαι εἶναι ἀδιαφανεῖς διὰ τὸ σύνηθες φῶς, ὅπως τὰ μέταλλα, ἀρκεῖ τὸ πάχος τοῦ στρώματος νὰ μὴ εἶναι πολὺ μέγα, καὶ ὅτι τέλος ὁ συντελεστὴς ἀπορροφήσεως (πρβλ. § 634) εἶναι σχεδὸν ἀνάλογος πρὸς τὴν *πυκνότητα* τοῦ μέσου.

Ἡ τελευταία αὕτη ἰδιότης τῶν ἀκτίνων Röntgen εἶναι πολύτιμος ἀπὸ πρακτικῆς ἀπόψεως, διότι διερχόμεναι αὗται διὰ σώματός τινος ὑφίστανται, ἀναλόγως τῆς πυκνότητος καὶ τοῦ πάχους τῶν διαφόρων μερῶν τοῦ σώματος, διάφορον ἀπορρόφησιν, μείωσιν δηλ. τῆς ἐντάσεως, καὶ ἑπομένως, ἂν μετὰ ταῦτα προσπέσουν ἐπὶ χαρτίνου διαφράγματος, τὸ ὁποῖον φέρει ἐπίχρισμα βαριοκυανιούχου λευκοχρύσου, θὰ σχηματίσουν ἐπ᾽ αὐτοῦ φωσφορίζον σκιαγράφημα τοῦ σώματος, εἰς τὸ ὁποῖον φωτεινότερα μὲν θὰ εἶναι τὰ μέρη τὰ ἀντιστοιχοῦντα εἰς τὰ ἀραιότερα μέρη τοῦ σώματος, σκοτεινότερα δὲ τὰ ἀντιστοιχοῦντα εἰς τὰ πυκνότερα, ἐφ᾽ ὅσον τὸ σῶμα ἔχει περίπου

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸ αὐτὸ πάχος εἰς ὅλα τὰ μέρη. Οὕτω π. χ. ἂν μεταξὺ τῆς πηγῆς τῶν ἀκτίνων καὶ τοῦ φωσφορίζοντος διαφράγματος παρεμβάλωμεν τὴν χεῖρα μας, θὰ παρατηρήσωμεν τὸ σκιαγράφημα αὐτῆς, εἰς τὸ ὁποῖον ἐπὶ τοῦ φωτεινοῦ πεδίου τοῦ διαφράγματος θὰ διακρίνεται κατά τι σκοτεινοτέρα ἡ σκιὰ τῆς ὅλης χειρός, ἐντὸς δὲ αὐτῆς ἀκόμη σκοτεινοτέρα ἡ σκιὰ τῶν ὀστῶν.

Εἰς τὸ πείραμα τοῦτο ἔχομεν συγχρόνως καὶ τὴν ἀπόδειξιν τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης.

Αἱ ἀκτῖνες Röntgen προσβάλλουν καὶ φωτογραφικὰς πλάκας καὶ διὰ τοῦτο εἶναι δυνατὴ ἡ φωτογραφικὴ ἀποτύπωσις τοῦ σκιαγραφήματος. Ἐπίσης ἔχουν τὴν ἰδιότητα νὰ καθιστοῦν ἀγωγὰ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ τὰ ἀέρια διὰ τῶν ὁποίων διέρχονται.

Αἱ ἀκτῖνες Röntgen προσπίπτουσαι ἐπὶ ὑλικῶν σωμάτων προκαλοῦν τὸ μὲν ἔκλυσιν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα ἐκτοξεύονται ὡς δευτερογενεῖς καθοδικαὶ ἀκτῖνες, τὸ δὲ τὴν ἐκπομπὴν δευτερογενῶν ἀκτίνων Röntgen, αἱ ὁποῖαι ἔχουν ἰδιότητας ἐντελῶς ὁμοίας μὲ τὰς τῶν πρωτογενῶν. Οὕτω αἱ δευτερογενεῖς ἀκτῖνες προσβάλλουσαι ὑλικὰ σώματα προκαλοῦν τὴν ἐκπομπὴν τριτογενῶν ἀκτίνων Röntgen καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

Ἡ ἀκτινοβολία Röntgen ἡ προερχομένη ἀπὸ συνήθη σωλῆνα Crookes, εἰς τὸν ὁποῖον ἀντικάθοδος εἶναι αὐτὸ τὸ τοίχωμα τοῦ σωλῆνος, εἶναι ἀσθενεστάτη. Αἰτία τούτου εἶναι πρῶτον ὅτι ἡ καθοδικὴ ἀκτινοβολία εἰς τοιοῦτον σωλῆνα δὲν ἠμπορεῖ νὰ εἶναι πολὺ ἰσχυρά, διότι τὸ ἀπέναντι τοίχωμα θερμαίνεται ἰσχυρῶς καὶ τήκεται ἤ, συνηθέστερον, ἕνεκα τοῦ ἐντοπισμοῦ τῆς ἀναπτυσσομένης ἐκ τῆς προσπτώσεως τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων θερμότητος, θραύεται. Ἀλλ' ὑπάρχει καὶ ἄλλος λόγος, τὸν ὁποῖον ἐπίσης ἀνεῦρεν ὁ Röntgen. Ὑπὸ δοθεῖσαν ἔντασιν τῆς καθοδικῆς ἀκτινοβολίας, ἡ ἔντασις τῆς δευτερογενοῦς ἀκτινοβολίας, τῆς ἀκτινοβολίας Röntgen, ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ ὑλικὸν τῆς ἀντικαθόδου καὶ εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον τὸ ὑλικὸν τοῦτο εἶναι πυκνότερον ἤ, ἀκριβέστερον, ὅσον τὸ *ἀτομικὸν βάρος* τῶν συστατικῶν αὐτοῦ εἶναι μεγαλύτερον.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἕπεται ὅτι διὰ νὰ ἔχωμεν ἰσχυρὰν ἀκτινοβολίαν Röntgen πρέπει ὁ σωλὴν τοῦ Crookes νὰ εἶναι τοιοῦτος, ὥστε διὰ τῶν ἠλεκτροδίων του νὰ ἠμποροῦν νὰ διέλθουν σχετικῶς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἰσχυρὰ ρεύματα, ἡ δὲ ἀντικάθοδος νὰ ἀποτελῆται ἀπὸ μέταλλον ὅσον τὸ δυνατὸν μεγαλυτέρου ἀτομικοῦ βάρους καὶ δύστηκτον καὶ ἡ κατασκευὴ αὐτῆς νὰ εἶναι τοιαύτη, ὥστε ἡ ἀναπτυσσομένη θερμότης καλῶς νὰ ἀποχετεύεται.

§ 1068. *Ἀπορρόφησις τῶν ἀκτίνων Röntgen.* Ἐπὶ τῇ βάσει τῶν κανόνων, οἱ ὁποῖοι ἀνωτέρω ἐξετέθησαν, κατεσκευάσθησαν *σωλῆνες ἢ σφαῖραι Röntgen*, τῶν ὁποίων ἡ ἀκτινοβολία ἔχει μεγάλην ἔντασιν, καὶ μὲ τὰς ἰσχυρὰς ταύτας πηγὰς ἐμελετήθησαν λεπτομερέστερον αἱ ἰδιότητες τῶν ἀκτίνων X.

Αἱ πρῶται παρατηρήσεις ἔδειξαν, καθὼς ἀνωτέρω ἐξετέθη, ὅτι αἱ ἀκτῖνες Röntgen οὔτε ἀνακλῶνται οὔτε διαθλῶνται καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἔρευνα περιωρίσθη κατ' ἀρχὰς εἰς τὴν μελέτην τῆς ἀπορροφήσεως αὐτῶν ὑπὸ διαφόρων οὐσιῶν. Ἐκ τῆς μελέτης ταύτης προέκυψεν ὅτι ὁ συντελεστὴς ἀπορροφήσεως οὐσίας τινὸς δὲν εἶναι ὁ αὐτὸς διὰ τὰς ἀκτῖνας Röntgen ἐν γένει, ἀλλ' ὅτι ποικίλει ἀναλόγως τῶν ὅρων τῆς παραγωγῆς αὐτῶν, εἶναι δὲ ἐπίσης ἐν γένει διάφορος, καθ' ὅσον αἱ ἀκτῖνες ἀμέσως ἀπὸ τὴν πηγὴν προερχόμεναι διέρχονται τὴν ἀπορροφητικὴν στιβάδα ἢ ὑπέστησαν προηγουμένως καὶ ἄλλην ἀπορρόφησιν. Εἰς τὴν δευτέραν ταύτην περίπτωσιν ὁ συντελεστὴς ἀπορροφήσεως εὑρίσκεται μικρότερος.

Μᾶς δεικνύει λοιπὸν ἡ μελέτη τῆς ἀπορροφήσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen διαφορὰς δεκτικὰς μετρήσεως καί, ὅπως τὸ εἶδος τῶν φωτεινῶν ἀκτινοβολιῶν ἐχαρακτηρίσαμεν ἐμπειρικῶς διὰ τοῦ δείκτου διαθλάσεως ὡρισμένης προτύπου οὐσίας (§ 580), οὕτω θὰ ὁρίζωμεν πρὸς τὸ παρὸν τὰς ἀκτῖνας Röntgen ἐμπειρικῶς διὰ τοῦ συντελεστοῦ ἀπορροφήσεως ὡρισμένης οὐσίας, π. χ. τοῦ ἀργιλλίου, καὶ θὰ ὀνομάζωμεν *μαλακὰς* τὰς ἰσχυρῶς ἀπορροφωμένας ἀκτῖνας, *σκληρὰς* δὲ ἐκείνας, τῶν ὁποίων ὁ συντελεστὴς ἀπορροφήσεως εἶναι μικρός.

Τὰ ἐξαγόμενα τῶν πρώτων μετρήσεων τῆς ἀπορροφήσεως ἠμποροῦν νὰ ἐξηγηθοῦν διὰ τῆς ἐκδοχῆς ὅτι ἡ ἔκ τινος ἀντικαθόδου ἐκπεμπομένη ἀκτινοβολία X δὲν εἶναι ἐνιαίου εἴδους, ἀλλ' ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀκτῖνας διαφόρου σκληρότητος, ὅπως δέσμη συνθέτου φωτὸς ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀκτῖνας διαφόρων χρωμάτων. Ὁ παρατηρούμενος συντελεστὴς ἀπορροφήσεως εἶναι ὁ μέσος συντελεστὴς τῆς δέσμης, ἐπειδὴ δὲ αἱ μαλακώτεραι ἀκτῖνες περισσότερον ἀπορροφῶνται, ἔπεται ὅτι,

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὅταν δέσμη ἀκτίνων X διέλθῃ ἀπορροφητικὴν στιβάδα, ἡ περιεκτικότης εἰς σκληρὰς ἀκτῖνας αὐξάνεται καὶ ἑπομένως ἡ μέση σκληρότης τῆς ἐξερχομένης δέσμης εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν σκληρότητα τῆς ἀρχικῆς.

Παρετηρήθησαν ἐπίσης *ἐκλεκτικαὶ* ἰδιότητες τῶν οὐσιῶν ἐν σχέσει πρὸς τὴν ἀπορρόφησιν (Πρβλ. § 1076).

Ἡ σημασία τῶν ἀκτίνων Röntgen διὰ τὴν ἰατρικήν, εἴτε ὡς μέσων διαγνωστικῶν εἴτε θεραπευτικῶν, εἶναι γνωστή. Τὰ στοιχεῖα, τὰ ὁποῖα ὁ χειριζόμενος συσκευὰς Röntgen εἴτε πρὸς διαγνωστικοὺς εἴτε πρὸς θεραπευτικοὺς σκοποὺς πρέπει νὰ ρυθμίζῃ κατὰ βούλησιν καὶ τῶν ὁποίων τὴν τιμὴν πρέπει ἀπαραιτήτως νὰ γνωρίζῃ ἑκάστοτε, εἶναι ἡ *ἔντασις* καὶ ἡ *σκληρότης*. Διὰ τοῦτο ἀπὸ ἀπόψεως τῆς πρακτικῆς ἰατρικῆς σπουδαιοτάτη εἶναι ἡ μελέτη τῶν ὅρων ἐκ τῶν ὁποίων τὰ δύο ταῦτα στοιχεῖα, καὶ ἰδίως ἡ σκληρότης, ἐξαρτῶνται καὶ διὰ τὴν θεραπείαν τῶν ἀναγκῶν τῆς πρακτικῆς ἰδίως ἰατρικῆς διεμορφώθησαν οἱ τύποι τῶν σωλήνων Röntgen, τοὺς ὁποίους θὰ περιγράψωμεν εἰς τὴν ἑπομένην παράγραφον.

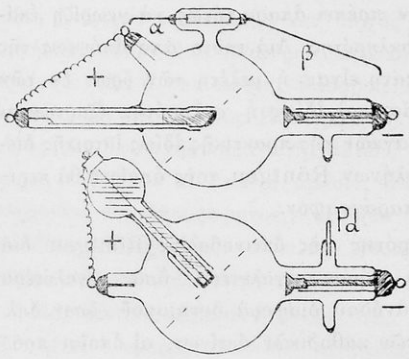
Εὑρέθη δηλ. ὅτι ἡ σκληρότης τῆς ἀκτινοβολίας Röntgen διὰ τὴν αὐτὴν ἀντικάθοδον εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ μεταξὺ καθόδου καὶ ἀνόδου διαφορὰ δυναμικοῦ, ὅσον δηλ. μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ταχύτης τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι προκαλοῦν τὴν γένεσιν τῶν ἀκτίνων Röntgen. Ἡ ἔντασις τῶν ἀκτίνων Röntgen εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ διὰ τοῦ σωλῆνος διερχομένου ρεύματος, ὅσον δηλ. μεγαλύτερος εἶναι ὁ ἀριθμὸς τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου προσβάλλουν τὴν ἀντικάθοδον.

Οὕτω τὸ πρόβλημα τῆς κατασκευῆς σωλήνων Röntgen λαμβάνει τὴν ἑξῆς συγκεκριμένην μορφήν: Ὁ σωλὴν πρέπει νὰ εἶναι τοιοῦτος, ὥστε ὁ χειριζόμενος αὐτὸν ὄχι μόνον νὰ γνωρίζῃ ἀλλὰ καὶ νὰ ρυθμίζῃ κατὰ βούλησιν τὴν ἔντασιν τοῦ διερχομένου ρεύματος καὶ τὴν διαφορὰν τοῦ δυναμικοῦ τῶν ἠλεκτροδίων, καὶ νὰ εἶναι δυνατὸν καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν ὡρισμένης θεραπείας τὰ στοιχεῖα ταῦτα νὰ διατηροῦνται ἀμετάβλητα.

§ 1069. ***Τύποι σωλήνων Röntgen.*** Τὸ σχ. 719 παριστᾷ δύο σωλῆνας Röntgen συνήθους τύπου. Ἡ ἄνοδος ἀποτελεῖται ἀπὸ σύρμα

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀργιλλίου, ἡ δὲ κάθοδος ἀποτελεῖται ἀπὸ κοῖλον δίσκον ἐξ ἀργιλλίου, οὕτως ὥστε αἱ καθοδικαὶ ἀκτῖνες ἐξερχόμεναι καθέτως πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς καθόδου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς κτηθείσης ταχύτητος καὶ τῆς μεταξὺ ἀλλήλων ἠλεκτροστατικῆς ἀπώσεως νὰ συνέρχωνται εἰς *ἑστίαν* ἐπὶ τῆς ἀντικαθόδου, ἡ ὁποία ἀναλόγως τοῦ προορισμοῦ τοῦ σωλῆνος (θεραπεία, διάγνωσις) εἶναι περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον ἐκτεταμένη. Ἡ ἀντικάθοδος εἰς τὸν πρῶτον σωλῆνα ἀποτελεῖται ἀπὸ τεμάχιον τοῦ δυστήκτου μετάλλου Βολφραμίου ἢ καὶ Λευκοχρύσου στηριζόμενον ἐπὶ παχείας χαλκῆς ῥάβδου διὰ τὴν καλὴν ἀποχέτευσιν τῆς θερμότητος. Εἰς τὸν δεύτερον σωλῆνα ἡ ἀντικάθοδος ἀποτελεῖται ἀπὸ λεπτὸν ἔλασμα λευκοχρύσου, τὸ ὁποῖον συνεχίζεται εἰς σωλῆνα ἐκ λευκοχρύσου πρῶτον, ὑάλινον ἔπειτα, καταλήγοντα εἰς σφαῖραν. Ὁ σωλὴν καὶ ἡ σφαῖρα μέχρι τοῦ μέσου γεμίζονται μὲ ὕδωρ. Ἡ ἀντικάθοδος εὑρέθη ἐκ τῆς πράξεως ὅτι καλὸν εἶναι νὰ εἶναι διάφορος τῆς ἀνόδου ἀλλὰ νὰ συγκοινωνῇ μὲ αὐτὴν δι' ἐξωτερικοῦ σύρματος.



Σχ. 719.

Ὁ ἀὴρ ἔχει ἀφαιρεθῇ ἐκ τοῦ σωλῆνος μέχρι πιέσεως ὀλίγων χιλιοστῶν τοῦ χιλιοστομέτρου ὑδραργύρου, οὕτως ὥστε ὅταν ὑπάρχῃ ἀρκετὴ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ ἀνόδου καὶ καθόδου, ὅταν π. χ. συνδέωμεν αὐτὰς μὲ τὰ ἄκρα τοῦ δευτερεύοντος πηνίου συσκευῆς Ruhmkorff, ῥεῦμα διέρχεται ἀγόμενον ἀπὸ τὰ αὐτοτελῶς παραγόμενα ἰόντα.

Αἱ καθοδικαὶ ἀκτῖνες προσπίπτουσαι ἐπὶ τῆς ἀντικαθόδου παράγουν τὰς ἀκτῖνας Röntgen, συγχρόνως δὲ προκαλοῦν τὴν ἐκπομπὴν δευτερογενῶν καθοδικῶν ἀκτίνων, ἕνεκα τῶν ὁποίων τὸ ἀπέναντι τῆς ἀντικαθόδου ἥμισυ τῆς ὑαλίνης σφαίρας ἰσχυρῶς φωσφορίζει.

Οἱ σωλῆνες οὗτοι ἔχουν πολλὰ ἐλαττώματα. Ἡ διαφορὰ δυνα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μικοῦ τῶν ἠλεκτροδίων ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, οὕτως ὥστε ἡ σκληρότης τῶν ἀκτίνων Röntgen δὲν εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς ἐντάσεως αὐτῶν.

Ἀλλὰ τὸ σπουδαιότατον ἐλάττωμα εἶναι ἡ *ἀστάθεια*. Ὅταν δηλ. ὁ σωλὴν λειτουργῇ ὑπὸ σχετικῶς μεγάλην διαφορὰν δυναμικοῦ, θερμαίνεται καὶ ἐκ τούτου ἐκλύονται ἐκ τῶν μεταλλίνων αὐτοῦ μερῶν καὶ τῶν ὑαλίνων τοιχωμάτων μόρια ἀερίων, κυρίως μόρια ὑδρογονανθράκων τὰ ὁποῖα προσερροφήθησαν ἐκ τῶν ἀερίων τῆς ὑαλουργικῆς καμίνου καὶ συγκρατοῦνται εἰς τὰ τοιχώματα τοῦ σωλῆνος ὑπὸ ἀτομικῶν δυνάμεων. Ἐκ τούτου ἡ ἀγωγιμότης τοῦ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ἀερίου γίνεται μεγαλυτέρα, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος διαρκῶς αὐξάνεται καί, ἂν δὲν διακόψωμεν αὐτό, εἶναι δυνατὸν ἡ ἐκκένωσις νὰ λάβῃ τὴν μορφὴν Geissler καὶ ὁ σωλὴν νὰ γίνῃ ἄχρηστος. Ἀλλὰ καθ' ὅσον ἡ ἀγωγιμότης αὐξάνεται, ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ ἐλαττώνεται καὶ ἐπομένως αἱ ἀκτῖνες Röntgen γίνονται μαλακώτεραι ἤ, καθὼς λέγομεν, ὁ σωλὴν γίνεται μαλακώτερος.

Ἂν τοὐναντίον διαβιβάζωμεν διὰ τοῦ σωλῆνος πολὺ ἀσθενὲς ρεῦμα, λεπτότατος *κονιορτός*, προερχόμενος ἀπὸ τὰ μέταλλα τῶν ἠλεκτροδίων, ἰδίως τῆς καθόδου, ἀποτίθεται εἰς τὰ τοιχώματα τοῦ σωλῆνος, τὰ ὁποῖα ἐκ τούτου εἰς παλαιοὺς σωλῆνας ἀποκτοῦν ἰδιάζον χρῶμα, ἰῶδες ἢ καφέχρουν, ἡ δὲ ἀπόθεσις αὕτη, ἕνεκα ἴσως τῆς αὐξήσεως τῆς ἐπιφανείας τῶν τοιχωμάτων, συνοδεύεται ἀπὸ προσρόφησιν ἀερίου, δέσμευσιν δηλ. μορίων εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῶν τοιχωμάτων. Ἐκ τούτου τὸ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ἀέριον ἀραιώνεται διαρκῶς περισσότερον, ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις γίνεται μεγαλυτέρα καὶ ὁ σωλὴν γίνεται διαρκῶς *σκληρότερος*. Ἂν δὲν καταστήσωμεν ἐγκαίρως τὸν σωλῆνα μαλακώτερον διὰ τῆς διαβιβάσεως ἰσχυροτέρου ρεύματος, ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ τόσον σκληρός, ὥστε ἡ ἐκκένωσις νὰ γίνεται *ἐξωτερικῶς* μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων ὑπὸ μορφὴν σπινθῆρος, καὶ ὁ σωλὴν εἶναι πάλιν ἄχρηστος.

Πολὺ σκληροὺς σωλῆνας ἠμποροῦμεν νὰ καταστήσωμεν μαλακωτέρους εἰσάγοντες εἰς αὐτοὺς μικρὰς ποσότητας ἀερίου. Ἡ *ἀναγέννησις* αὕτη ἐπιτυγχάνεται διὰ διαφόρων διατάξεων, μία τῶν ὁποίων ἀποτελεῖται ἀπὸ σωληνάριον ἐκ παλλαδίου συντετηγμένον μὲ τὸ τοίχωμα τοῦ σωλῆνος καὶ ἔχον κλειστὸν τὸ ἔξω ἄκρον. Ἂν διὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φλογὸς φωταερίου ἢ οἰνοπνεύματος διαπυρώσωμεν τὸ σωληνάριον, διέρχονται διὰ τῶν διαπύρων τοιχωμάτων του μικραὶ ποσότητες ὑδρογόνου, τὸ ὁποῖον πάντοτε ὑπάρχει εἰς τὰ ἀέρια τῆς φλογός, καὶ ὁ σωλὴν γίνεται μαλακώτερος. Ἂν ἐγκαίρως δὲν διακοπῇ ἡ διαπύρωσις, ὁ σωλὴν εἶναι δυνατὸν νὰ μεταβληθῇ εἰς σωλῆνα Geissler.

Ἄλλη μέθοδος ἀναγεννήσεως στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἰδιότητος τὴν ὁποίαν ἔχουν οὐσίαι τινές, π. χ. ὁ μαρμαρυγίας, νὰ περικλείουν μεγάλας ποσότητας ἀερίου, τὰς ὁποίας θερμαινόμεναι ἀποδίδουν. Ἐγκλείεται λοιπὸν εἰς τὸν σωλῆνα ποσότης τις μαρμαρυγίου ἀποτελοῦσα ταμεῖον ἀερίου καὶ ὅταν ὁ σωλὴν γίνῃ πολὺ σκληρὸς διὰ θερμάνσεως ἐλευθερώνεται μέρος τοῦ ἀερίου καὶ ὁ σωλὴν γίνεται μαλακώτερος.

Εἰς τοὺς νεωτέρους σωλῆνας ἡ θέρμανσις γίνεται δι' ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων. Οὕτω π. χ. εἰς τὸν πρῶτον σωλῆνα τοῦ σχ. 719 ἡ συσκευὴ ἀναγεννήσεως εἶναι πυκνωτής, τοῦ ὁποίου οἱ δύο ὁπλισμοί, χωριζόμενοι διὰ λεπτῆς ὑάλου, ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἡμιαγωγοὺς οὐσίας περιεχούσας ἀέρια. Ὁ πυκνωτὴς περιέχεται ἐντὸς μικροῦ σωλῆνος συγκοινωνοῦντος μὲ τὴν σφαῖραν οἱ δὲ ὁπλισμοί του καταλήγουν εἰς τὰ σύρματα α, β, τῶν ὁποίων τὸ μὲν α συγκοινωνεῖ μὲ τὴν ἄνοδον, τὸ δὲ β καταλήγει εἰς ἀπόστασίν τινα ἀπὸ τῆς καθόδου.

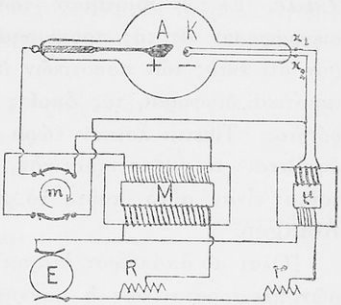
Ὅταν ὁ σωλὴν γίνῃ πολὺ σκληρός, σπινθὴρ παράγεται μεταξὺ τῆς καθόδου καὶ τοῦ σύρματος β καὶ ἡ ἐκκένωσις ἐκλύει ἐκ τοῦ πυκνωτοῦ ἀέριον μέχρις ὅτου ὁ σωλὴν γίνῃ τόσον μαλακὸς ὥστε νὰ παύσῃ παραγόμενος ὁ ἐξωτερικὸς σπινθήρ.

Τῶν ἐλαττωμάτων τούτων στεροῦνται οἱ νεώτεροι σωλῆνες, εἰς τοὺς ὁποίους τὸ ἀέριον ἔχει ἀραιωθῇ μέχρι τοῦ ἄκρου δυνατοῦ ὁρίου ἡ δὲ ἀγωγὴ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ γίνεται δι' ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα ἐκλύονται ἀποκλειστικῶς ἐκ διαπύρου καθόδου ἀποτελουμένης εἴτε ἀπὸ ἄλατα εἴτε καὶ ἁπλῶς ἀπὸ μετάλλινον σύρμα (Lilienfeld, Coolidge).

Ἡ εἰκὼν 720 παριστᾷ σχηματικῶς σωλῆνα Coolidge καὶ τὴν συνδεσμολογίαν αὐτοῦ. Ἡ κάθοδος Κ ἀποτελεῖται ἀπὸ σύρμα ἐκ Βολφραμίου, τὸ ὁποῖον καταλήγει εἰς τοὺς δύο ἀκροδέκτας $κ_1$, $κ_2$ καὶ διαπυροῦται εἴτε διὰ τοῦ ρεύματος καλῶς μονωμένης συστοιχίας συσσωρευτῶν, εἴτε καλύτερον διὰ τοῦ δευτερεύοντος ἐναλλασ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σομένου ρεύματος στατικοῦ μεταμορφωτοῦ, ὁ ὁποῖος τὸ ἐκ τοῦ ἐναλλακτῆρος Ε προερχόμενον ἐναλλασσόμενον ρεῦμα μετατρέπει εἰς ρεῦμα τάσεως ὀλίγων Volt. Διὰ τῆς ἀντιστάσεως R ρυθμίζομεν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος τούτου. Ὁ δεύτερος οὗτος τρόπος τῆς διαπυρώσεως προτιμᾶται ἕνεκα τῆς εὐκολίας τῆς μονώσεως. Τὸ πυρούμενον σύρμα τῆς καθόδου περιβάλλεται ἀπὸ κύλινδρον ἐκ Μολυβδαινίου, ὁ ὁποῖος χρησιμεύει εἰς τὸ νὰ κατευθύνῃ τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας πρὸς τὴν ἀντικάθοδον Α, ἀποτελουμένην ἀπὸ ἀρκετὰ ὀγκώδες τεμάχιον Βολφραμίου. Τὴν κάθοδον Κ καὶ τὴν ἄνοδον Α, ἡ ὁποία εἶναι συγχρόνως καὶ ἀντικάθοδος, ἑνώνομεν μὲ τὰ ἄκρα τοῦ δευτερεύοντος πηνίου τοῦ μεταμορφωτοῦ Μ, ὁ ὁποῖος μετατρέπει εἰς ρεῦμα ὑψηλῆς τάσεως τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ὑπὸ τάσιν ὀλίγων Volt προσφέρεται ἀπὸ τὸν ἐναλλακτῆρα Ε. Κατάλληλος περιστρεφόμενος μεταγωγὸς m, προσηρμοσμένος εἰς τὸν ἄξονα τοῦ ἐναλλακτῆρος ἢ κινούμενος ἀπὸ σύγχρονον κινητῆρα, ἀνορθώνει τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα (§ 1019), ὥστε τὸ ἠλεκτρόδιον Κ νὰ εἶναι διαρκῶς κάθοδος.



Σχ. 720.

Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ σωλῆνος, ἐξαρτᾶται τώρα μόνον ἀπὸ τὸν ἀριθμὸν τῶν ἠλεκτρονίων τὰ ὁποῖα εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου ἐκπέμπονται ἀπὸ τὴν κάθοδον, οὗτος δὲ ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ σύρματος, τὴν ὁποίαν κατὰ βούλησιν ρυθμίζομεν μεταβάλλοντες διὰ τῆς ἀντιστάσεως r τὴν ἔντασιν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος τοῦ μεταμορφωτοῦ μ.

Ἡ σκληρότης ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ τῶν ἠλεκτροδίων, τὴν δ. δ. δηλ. εἰς τὰ πέρατα τοῦ δευτερεύοντος πηνίου τοῦ μεταμορφωτοῦ Μ. Ἀλλ' αὕτη ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν μεταβολὴν τῆς μαγνητικῆς ροῆς τοῦ πρωτεύοντος, δηλ. ἀπὸ τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος, τὴν ὁποίαν ρυθμίζομεν διὰ τῆς ἀντιστάσεως R.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οὕτω ρυθμίζομεν *ἀνεξαρτήτως ἀλλήλων* τὴν ἔντασιν καὶ τὴν σκληρότητα τῆς ἀκτινοβολίας Röntgen καὶ ἠμποροῦμεν νὰ διατηρήσωμεν τὰ στοιχεῖα ταῦτα ἀμετάβλητα ἐπὶ μακρὸν χρόνον.

§ 1070. ***Φύσις τῶν ἀκτίνων Röntgen. Πειράματα τοῦ Laue.*** Ἐκ τῶν ἰδιοτήτων τῶν ἀκτίνων Röntgen, αἱ ὁποῖαι περιεγράφησαν εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους, καθίσταται φανερὸν ὅτι ἐκτὸς τῶν ποσοτικῶν διαφορῶν τῆς ἐντάσεως ὑπάρχουν καὶ ποιοτικαὶ διαφοραί, τὰς ὁποίας ἐχαρακτηρίσαμεν ὡς διαφορὰς *σκληρότητος*. Τίθεται λοιπὸν τώρα τὸ σπουδαιότατον πρόβλημα, εἰς τί ὀφείλεται τὸ χαρακτηριστικὸν τῆς σκληρότητος, καὶ τὸ πρόβλημα τοῦτο εἶναι αὐτὸ τοῦτο τὸ πρόβλημα τῆς φύσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen.

Ὅλαι αἱ ἀπόπειραι ἐκτροπῆς τῶν ἀκτίνων Röntgen δι' ἰσχυρῶν ἠλεκτροστατικῶν ἢ μαγνητικῶν πεδίων ἀπέτυχον καὶ ἐπομένως ἐφαίνετο ἀποκλειομένη ἡ ἐκδοχὴ ὅτι αἱ ἀκτῖνες αὗται ἀποτελοῦνται, ἀναλόγως πρὸς τὰς καθοδικὰς ἢ διαυλικὰς ἀκτῖνας, ἀπὸ κινουμένους φορεῖς ἠλεκτρικῶν φορτίων, ἐνῶ συγχρόνως ἄλλαι παρατηρήσεις ἐφαίνοντο εὐνοοῦσαι τὴν ἐκδοχὴν ὅτι ἡ φύσις τῶν ἀκτίνων Röntgen εἶναι ἐντελῶς ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τοῦ συνήθους φωτός, ὅτι δὲ μόνον τὸ μῆκος κύματος εἶναι διάφορον, πολὺ μικρότερον τοῦ μήκους κύματος τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτίνων.

Εἰς τὸ φῶς γνωρίζομεν ὅτι ἡ διὰ κυμάτων διάδοσις καὶ τὸ ἐγκάρσιον τῶν κυμάτων τούτων ἀποδεικνύονται διὰ τῶν φαινομένων τῆς συμβολῆς, τῆς περιθλάσεως καὶ τῆς πολώσεως.

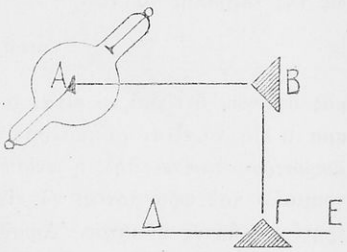
Φαινόμενα περιθλάσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen ἀνεζητήθησαν ὡς ἑξῆς. Δέσμη ἀκτίνων Röntgen διερχομένη διὰ δύο στενῶν σχισμῶν προσέβαλλε φωτογραφικὴν πλάκα καὶ διὰ λεπτῶν μικροφωτομετρικῶν μεθόδων ἐμετρεῖτο ἡ κατὰ θέσεις μελάνωσις τῆς πλακὸς καὶ ἐπομένως ἡ κατανομὴ τῆς ἐντάσεως τῆς προσπιπτούσης ἀκτινοβολίας, ἐνῷ συγχρόνως ὑπελογίζετο θεωρητικῶς ἡ ἐκ τῆς διατάξεως κατὰ τοὺς νόμους τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως ἀναμενομένη κατανομή. Διαφοραὶ τῆς παρατηρουμένης κατανομῆς ἀπὸ τὴν θεωρητικῶς ὑπολογιζομένην θὰ ἐδείκνυον τὴν ὕπαρξιν περιθλάσεως καὶ ἐπομένως θὰ ἀπεδείκνυον ὅτι αἱ ἀκτῖνες Röntgen διαδίδονται διὰ κυμάτων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τοιαῦται διαφοραὶ πράγματι παρετηρήθησαν ἀλλ' ἡ φύσις τῶν παρατηρήσεων τούτων δὲν ἐπέτρεπε τὴν ἄνευ ἀμφιβολίας ἐξαγωγὴν συμπερασμάτων. Ἐφαίνετο ὅμως βεβαιουμένη ἡ ἐκ θεωρητικῶν σκέψεων προελθοῦσα ἐκδοχὴ ὅτι τὸ μῆκος κύματος τῶν ἀκτίνων Röntgen εἶναι μικρότερον τοῦ χιλιοστοῦ τοῦ μ. κ. τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτίνων.

Πόλωσις τῶν ἀκτίνων Röntgen ἀνεξητήθη κατὰ τὴν ἐξῆς μέθοδον (Barkla).

Ἂν δέσμη ἀκτίνων Röntgen προέρχεται ἀπ' εὐθείας ἀπὸ τὴν ἀντικάθοδον (σχ. 721) καὶ δεχθῶμεν ὅτι ἡ φύσις αὐτῆς εἶναι ὁμοία μὲ τὴν φύσιν συνήθους φωτεινῆς δέσμης, αἱ δονήσεις (*) θὰ εἶναι κάθετοι μὲν ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως Α Β ἀλλὰ θὰ σχηματίζουν πᾶσαν δυνατὴν γωνίαν μὲ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος. Αἱ ἀκτῖνες αὗται προσπίπτουσαι ἐπὶ τοῦ σώματος Β παράγουν δευτερογενεῖς ἀκτῖνας, μέρος τῶν ὁποίων διαδίδεται κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΒΓ.



Σχ. 721.

Ἐπειδὴ τώρα αἱ δονήσεις θὰ εἶναι παράλληλοι πρὸς ἐκείνας, αἱ ὁποῖαι τὰς ἐπροκάλεσαν δηλ. κάθετοι ἐπὶ τὴν ΑΒ, πρέπει δὲ νὰ εἶναι καὶ κάθετοι ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως ΒΓ, ἕπεται ὅτι θὰ γίνωνται ὅλαι ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος καθέτως ἐπὶ τὴν ΒΓ. Ἡ δέσμη ΒΓ πρέπει νὰ εἶναι πεπολωμένη, τὴν δὲ πόλωσιν αὐτῆς θὰ ἀναγνωρίσωμεν ὡς ἑξῆς:

Ἡ δέσμη ΒΓ, προσβάλλουσα τὸ σῶμα Γ, παράγει τριτογενεῖς ἀκτῖνας, τῶν ὁποίων αἱ δονήσεις θὰ εἶναι παράλληλοι πρὸς ἐκείνας, αἱ ὁποῖαι τὰς ἐπροκάλεσαν. Ἂκ τούτου ἕπεται ὅτι κατὰ τὰς διευθύνσεις ΓΔ καὶ ΓΕ, παραλλήλους πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῶν δονήσεων, δὲν εἶναι δυνατὴ ἡ διάδοσις τριτογενῶν ἀκτίνων ἐνῶ καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος αἱ τριτογενεῖς ἀκτῖνες θὰ ἔχουν τὴν μεγίστην ἔντασιν. Οὕτω ἀνάγεται ἡ παρατήρησις τῆς πολώσεως εἰς παρατήρησιν *ἐντάσεως* καὶ πράγματι εὑρέθη ὅτι αἱ τριτογενεῖ

(*) Πρβλ. τὴν ὑποσημείωσιν τῆς σελ. 228.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐκ τοῦ Γ ἀκτῖνες παρουσιάζουν κατὰ τὰς διευθύνσεις ΓΔ καὶ ΓΕ *ἐλάχιστον τῆς ἐντάσεως.*

Ἡ *ἄμεσος* ὅμως ἀπόδειξις τῆς κυματικῆς φύσεως ἀκτινοβολίας τινος ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ μόνον διὰ τῆς παρατηρήσεως φαινομένων *συμβολῆς.*

Ἡ *κατασκευὴ* φράγματος καταλλήλου διὰ τὴν κατάδειξιν τῆς συμβολῆς καὶ μέτρησιν τοῦ μ. κ. τῶν ἀκτίνων Röntgen ἀπεκλείετο ἕνεκα ἀκριβῶς τοῦ μήκους κύματος. Πράγματι ἡ θεμελιώδης ἐξίσωσις τῆς ἐκτροπῆς (§ 758)

$$\eta\mu\,\theta_n = \frac{n\,\lambda}{\alpha}$$

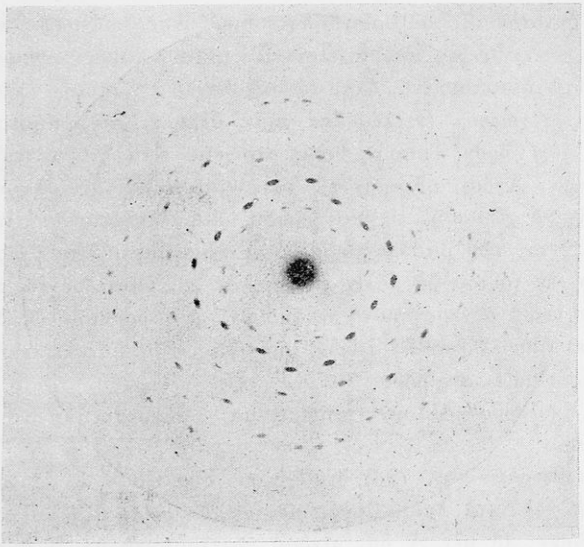
μᾶς δεικνύει ὅτι διὰ νὰ εἶναι δυνατὴ ἡ παρατήρησις πρέπει τὸ κλάσμα $n\,\lambda/\alpha$ νὰ εἶναι μικρότερον μὲν τῆς μονάδος ἀλλ' *ὄχι καὶ πολὺ μικρότερον,* πρέπει δηλ. ἡ σταθερὰ α, ἡ ἀπόστασις δύο διαδοχικῶν γραμμῶν τοῦ φράγματος, νὰ εἶναι ὀλίγας φορὰς μεγαλυτέρα τοῦ μετρητέου μήκους κύματος. Ἀφοῦ τὸ ἀναμενόμενον μ. κ. τῶν ἀκτίνων Röngen εἶναι 1000 ἢ καὶ περισσοτέρας φορὰς μικρότερον τοῦ μ.κ. τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων, θὰ ἔπρεπεν αἱ γραμμαὶ τοῦ φράγματος νὰ εἶναι 1000 φορὰς πυκνότεραι τῶν γραμμῶν τῶν φραγμάτων τῆς ὀπτικῆς, θὰ ἔπρεπεν δηλ. τὸ φράγμα νὰ ἔχῃ τοὐλάχιστον 500000 γραμμῶν κατὰ χιλιοστόμετρον. Ἀλλ' ἡ κατασκευὴ τοιούτου φράγματος εἶναι ἀπολύτως ἀδύνατος.

Κατὰ τὸ 1912 ὁ M. v. Laue ἐσκέφθη νὰ μεταχειρισθῇ ὡς φράγμα περιθλάσεως ὄχι *τεχνητὸν* ἐπίπεδον φράγμα ἀλλὰ τριδιάστατον φράγμα ἀποτελούμενον ἀπὸ κανονικῶς εἰς τὸν χῶρον διατεταγμένα ὑλικὰ σημεῖα εἰς ἀποστάσεις ἀπ' ἀλλήλων ὀλίγας φορὰς μεγαλυτέρας τοῦ ὑποτιθεμένου μήκους κύματος τῶν ἀκτίνων Röntgen, τοιοῦτον δὲ σύστημα ἀποτελοῦν κατὰ τὰς ἀντιλήψεις τῆς Κρυσταλλογραφίας, δικαιολογουμένας ἀπὸ τὸν νόμον τοῦ Haüy (ἁπλαῖ σχέσεις τῶν παραμέτρων), οἱ κρύσταλλοι.

Διεβίβασε λοιπὸν ὁ Laue ἐν συνεργασίᾳ μετὰ τῶν Friedrich καὶ Knipping λεπτὴν δέσμην ἀκτίνων Röntgen διὰ κρυστάλλου Σφαλερίτου (Zn S) καὶ ἔλαβεν ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακὸς σύστημα κανονικῶς διατεταγμένων σημείων (πρβλ. τὸ σχ. 722) τὰ ὁποῖα ὀφείλονται εἰς δέσμας προερχομένας ἀπὸ *περίθλασιν καὶ συμβολήν.* Τὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κανονικῶς διατεταγμένα ὑλικὰ συγκροτήματα δηλαδή, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὸν κρύσταλλον, γίνονται δευτερογενεῖς πηγαὶ κυμάτων περιθλάσεως, τὰ ὁποῖα ὡς ὑπὸ τοὺς αὐτοὺς ὅρους ἐκ τῆς αὐτῆς αἰτίας προερχόμενα εἶναι *σύμφωνα* (§ 728) πρὸς ἄλληλα καὶ ἑπομένως δεκτικὰ συμβολῆς. Τῆς συμβολῆς ταύτης ἀποτέλεσμα εἶναι, καθὼς ἔδειξεν ὁ Laue, ὅτι λεπταὶ δέσμα διαδίδονται κατ' ἐντελῶς ὡρισμένας διευθύνσεις περὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης.



Σχ. 722.

Οὕτω ἐδείχθη *ἀμέσως* πλέον ὅτι πράγματι κύματα, ὅπως τὰ φωτεινά, ἀποτελοῦν τὰς ἀκτῖνας Röntgen καὶ ἐπὶ τῇ βάσει τῶν δεδομένων τῆς κρυσταλλογραφίας ὑπελόγισεν ὁ Laue τὸ μ. κ. κύματος αὐτῶν.

Ἡ σημασία τῆς ἀνακαλύψεως τοῦ Laue εἶναι πράγματι ἀνυπολόγιστος καὶ δὲν εἶναι ὑπερβολὴ ἂν λεχθῇ ὅτι ἀπὸ τοῦ 1912 νέα περίοδος ἤρχισε διὰ τὴν Φυσικὴν καὶ τὴν Κρυσταλλογραφίαν.

§ 1071. ***Ἀνάκλασις τῶν ἀκτίνων Röntgen. Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος κατὰ τὴν μέθοδον τῶν Bragg.*** Ὁ ὑπολογισμὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τοῦ μήκους κύματος τῶν ἀκτίνων Röntgen ἐκ τῶν φωτογραφιῶν τοῦ Laue ἐπὶ τῇ βάσει τῶν ἐκ τῆς κρυσταλλογραφίας ὑποτιθεμένων ἀποστάσεων τῶν ὑλικῶν συγκροτημάτων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τοὺς κρυστάλλους, εἶναι ἀρκετὰ πολύπλοκος.

Ὀλίγον μετὰ τὴν ἀνακάλυψιν τοῦ Laue οἱ Bragg, πατὴρ καὶ υἱός, ὑπέδειξαν μέθοδον, διὰ τῆς ὁποίας ἀμεσώτερον γίνεται ἡ μέτρησις τοῦ μ. κ τῶν ἀκτίνων Röntgen, ἀλλὰ καὶ ἡ ἐξερεύνησις τῆς ἐσωτερικῆς κατασκευῆς τῶν κρυστάλλων.

Τὸ δυνατὸν τῆς καθ' οἱονδήποτε διεύθυνσιν αὐξήσεως τῶν κρυστάλλων δεικνύει ὅτι τὰ ἀποτελοῦντα αὐτοὺς ὑλικὰ συγκροτήματα εἶναι οὕτω διατεταγμένα, ὥστε τὸ σύνολον νὰ ἠμπορῇ νὰ χωρισθῇ εἰς *στοιχεῖα χώρου*, ἐντελῶς ἴσα πρὸς ἄλληλα, τὰ ὁποῖα πληροῦν ἐντελῶς τὸν χῶρον. Τοιαῦτα ὅμως στοιχεῖα εἶναι μόνον τὰ *παραλληλεπίπεδα*. Ἀγόμεθα λοιπὸν εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι ὁ κρύσταλλος ἠμπορεῖ νὰ χωρισθῇ εἰς στοιχειώδη παραλληλεπίπεδα, ἴσα πρὸς ἄλληλα, ἐντὸς τῶν ὁποίων τὰ ὑλικὰ συγκροτήματα ἔχουν ὡρισμένην διάταξιν, ἐκ τούτου δὲ πάλιν ἕπεται ὅτι τὰ ἀποτελοῦντα τὸν κρύσταλλον ὑλικὰ συγκροτήματα ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς διατεταγμένα ἐπὶ παραλλήλων ἐπιπέδων, τῶν ὁποίων ἡ διάταξις εἰς τὸν χῶρον παρουσιάζει περιοδικότητα.

Τὸ ἀκόλουθον ἁπλοῦν παράδειγμα θὰ καταστήσῃ τὸ πρᾶγμα σαφέστερον.

Ὑποθέσωμεν (σχ. 723) ὅτι ἔχομεν δύο εἰδῶν ὑλικὰ συγκροτήματα, Α καὶ Β, τὰ ὁποῖα θεωροῦμεν ὡς ὑλικὰ σημεῖα καὶ τὰ ὁποῖα παριστῶμεν τὰ μὲν Α διὰ μικροῦ κύκλου, τὰ δὲ Β διὰ μαύρης στιγμῆς. Τὰ σημεῖα ταῦτα εἶναι τοποθετημένα εἰς τὰς τομὰς τριῶν σειρῶν ἐπιπέδων, τὰ ὁποῖα εἶναι κάθετα ἐπ' ἄλληλα καὶ ἀπέχουν ἴσον ἀπ' ἀλλήλων, ἐπὶ δὲ τῶν εὐθειῶν, αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦνται ἀπὸ τὴν τομὴν δύο ἐπιπέδων, εὑρίσκονται ἐναλλὰξ σημεῖα Α καὶ σημεῖα Β. Τὸ στοιχειῶδες παραλληλεπίπεδον εἰς τὴν διάταξιν ταύτην εἶναι ὁ κῦβος μὲ τὰς πλευρὰς αβ, αγ, αδ, ὁ ὁποῖος καὶ ἰδιαιτέρως εἰς τὸ σχῆμα παρίσταται μὲ τὰ εἰς αὐτὸν ἀνήκοντα ὑλικὰ σημεῖα, 4 σημεῖα Α καὶ 4 σημεῖα Β. (Τὰ σημεῖα, τὰ ὁποῖα εὑρίσκονται εἰς τὰς λοιπὰς τομὰς τῶν εὐθειῶν τοῦ κύβου, ἀνήκουν εἰς τοὺς παρα-

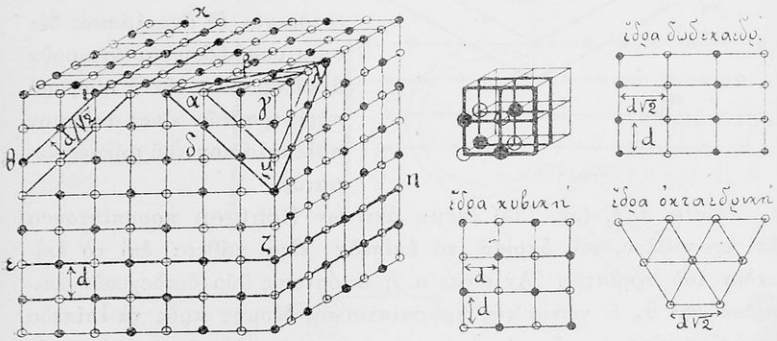
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κειμένους κύβους). Ἡ διάταξις εἶναι *κυβική* καὶ ὁ κρύσταλλος ἀνήκει εἰς τὸ κυβικὸν σύστημα.

Τὰ ὑλικὰ σημεῖα ἠμποροῦμεν τώρα νὰ θεωρήσωμεν ὡς κατανεμημένα εἰς ἐπίπεδα κατὰ διαφόρους τρόπους, τῶν ὁποίων οἱ ἁπλούστατοι εἶναι οἱ ἑξῆς.

Ἐπίπεδα παράλληλα πρὸς τὸ εξη. Τὰ ἐπίπεδα ταῦτα εἶναι παράλληλα πρὸς ἕδραν κύβου, εἶναι ἰσότιμα πρὸς ἄλληλα, διότι ὅλα περιέχουν ἴσον ἀριθμὸν σημείων A καὶ B καὶ ἀπέχουν ἴσον ἀπ' ἀλλήλων. Τὴν ἀπόστασιν αὐτῶν ὀνομάζομεν d.

Ἐπίπεδα παράλληλα πρὸς τὸ θικ. Τὰ ἐπίπεδα ταῦτα εἶναι παράλληλα πρὸς ἕδραν ρομβικοῦ δωδεκαέδρου. Εἶναι ἰσότιμα πρὸς



Σχ. 723.

ἄλληλα διότι περιέχουν ἰσάριθμα σημεῖα A καὶ B, ἡ δὲ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις εἶναι $d/\sqrt{2}$.

Ἐπίπεδα παράλληλα πρὸς τὸ αμλ. Τὰ ἐπίπεδα ταῦτα εἶναι παράλληλα πρὸς ἕδραν ὀκταέδρου καὶ δὲν εἶναι ἰσότιμα πρὸς ἄλληλα, διότι ἀποτελοῦνται ἐναλλὰξ ἀπὸ μόνον σημεῖα A καὶ ἀπὸ μόνον σημεῖα B. Ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις εἶναι $d/\sqrt{3}$.

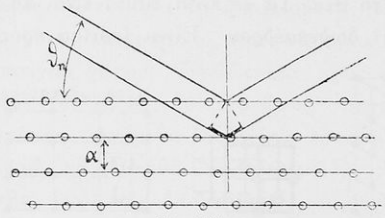
Ἡ περιοδικότης τῶν ἐπιπέδων εἶναι εἰς τὴν θεωρουμένην περίπτωσιν ἁπλουστάτης μορφῆς. Τὰ κυβικὰ ἐπίπεδα εἶναι ἰσότιμα (AB) καὶ διαδέχονται ἄλληλα εἰς ἀποστάσεις ἴσας πρὸς d. Τὰ ρομβοεδρικὰ ἐπίπεδα εἶναι ἰσότιμα (AB) καὶ διαδέχονται ἄλληλα εἰς ἀποστάσεις ἴσας πρὸς $d/\sqrt{2}$. Τὰ ὀκταεδρικὰ ἐπίπεδα εἶναι ἐναλλὰξ A καὶ B καὶ διαδέχονται ἄλληλα εἰς ἀποστάσεις ἴσας πρὸς $d/\sqrt{3}$.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἰς πολυπλοκωτέρας διατάξεις ἡ περιοδικότης τῶν ἐπιπέδων ἔχει πολυπλοκωτέραν μορφήν.

Ἀξιοσημείωτον εἶναι ὅτι ἡ στενὴ πρὸς ἄλληλα σχέσις τῶν συγκροτημάτων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὰ θεωρηθέντα ἐπίπεδα, δεικνύεται ἐκ τούτου, ὅτι πρὸς τὰ ἐπίπεδα ταῦτα εἶναι δυνατὸν νὰ εἶναι παράλληλοι αἱ φυσικαὶ ἕδραι κρυστάλλων ἢ καὶ αἱ τεχνητῶς διὰ *σχισμοῦ* παραγόμεναι (πρβλ. § 781).

Οἱ Bragg ἐσκέφθησαν ὅτι, ὅταν δέσμη ἀκτίνων Röntgen προσπίπτῃ ἐπὶ κρυστάλλου, ὑφίσταται ἀνακλάσεις ἐπὶ τῶν κρυσταλλικῶν ἐπιπέδων, ἀλλ' ὅτι αἱ ἐκ διαφόρων ἐπιπέδων προερχόμεναι ἐξ ἀνακλάσεως δέσμαι συμβάλλουσαι ἀναιροῦν ἀλλήλας, ἐκτὸς ἂν ἡ διαφορὰ πορείας αὐτῶν εἶναι ἀκέραιον πολλαπλάσιον τοῦ μήκους κύματος.



Σχ. 724.

Ἔστω π. χ. (σχ. 724) δέσμη ἀκτίνων Röntgen προσπίπτουσα ἐπὶ κρυστάλλου, τοῦ ὁποίου τὰ ἐπίπεδα εἶναι κάθετα ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος. Ἂν εἶναι α ἡ ἀπόστασις δύο διαδοχικῶν ἐπιπέδων καὶ θ_n ἡ γωνία τῆς προσπιπτούσης δέσμης πρὸς τὰ ἐπίπεδα (συμπληρωματικὴ τῆς γωνίας προσπτώσεως) βλέπομεν ἀμέσως ἐκ τοῦ σχήματος ὅτι ἡ διαφορὰ πορείας δύο διαδοχικῶν ἐξ ἀνακλάσεως δεσμῶν εἶναι ἴση πρὸς $2\alpha\eta\mu\theta_n$ καὶ ἑπομένως διὰ νὰ ὑπάρχῃ ἀνακλωμένη δέσμη πρέπει νὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις

$$2\alpha\ \eta\mu\theta_n = n\lambda \qquad 1)$$

ὅπου λ τὸ μῆκος κύματος τῶν ἀκτίνων καὶ n ἀκέραιος ἀριθμὸς (πρβλ. § 758).

Ἡ ἀνάκλασις τῶν ἀκτίνων Röntgen εἶναι λοιπὸν φαινόμενον ἐντελῶς διάφορον τῆς ἀνακλάσεως τοῦ συνήθους φωτός. Ἡ ἀνάκλασις τοῦ φωτὸς γίνεται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας, ἡ ὁποία χωρίζει τὰ δύο μέσα (*), ἐνῷ ἡ ἀνάκλασις τῶν ἀκτίνων Röntgen γίνεται *ἐντὸς*

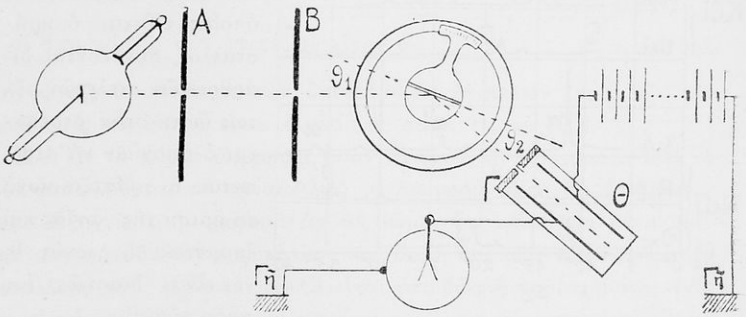
(*) Τοῦτο δὲν εἶναι ἀπολύτως ἀκριβές, καθὼς φαίνεται ἐκ τῆς ἐξαρτήσεως τῆς γωνίας ὁλικῆς πολώσεως ἀπὸ τοὺς δείκτας διαθλάσεως τῶν δύο μέσων.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῆς μάζης τοῦ κρυστάλλου. Διὰ τοῦτο ἡ ποιότης τῆς ἐπιφανείας τοῦ κρυστάλλου δὲν ἔχει σημασίαν διὰ τὴν κανονικότητα τῆς ἀνακλάσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen, ἀλλὰ μόνον ἡ κανονικότης τῆς διατάξεως τῶν ἀτόμων.

Ἀλλὰ καὶ αἱ ἐπὶ τῶν κρυσταλλικῶν ἐπιπέδων μερικαὶ ἀνακλάσεις εἶναι ἐπίσης ἰδιαζούσης φύσεως. Πράγματι τὰ ἐπὶ ἑνὸς ἐπιπέδου ὑλικὰ συγκροτήματα γίνονται ἑστίαι κυμάτων περιθλάσεως τὰ ὁποῖα συμβάλλουν καὶ τὸ συνιστάμενον κῦμα ἀποτελεῖ τὴν μερικὴν ἐξ ἀνακλάσεως ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου δέσμην.

Οὕτω ἡ ἐκδοχὴ τῶν Bragg δὲν διαφέρει παρὰ μόνον κατὰ τὸν τρόπον τῆς διατυπώσεως ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν ἐκδοχὴν τοῦ Laue.



Σχ. 725.

Οἱ Bragg ἐβεβαίωσαν πράγματι πειραματικῶς τὴν ὕπαρξιν τῶν σαφῶς καθωρισμένων ἀνακλωμένων ἀκτίνων μεταχειρισθέντες διὰ τὴν παρατήρησιν αὐτῶν διάταξιν, τὴν ὁποίαν σχηματικῶς παριστᾷ τὸ διάγραμμα 725.

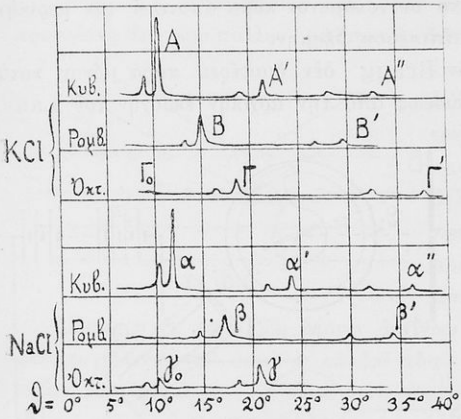
Ἐπὶ τῆς τραπέζης γωνιομετρικοῦ κύκλου εἶναι στηριγμένος ὁ κρύσταλλος μὲ τὴν ἐξεταζομένην ἕδραν κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ κύκλου. Ἕνεκα τῆς φύσεως τῆς ἀνακλάσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen δὲν εἶναι ἀνάγκη ἡ ἕδρα νὰ εἶναι λεία.

Αἱ ἀκτῖνες, διερχόμεναι διὰ τῶν στενῶν σχισμῶν τῶν δύο μολυβδίνων διαφραγμάτων A, B, ἀνακλῶνται ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου καὶ προσπίπτουν εἰς τὴν ὀπὴν τοῦ θαλάμου Θ, στηριγμένου ἐπὶ βραχίονος τοῦ γωνιομέτρου. Ὁ θάλαμος οὗτος εἶναι ὀρειχάλκινος σω-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

λήν, ὁ ὁποῖος κλείεται κατὰ τὸ ἄκρον Γ διὰ μολυβδίνης πλακός, ἡ ὁποία ἔχει κατὰ τὸ κέντρον μικρὰν ὀπὴν κλειομένην διὰ λεπτοῦ φύλλου ἀργιλλίου. Πρὸς τὸ ἀντίθετον ἄκρον ὁ σωλὴν κλείεται δι' ὀρειχαλκίνου πώματος.

Ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ὑπάρχουν δύο μονωμέναι πλάκες συγκοινωνοῦσαι ἡ μὲν μία μὲ τὸν ἕνα πόλον ἠλεκτρικῆς στήλης, τῆς ὁποίας ὁ ἄλλος πόλος συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν, ἡ δὲ ἄλλη μὲ ἠλεκτροσκόπιον (πρβλ. καὶ τὸ σχ. 706). Ὁ βραχίων, ἐπὶ τοῦ ὁποίου στηρίζεται ὁ θάλαμος, καὶ ἡ τράπεζα, ἐπὶ τῆς ὁποίας τίθεται ὁ κρύσταλλος, συνδέονται δι' ἀρθρωτῶν στελεχῶν οὕτως ὥστε ὅταν στρέφεται ὁ βραχίων νὰ στρέφεται ἡ τράπεζα κατὰ τὸ ἥμισυ τῆς γωνίας καὶ ἐπομένως ἡ γωνία θ_1 νὰ εἶναι διαρκῶς ἴση πρὸς τὴν θ_2.



Σχ. 726.

Ἐντὸς τοῦ θαλάμου ὑπάρχει ἀέριον ἰσχυρῶς ἀπορροφῶν τὰς ἀκτῖνας Röntgen καὶ ἰονιζόμενον (SO_2) μετρεῖται δὲ εἰς διαφόρους θέσεις τοῦ βραχίονος ἡ ἔντασις τοῦ μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν κεκορεσμένου ρεύματος.

§ 1072. ***Διάταξις τῶν ἀτόμων εἰς τοὺς κρυστάλλους KCl καὶ NaCl.*** Τὸ διάγραμμα 726 παριστᾷ τὰ ἀποτελέσματα τῶν μετρήσεων ἐπὶ κρυστάλλων KCl καὶ NaCl, οἱ ὁποῖοι ἀνήκουν εἰς τὸ κυβικὸν σύστημα καὶ περὶ τῶν ὁποίων ὑπάρχει ἐκ τῆς κρυσταλλογραφίας ἡ βεβαιότης ὅτι ἔχουν ὁμοίαν διάταξιν τῶν συστατικῶν των.

Εἰς τὸ διάγραμμα φαίνονται σαφῶς τὰ εἰς ὡρισμένας γωνίας προσπτώσεως καὶ ἀνακλάσεως ἀντιστοιχοῦντα μέγιστα τῆς ἐντάσεως τοῦ κεκορεσμένου ρεύματος, δεικνύοντα τὴν ὕπαρξιν ἀνακλωμένης δέσμης. Ἡ κατὰ ζεύγη διάταξις τῶν μεγίστων δεικνύει ὅτι ἡ χρη-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σιμοποιηθεῖσα ἀκτινοβολία ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀκτῖνας δύο διαφόρων μηκῶν κύματος.

Τὰ διαγράμματα τῶν δύο κρυστάλλων εἶναι ἐντελῶς ἀντίστοιχα, ὅπως καὶ διὰ τῶν γραμμάτων ὑποδηλοῦται. Μόνον τὸ μέγιστον γ_0 δὲν ἔχει τὸ ἀντίστοιχόν του εἰς τὸ KCl.

Αἱ γωνίαι τῶν μεγίστων διὰ τὴν αὐτὴν ἕδραν ἀκολουθοῦν τὸν νόμον τοῦ ἡμιτόνου, ἐκ δὲ τῶν τιμῶν τῶν γωνιῶν τῶν μεγίστων A, B, Γ εὑρίσκομεν ὅτι αἱ ἀπ' ἀλλήλων ἀποστάσεις τῶν ἀντιστοίχων ἐπιπέδων εἶναι ὡς $1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}}$, ἀκριβῶς ὅπως αἱ ἀποστάσεις τῶν ἐπιπέδων τῆς κυβικῆς διατάξεως τοῦ σχ. 722.

Εἰς τὸν κρύσταλλον τοῦ NaCl ἡ ὕπαρξις τοῦ μεγίστου γ_0 δεικνύει ὅτι αἱ ἀποστάσεις τῶν ἐπιπέδων εἶναι ὡς $1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{2}{\sqrt{3}}$, ὅτι δηλ. ὁ λόγος τῆς ἀποστάσεως τῶν ὀκταεδρικῶν ἐπιπέδων πρὸς τὴν τῶν κυβικῶν εἰς τὸ NaCl εἶναι διπλάσιος παρὰ εἰς τὸ KCl.

Ἀλλ' ἂν τὰ μόρια *ὡς μόρια* ἦσαν τὰ ὑλικὰ συγκροτήματα, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦνται οἱ κρύσταλλοι, ἡ διαφορὰ αὕτη θὰ ἦτο ἀνεξήγητος. Ἐξηγεῖται ἡ διαφορὰ ἂν δεχθῶμεν ὅτι *τὰ ἄτομα* αὐτὰ καθ' ἑαυτὰ συγκροτοῦν τὸν κρύσταλλον καὶ ὅτι ἡ διάταξις αὐτῶν εἰς τοὺς κρυστάλλους τοῦ KCl καὶ NaCl εἶναι ἀκριβῶς ἡ τοῦ σχήματος 723, ὅπου οἱ κύκλοι θὰ παριστοῦν τὰ ἄτομα Cl καὶ αἱ στιγμαὶ τὰ ἄτομα τοῦ K ἢ Na.

Πράγματι ἡ ἐκ περιθλάσεως ἀκτινοβολία φαίνεται ἐκ πλείστων παρατηρήσεων ὅτι εἶναι τόσον ἐντατικωτέρα ὅσον μεγαλυτέρα ἡ μᾶζα τοῦ ἀτόμου. Καὶ εἰς μὲν τὸ KCl τὰ ἄτομα K καὶ Cl εἶναι περίπου τῆς αὐτῆς μάζης (ἀτομικὸν βάρος 39,1 καὶ 35,45) καὶ ἐπομένως τὰ ὀκταεδρικὰ ἐπίπεδα, ἀποτελούμενα ἐναλλὰξ ἀπὸ ἄτομα K καὶ Cl, ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς ἰσότιμα. Εἰς τὸ NaCl ὅμως αἱ μᾶζαι εἶναι πολὺ διάφοροι (23 καὶ 35,45). Διὰ τοῦτο ἡ ἀπόστασις δύο *ἰσοτίμων* ὀκταεδρικῶν ἐπιπέδων εἶναι διπλασία παρὰ ἐὰν ὁ κρύσταλλος ἀπετελεῖτο ἀπὸ ἄτομα τῆς αὐτῆς μάζης. Ἡ μικρὰ διαφορὰ τῶν διαδοχικῶν ὀκταεδρικῶν ἐπιπέδων εἰς τὸ KCl ὑποδεικνύεται μόλις διὰ μικρᾶς ἐξοχῆς τῆς καμπύλης τῆς ἐντάσεως εἰς τὴν θέσιν Γ_0.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 1073. ***Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος.*** Ἀφοῦ διὰ τῶν μετρήσεων τούτων ἐδείχθη ἡ τοπικὴ κατανομὴ τῶν ἀτόμων εἰς τὸν κρύσταλλον NaCl π. χ. εἶναι πλέον εὔκολον νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασις δύο διαδοχικῶν ἀτόμων.

Ἂν εἶναι m ἡ μᾶζα *ἑνὸς ἀτόμου H*, ἡ *μέση μᾶζα* ἑνὸς ἀτόμου εἰς τὸν κρύσταλλον NaCl εἶναι $\frac{M\,m}{2}$, ὅπου M τὸ μοριακὸν βάρος τοῦ NaCl.

Ἔστω τώρα d ἡ ἀπόστασις δύο διαδοχικῶν ἀτόμων κατὰ τὴν διεύθυνσιν ἀκμῆς κυβικῆς. Κατὰ μῆκος ἑνὸς ἑκατοστομέτρου ὑπάρχουν $1/d$ ἄτομα καὶ εἰς 1 cm^3 ὑπάρχουν $1/d^3$ ἄτομα, τῶν ὁποίων ἡ ὅλη μᾶζα εἶναι $\frac{M\,m}{2\,d^3}$. Ἀλλ' ἡ μᾶζα αὕτη ἰσοῦται ἀριθμητικῶς μὲ τὴν πυκνότητα ρ τοῦ κρυστάλλου καὶ ἑπομένως εἶναι

$$\frac{M\,m}{2\,d^3} = \rho$$

ὅθεν

$$d = \sqrt[3]{\frac{M\,m}{2\,\rho}}$$

Οἱ Bragg ἔθεσαν

$$M = 58{,}5 \qquad m = 1{,}64.10^{-24}\,gr. \qquad \rho = 2{,}17$$

καὶ εὗρον

$$d = 2{,}80.10^{-8}\ cm.$$

Εἰς τὸν κρύσταλλον τοῦ KCl ἡ ἀπόστασις εἶναι μεγαλυτέρα, ἀφοῦ ἡ γωνία ἀνακλάσεως εἶναι μικροτέρα, καὶ εὑρέθη ἐκ τῶν μετρήσεων τοῦ διαγράμματος 726

$$d = 3{,}16.10^{-8}\ cm,$$

Ἡ γωνία θ_1 τῆς πρώτης ἀνακλάσεως εἰς τὸ NaCl ἦτο ἴση πρὸς $11{,}8^0$ καὶ ἑπομένως τὸ μῆκος κύματος εὑρίσκεται κατὰ τὴν ἐξ. (1).

$$\lambda = 2\,d\,\eta\mu\,\theta_1 = 5{,}6.\eta\mu\left(\frac{11{,}8}{2}\right)10^{-8}$$

$$= 5{,}6.0{,}1028.10^{-8} = 0{,}576.10^{-8}\ cm$$

ἤτοι

$$\lambda = 0{,}596\ \text{Å}.$$

Τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτὸς D εἶναι περίπου 5890 Å (§ 736) καὶ ἑπομένως τὸ ὑπὸ τῶν Bragg μετρηθὲν μῆκος κύματος εἶναι

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

περίπου 10 000 φοράς μικρότερον. Κατὰ νεωτέρας μετρήσεις ἡ σταθερὰ τοῦ NCl εἶναι $d = 2,814.10^{-8}$.

§ 1074. ***Ἄλλαι μέθοδοι μετρήσεως τοῦ μήκους κύματος.*** Τὴν μέθοδον τῶν Bragg κατέστησεν ὁ de Broglie εὐχρηστοτέραν μεταχειρισθεὶς ἀντὶ τοῦ θαλάμου τοῦ ἰονισμοῦ φωτογραφικὴν πλάκα καὶ περιστρέφων μόνον τὸν κρύσταλλον περὶ ἄξονα. Ὅσάκις ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι τοιαύτη ὥστε νὰ ἐπαληθεύεται ἡ ἐξ. (1) τῆς § 1071 ἔχομεν ἀνακλωμένην δέσμην καὶ ἐπὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς ἀποτυπώνεται γραμμή, οὕτως ὥστε λαμβάνομεν *φάσμα*, ὅμοιον πρὸς τὰ φάσματα τοῦ συνήθους φωτός. Οἱ Debye καὶ Scherrer ἀντικατέστησαν τὸν ἕνα στρεφόμενον κρύσταλλον διὰ πλήθους μικρῶν κρυσταλλίων ἢ κρυσταλλικῆς κόνεως. Εἰς τὴν διάταξιν ταύτην ἔχομεν συγχρόνως πρόσπτωσιν ὑπὸ ὅλας τὰς δυνατὰς γωνίας δι' ὅλα τὰ ἐπίπεδα τοῦ κρυστάλλου. Ἀποτυπώνεται λοιπὸν ἐπὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς φάσμα ἀποτελούμενον ἀπὸ σειρὰν καμπύλων γραμμῶν.

Αἱ μέθοδοι τῆς φασματοσκοπίας τῶν ἀκτίνων Röntgen ἐτελειοποιήθησαν ἰδίως ὅσον ἀφορᾷ τὸ τεχνικὸν μέρος ὑπὸ τοῦ Siegbahn, οὕτως ὥστε ἡ ἀκρίβεια τῆς συγκρίσεως δύο μηκῶν κύματος φθάνει τὸ 1 : 10 000.

§ 1075. ***Κρυσταλλομετρία.*** Ἡ φασματομετρία τῶν ἀκτίνων Röntgen γίνεται πάντοτε μὲ τὴν βοήθειαν κρυστάλλων καὶ ἡ μορφὴ τῶν φασμάτων ἐξαρτᾶται τὸ μὲν ἀπὸ τὴν φασματικὴν σύνθεσιν τῶν ἀκτίνων, τὸ δὲ ἀπὸ τὴν διάταξιν τῶν ἀτόμων τοῦ κρυστάλλου.

Οὕτω ἂν μὲν εἶναι γνωστὴ ἡ ἐσωτερικὴ κατασκευὴ τοῦ κρυστάλλου ἠμποροῦμεν ἐκ τοῦ φάσματος νὰ γνωρίσωμεν τὴν φασματικὴν σύνθεσιν τῆς ἀκτινοβολίας, ἂν δὲ εἶναι γνωστὴ ἡ φύσις τῆς ἀκτινοβολίας, ἂν π.χ. ἡ ἀκτινοβολία ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀκτῖνας ἑνὸς καὶ μόνου μήκους κύματος, ἠμποροῦμεν ἐκ τοῦ φάσματος νὰ γνωρίσωμεν τὴν διάταξιν τῶν ἀτόμων εἰς τὸν κρύσταλλον.

Ὁ τρόπος τῆς ἐργασίας ταύτης ὑπεδείχθη εἰς τὰς § 1072, 1073 εἰς ἁπλουστάτας περιπτώσεις. Ὅσον πολυπλοκωτέρα εἶναι ἡ διάταξις τῶν ἀτόμων καὶ περισσότερα τὰ εἴδη αὐτῶν, τόσον καὶ τὰ φάσματα εἶναι πολυπλοκώτερα καὶ ἡ *ἑρμηνεία* αὐτῶν δυσκολωτέρα.

Ἀλλ' ἡ περαιτέρω ἔκθεσις τῶν κρυσταλλομετρικῶν μεθόδων καὶ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῶν ἀποτελεσμάτων τῶν σχετικῶν μετρήσεων ἀνάγεται εἰς τὴν κρυσταλλογραφίαν.

§ 1076. ***Ἀνομογενὴς καὶ ὁμογενὴς ἢ χαρακτηριστικὴ ἀκτινοβολία. Ἀκτῖνες K, L, M.*** Ἐκ τῆς παρατηρήσεως τῆς ἀπορροφήσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen, πρὶν ἀκόμη διὰ τῆς ἀνακαλύψεως τοῦ Laue καταστῇ δυνατὴ ἡ μέτρησις τοῦ μήκους κύματος, εὗρεν ὁ Barkla ὅτι ἡ ἀκτινοβολία Röntgen, ἡ ὁποία εἴτε ἀπὸ ἀντικαθόδους ἐκπέμπεται, εἴτε δευτερογενῶς παράγεται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἀκτίνων Röntgen, ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο μέρη. Τὸ πρῶτον μέρος εἶναι ἀκτινοβολία *ἀνομογενής*, ἀκτινοβολία δηλ. τῆς ὁποίας ἡ *σκληρότης* διὰ τῆς ἀπορροφήσεως σημαντικῶς μεταβάλλεται, καὶ μάλιστα ἀναλόγως τῆς φύσεως τοῦ ἀπορροφῶντος μέσου, καὶ ἡ ὁποία ἐπομένως πρέπει νὰ θεωρηθῇ ὡς μῖγμα ἀκτίνων μὲ διαφόρους σκληρότητας.

Ἡ μέση σκληρότης τῆς ἀνομογενοῦς ἀκτινοβολίας εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ταχύτης τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων ἢ ἡ σκληρότης τῶν πρωτογενῶν ἀκτίνων Röntgen.

Τὸ δεύτερον μέρος ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀκτῖνας *χαρακτηριστικῆς σκληρότητος*, ἀκτῖνας δηλ. τῶν ὁποίων ἡ σκληρότης ἐξαρτᾶται *μόνον ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν ἀκτινοβολούντων ἀτόμων* (ἀντικαθόδου) καὶ δὲν μεταβάλλεται διὰ τῆς ἀπορροφήσεως. Ὁ Barkla εὗρεν ὅτι ἡ σκληρότης τῆς χαρακτηριστικῆς ἀκτινοβολίας δὲν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τοὺς φυσικοὺς ἢ χημικοὺς ὅρους, ὑπὸ τοὺς ὁποίους εὑρίσκεται ὡς ἀκτινοβολῶν σῶμα, π. χ. ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν ἢ τὰ τυχὸν ὑπάρχοντα μαγνητικὰ πεδία. Ἡ ἀκτινοβολία χαρακτηρίζει αὐτὰ ταῦτα τὰ ἄτομα καὶ ἂν τὸ ἀκτινοβολοῦν σῶμα περιέχῃ ἄτομα διαφόρων εἰδῶν *ὁπωσδήποτε συνηνωμένα πρὸς ἄλληλα*, ἕκαστον εἶδος θὰ ἐκπέμπῃ τὴν χαρακτηριστικὴν αὐτοῦ ἀκτινοβολίαν.

Ἡ σκληρότης τῆς χαρακτηριστικῆς ἀκτινοβολίας εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλύτερον εἶναι τὸ *ἀτομικὸν βάρος* τοῦ στοιχείου καὶ μάλιστα εὗρεν ὁ Barkla ὅτι ἕκαστον στοιχεῖον χαρακτηρίζεται ἐν γένει ἀπὸ δύο εἰδῶν χαρακτηριστικὴν ἀκτινοβολίαν, μίαν σκληροτέραν, τὴν ὁποίαν ὠνόμασεν ἀκτινοβολίαν K, καὶ μίαν μαλακωτέραν, τὴν ἀκτινοβολίαν L. Βραδύτερον εὗρεν ὁ Siegbahn ὅτι ὑπάρχει καὶ τρίτη, μαλακωτέρα ἀκόμη, χαρακτηριστικὴ ἀκτινοβολία, ἡ ἀκτι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νοβολία M. Ὅσον μεγαλύτερον τὸ ἀτομικὸν βάρος, τόσον σκληρότεραι γίνονται αἱ ἀκτινοβολίαι καὶ εἶναι δυνατὸν π. χ. ἡ ἀκτινοβολία L στοιχείου μὲ μέγα ἀτομικὸν βάρος νὰ εἶναι σκληροτέρα τῆς ἀκτινοβολίας K στοιχείου μὲ μικρότερον ἀτομικὸν βάρος.

Ἡ σκληρότης τῆς χαρακτηριστικῆς ἀκτινοβολίας ἐξαρτᾶται, καθὼς εἴδομεν, μόνον ἀπὸ τὸ ἀτομικὸν βάρος τῆς ἀκτινοβολούσης οὐσίας, ἀλλὰ *τὸ δυνατὸν τῆς παραγωγῆς αὐτῆς* ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ταχύτητα τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων ἢ ἀπὸ τὴν σκληρότητα τῆς πρωτογενοῦς ἀκτινοβολίας. Αἱ προκαλοῦσαι τὴν χαρακτηριστικὴν ἀκτινοβολίαν καθοδικαὶ ἀκτῖνες πρέπει νὰ ἔχουν ταχύτητα ἀνωτέραν ἐλαχίστης τινὸς τιμῆς, ἡ ὁποία εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον σκληροτέρα ἡ χαρακτηριστικὴ ἀκτινοβολία. Ἂν ἡ ἀκτινοβολία παράγεται δευτερογενῶς δι' ἐπιδράσεως ἀκτίνων Röntgen, πρέπει ἡ πρωτογενὴς ἀκτινοβολία νὰ εἶναι σκληροτέρα τῆς χαρακτηριστικῆς (πρβλ. § 1084).

Ἂν ἀναλογισθῶμεν ὅτι ἡ σκληρότης εἶναι ἀντίστοιχος πρὸς τὴν θλαστικότητα τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων, εὑρίσκομεν εἰς τὰς σχέσεις ταύτας ἀναλογίαν πρὸς τὸν νόμον τοῦ Stokes (§ 711).

Τὰ τρία εἴδη τῶν χαρακτηριστικῶν ἀκτινοβολιῶν δὲν ἔχουν παρατηρηθῇ εἰς ὅλα τὰ στοιχεῖα. Εἰς τὰ πολὺ ἐλαφρὰ στοιχεῖα μόνον ἡ σκληροτάτη ἀκτινοβολία K παρατηρεῖται. Αἱ ἀκτῖνες L καὶ M ἕνεκα τῆς πολὺ μικρᾶς σκληρότητος διαφεύγουν τὴν παρατήρησιν. Εἰς τὰ στοιχεῖα πολὺ μεγάλου ἀτομικοῦ βάρους παρατηρεῖται ἡ ἀκτινοβολία L καὶ τέλος ἡ M ἀλλ' ἡ K δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ παραχθῇ διότι δὲν διαθέτομεν ἱκανῶς ταχείας καθοδικὰς ἀκτῖνας πρὸς διέγερσιν αὐτῆς. Ὁ ἑπόμενος πίναξ δεικνύει τὰς περιοχὰς τῶν στοιχείων, εἰς τὰς ὁποίας παρετηρήθησαν αἱ ἀκτινοβολίαι K, L, M. Παρὰ τὰ στοιχεῖα ἀναγράφεται ὁ αὔξων αὐτῶν ἀριθμὸς (πρβλ. § 1056).

K.	Να (11)	W (74)
L.	Cu (29)	U (92)
M.	Ds (66)	U (92)

§ 1077. ***Φάσματα Röntgen.*** Μετὰ τὴν ἀνακάλυψιν τοῦ Laue ἀνεπτύχθη, καθὼς ἐξετέθη ἀνωτέρω, ἡ φασματοσκοπία τῶν ἀκτίνων Röntgen καὶ διὰ τῶν φωτογραφικῶν μεθόδων, αἱ ὁποῖαι προέκυψαν ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν διάταξιν τῶν Bragg, λαμβάνονται *φάσματα* ἐντελῶς ἀντίστοιχα πρὸς τὰ διὰ τῶν συνήθων φασματογρά-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φων λαμβανόμενα φάσματα τοῦ ὁρατοῦ ἢ ὑπεριώδους φωτός. Οὕτω καὶ ἡ ὀνοματοθεσία τῆς φασματομετρίας ἐπεξετάθη εἰς τὰς ἀκτῖνας Röntgen, π. χ. οἱ ὅροι *φάσμα συνεχές*, *φάσμα γραμμικόν* (§ 696 κ. ἑ.).

Οὕτω τὸ φάσμα τῆς ἀνομογενοῦς ἀκτινοβολίας εἶναι φάσμα *συνεχὲς* ἀποτόμως περατούμενον πρὸς τὰ μικρότερα μήκη κύματος. Ἡ θέσις τοῦ τέρματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ταχύτητα τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων ἤ, ἂν ἡ ἀκτινοβολία εἶναι δευτερογενής, ἀπὸ τὴν σκληρότητα τῆς πρωτογενοῦς ἀκτινοβολίας Röntgen, ἡ δὲ κατανομὴ τῆς μελανώσεως τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς δεικνύει, παραμορφωμένην κάπως, τὴν κατανομὴν τῆς ἐνεργείας.

Πράγματι, ἂν ἀφίσωμεν νὰ διέλθῃ ἀνομογενὴς ἀκτινοβολία Röntgen δι' ἀπορροφητικῆς στιβάδος, π. χ. διὰ μεταλλίνης πλακός, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἐκ τῆς ἀπορροφήσεως ἐλάττωσις τῆς ἐντάσεως εἰς μερικὰ μήκη κύματος εἶναι ἰσχυροτέρα, τὰ μήκη δὲ ταῦτα εἶναι ἀκριβῶς τὰ μήκη κύματος τῶν χαρακτηριστικῶν ἀκτινοβολιῶν τοῦ ἀπορροφῶντος μέσου (Νόμος τοῦ Kirchhoff, T. A'. § 501) Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι διὰ τὰ μήκη κύματος, τὰ ὁποῖα δὲν ἀπέχουν πολὺ τῶν μ. κ. τῶν χαρακτηριστικῶν ἀκτινοβολιῶν τοῦ Ἀργύρου, ἡ ἀπορρόφησις καὶ ἑπομένως ἡ ἀποσύνθεσις τῶν ἀργυρούχων φωτοπαθῶν ἑνώσεων τῆς πλακὸς θὰ εἶναι ἐξαιρετικῶς μεγάλη.

Ἐκ τῆς ἐκλεκτικῆς ἀπορροφήσεως ἐξηγεῖται τὸ ὅτι ἂν συγκρίνωμεν τοὺς συντελεστὰς ἀπορροφήσεως δύο, ἀνομογενῶν ἰδίᾳ, ἀκτινοβολιῶν μεταχειριζόμενοι πρῶτον ἀπορροφητικὸν διάφραγμα ἐξ ἑνὸς μετάλλου καὶ ἔπειτα ἐξ ἄλλου, τὰ ἀποτελέσματα τῶν δύο συγκρίσεων δὲν θὰ εἶναι σύμφωνα.

Τὸ Ἀργίλλιον, ὡς ἔχον τὸ ἐλάχιστον ἀτομικὸν βάρος ἐκ τῶν συνήθων μετάλλων, παρουσιάζει ἐκλεκτικὴν ἀπορρόφησιν διὰ τὰς μαλακωτάτας μόνον τῶν διὰ συνήθων μέσων παραγομένων ἀκτίνων Röntgen. Διὰ τοῦτο χρησιμοποιοῦνται συνήθως ὡς διαφράγματα ἀπορροφήσεως πλάκες ἐξ ἀργιλλίου.

Τὸ φάσμα τῆς χαρακτηριστικῆς ἀκτινοβολίας τῶν στοιχείων εἶναι φάσμα γραμμικόν, ἀποτελεῖται δηλ. ἡ ἀκτινοβολία ἀπὸ ἀκτῖνας ἐντελῶς ὡρισμένου μήκους κύματος. Αἱ ἀκτιβολίαι K, L, M δὲν εἶναι ἁπλαῖ ἀλλὰ σύνθετοι, εἰς τὸ φάσμα δηλ. ἔχομεν ὁμάδας γραμμῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πλησίον ἀλλήλων, τὰς ὁποίας διακρίνομεν διὰ δεικτῶν, π. χ. K_α, K_β, K_γ, L_α, L_χ, M_β κ.λ.π.

§ 1078. ***Νόμος τοῦ Moseley.*** Ἐξετάζων ὁ Moseley (*) τὸ 1913 τὰ φάσματα Röntgen τὰ προερχόμενα ἐκ διαφόρων ἀντικαθόδων ἀνεῦρε σπουδαιοτάτην σχέσιν μεταξὺ τῆς συχνότητος τῆς χαρακτηριστικῆς ἀκτινοβολίας καὶ τοῦ αὔξοντος ἀριθμοῦ (§ 1056) τῶν στοιχείων. Εὗρε δηλ. ὅτι ἡ τετραγωνικὴ ρίζα τῆς χαρακτηριστικῆς συχνότητος ν αὐξάνεται ἀναλόγως πρὸς τὸν αὔξοντα ἀριθμὸν z τῶν στοιχείων, κατατασσομένων ὅπως εἰς τὸν πίνακα τοῦ Mendelejeff (§ 1083), ὅτι δηλ. εἶναι

$$\sqrt{\nu} = \alpha\,(z - b)$$

ἢ καὶ ἄλλως, ἂν θέσωμεν $\alpha^2 = A$

$$\nu = A\,(z - b)^2.$$

Ἡ γραμμή, ἡ ὁποία παριστᾷ τὴν σχέσιν τοῦ $\sqrt{\nu}$ πρὸς τὸν αὔξοντα ἀριθμόν, εἶναι *εὐθεῖα* (σχ. 727). Ἂν ἀντὶ τοῦ αὔξοντος ἀριθμοῦ μεταχειρισθῶμεν τὸ ἀτομικὸν βάρος πρὸς χαρακτηρισμὸν τοῦ ἀτόμου, ἡ γραμμὴ δὲν παρουσιάζει καμμίαν κανονικότητα.

Τοῦτο δεικνύει ὅτι αἱ ἰδιότητες τῶν χημικῶν στοιχείων ἐξαρτῶνται κατὰ τρόπον ἁπλοῦν ἀπὸ τὸν *ἀκέραιον* αὔξοντα ἀριθμὸν αὐτῶν. Τὸ ἀτομικὸν βάρος δὲν εἶναι οὐσιῶδες γνώρισμα τοῦ στοιχείου.

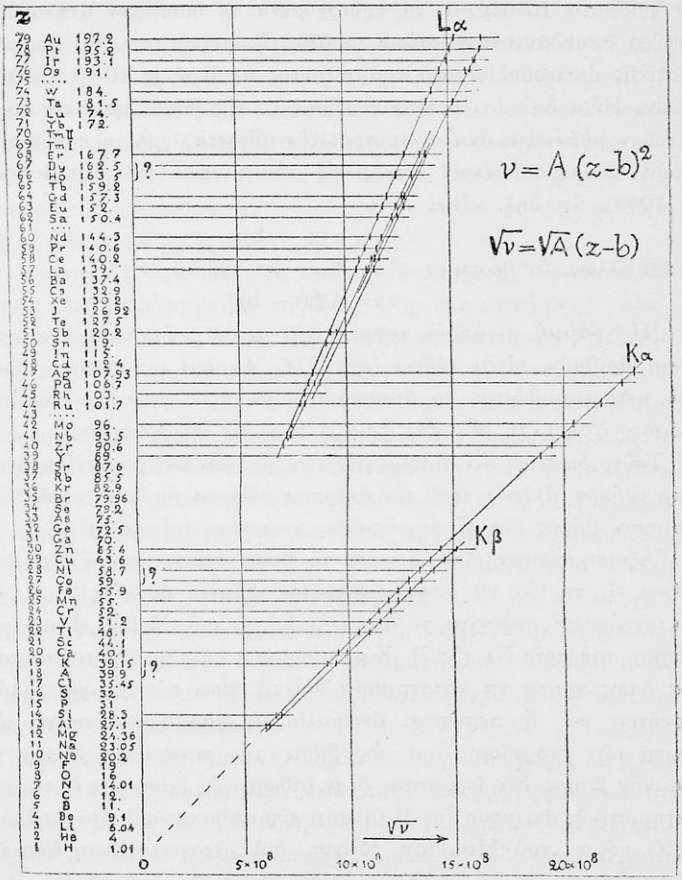
Ἀξιοσημείωτον εἶναι ὅτι ἐπὶ τῇ βάσει τοῦ νόμου τοῦ Moseley πρέπει εἰς τὸ Co νὰ ἀποδώσωμεν τὸν αὔξοντα ἀριθμὸν 27 εἰς δὲ Ni τὸν ἀρ. 28 μολονότι τὸ ἀτομικὸν βάρος τοῦ Co (59) εἶναι μεγαλύτερον τοῦ τοῦ Ni (58,7). Κατατάσσονται δηλ. τὰ δύο ταῦτα στοιχεῖα ὅπως *πρέπει* νὰ καταταχθοῦν ἐπὶ τῇ βάσει τῶν χημικῶν αὐτῶν ἰδιοτήτων καὶ ἡ περίεργος ἀνωμαλία, ἡ παρατηρουμένη εἰς τὸν πίνακα τῶν στοιχείων ὅταν ὡς βάσις τῆς κατατάξεως ληφθῇ τὸ ἀτομικὸν βάρος, δὲν ὑφίσταται ὅταν λάβωμεν ὡς βάσιν τὸν ἐκ τῆς χαρακτηριστικῆς ἀκτινοβολίας Röntgen εὑρισκόμενον αὔξοντα ἀριθμόν.

Ὁ νόμος τοῦ Moseley ἐδείχθη διὰ μεταγενεστέρων ἐρευνῶν ὅτι δὲν ἰσχύει ἀκριβῶς ὑπὸ τὴν ἁπλῆν ταύτην διατύπωσιν. Ἐν τούτοις συγκρίνοντες τὴν ἁπλῆν ταύτην σχέσιν τῆς συχνότητος τῆς ἀκτινοβολίας Röntgen καὶ τοῦ αὔξοντος ἀριθμοῦ πρὸς τὰς πολυ-

(*) Ἐφονεύθη τὸ 1915 εἰς τὰ Δαρδανέλλια εἰς ἡλικίαν 27 ἐτῶν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πλόκους σχέσεις τῆς φασματομετρίας τῶν ὁρατῶν ἢ ὑπεριωδῶν ἀκτινοβολιῶν καὶ ἀναλογιζόμενοι ὅτι ἡ φωτεινὴ ἀκτινοβολία πολλαχῶς ἐπηρεάζεται ἀπὸ τοὺς ὅρους, ὑπὸ τοὺς ὁποίους εὑρίσκεται ἡ ἀκτι-



Σχ. 727.

νοβολοῦσα οὐσία, καὶ ἡ ἀκτινοβολία χημικῆς ἑνώσεως εἶναι διάφορος τῆς ἀκτινοβολίας τῶν ἀποτελούντων αὐτὴν στοιχείων, ἐνῷ ἡ χαρακτηριστικὴ ἀκτινοβολία Röntgen εἶναι πράγματι *χαρακτηρι-*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

στικὴ τῶν ἀτόμων, πάντοτε ἡ αὐτὴ ἀνεξαρτήτως τῶν χημικῶν ἢ φυσικῶν ὅρων, ὑπὸ τοὺς ὁποίους τὰ ἀκτινοβολοῦντα ἄτομα εὑρίσκονται, πειθόμεθα ὅτι ἡ φωτεινὴ ἀκτινοβολία ἔχει τὴν πηγήν της εἰς ἐπιπόλαιον μέρος τοῦ ἀτόμου, μεταβαλλόμενον ὅταν τὸ ἄτομον ἑνωθῇ μὲ ἄλλα εἰς μόριον, ἐνῷ ἡ ἀκτινοβολία Röntgen ἔχει τὴν πηγήν της εἰς βαθύτερα μέρη τοῦ ἀτόμου, τὰ ὁποῖα μένουν ἀνεπηρέαστα ἀπὸ τὰς χημικὰς ἀντιδράσεις καὶ ὅτι ἑπομένως ἡ μελέτη τῶν χαρακτηριστικῶν ἀκτίνων Röntgen θὰ μᾶς ὁδηγήσῃ εἰς τὴν γνῶσιν τῆς ἐσωτερικῆς ὑφῆς τῶν ἀτόμων.

ΑΚΤΙΝΕΡΓΙΑ

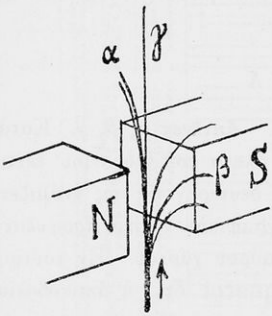
§ 1079. *Ἀκτῖνες τοῦ Becquerel. Ἀκτῖνες α, β, γ.* Κατὰ τὸ 1896 παρετήρησεν ὁ Becquerel ὅτι ἅλατα τοῦ Οὐρανίου ἐκτιθέμενα εἰς τὸ ἡλιακὸν φῶς ἐκπέμπουν δευτερογενῆ, ὡς ἐνόμιζεν ἀκτινοβολίαν, ἱκανὴν νὰ προσβάλῃ φωτογραφικὴν πλάκα προφυλαττομένην ἀπὸ φωτοστεγὲς κάλυμμα ἐκ μαύρου χάρτου. Ἐν τούτοις ὀλίγον βραδύτερον ἀνεγνώρισεν ὁ Becquerel ὅτι ἡ ἀκτινοβολία τοῦ οὐρανίου δὲν εἶναι δευτερογενὴς φωσφορισμός, διότι παρασκευάσματα οὐρανίου διατηρηθέντα ἐπὶ πολλοὺς μῆνας εἰς ἀπόλυτον σκότος διετήρουν τὴν ἱκανότητα νὰ προσβάλλουν τὴν φωτογραφικὴν πλάκα. Ἐκπέμπεται λοιπὸν ἀπὸ τὰ ἅλατα τοῦ οὐρανίου *πρωτογενὴς* ἀκτινοβολία, ἡ ὁποία ὄχι μόνον τὴν φωτογραφικὴν πλάκα προσβάλλει, ἀλλὰ καὶ τὰ ἀέρια καθιστᾷ ἀγωγὰ τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, ἰονίζει δηλ. αὐτά. Ἡ ἀκτινοβολία αὕτη ὠνομάσθη *ἀκτινοβολία τοῦ Becquerel.*

Ἐκ τῆς περαιτέρω ἐρεύνης ἐδείχθη ὅτι ἡ ἀκτινοβολία αὕτη ἐκπέμπεται διαρκῶς ἀπὸ τὰ ἅλατα τοῦ Οὐρανίου, καὶ ὅτι ἡ ἰσχὺς παρασκευάσματός τινος, μετρουμένη π. χ. διὰ τοῦ ἰονισμοῦ, τὸν ὁποῖον εἰς ὡρισμένην ἀπόστασιν προκαλεῖ (κεκορεσμένον ρεῦμα), ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν ποσότητα τοῦ μετάλλου Οὐρανίου, εἶναι δὲ ἀνεξάρτητος τῶν χημικῶν ἢ φυσικῶν ὅρων, ὑπὸ τοὺς ὁποίους τὸ Οὐράνιον εὑρίσκεται. Ὄχι δὲ μόνον τὸ Οὐράνιον, ἀλλὰ καὶ ἄλλαι οὐσίαι, π. χ. τὸ Θόριον, ἔχουν τὴν ἰδιότητα νὰ ἐκπέμπουν ἀκτινοβολίαν ὁμοίας φύσεως. Ἡ ἐκπομπὴ τῆς ἰδιαζούσης ταύτης ἀκτινοβολίας ὠνομάσθη *ἀκτινεργία* αἱ δὲ ἐκπέμπουσαι τοιαύτην ἀκτινοβολίαν οὐσίαι ὠνομάσθησαν *ἀκτινεργοί.*

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἀκτινοβολία τῶν ἀκτινεργῶν οὐσιῶν εὑρέθη ὅτι δὲν εἶναι ἐνιαίας φύσεως ἀλλὰ σύμμικτος, ἀποτελουμένη ἀπὸ τρία διάφορα εἴδη ἀκτινοβολιῶν, αἱ ὁποῖαι ὠνομάσθησαν μὲ τὰ τρία γράμματα τοῦ Ἑλληνικοῦ ἀλφαβήτου ἀκτῖνες α, β, γ.

Αἱ ἀκτῖνες α ἐκτρέπονται ὑπὸ ἰσχυρῶν ἠλεκτροστατικῶν καὶ μαγνητικῶν πεδίων ἀκριβῶς ὅπως αἱ διαυλικαὶ ἀκτῖνες (πρβλ. σχ. 728). Εἶναι λοιπὸν σωμάτια φορτισμένα μὲ *θετικὸν* ἠλεκτρισμόν, ἄερια κατιόντα.



Σχ. 728.

Ἡ ταχύτης αὐτῶν, μετρηθεῖσα κατὰ τὰς ἤδη περιγραφείσας μεθόδους, εὑρέθη πολὺ μεγαλυτέρα τῆς τῶν διαυλικῶν ἀκτίνων, φθάνουσα τὸ 1/7 τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός, ἡ δὲ τιμὴ τοῦ λόγου e/m εὑρέθη ἐνιαία καὶ ἴση πρὸς τὸ ἥμισυ τῆς τιμῆς, τὴν ὁποίαν ὁ λόγος e/m ἔχει εἰς τὸ κατιὸν H^+. Ἂν λοιπὸν τὰ ἰόντα εἶναι μονατομικά, ἡ μᾶζα αὐτῶν πρέπει νὰ εἶναι ἴση πρὸς τὴν μᾶζαν δύο ἀτόμων H. Ἂν εἶναι διατομικά, ἡ μᾶζα αὐτῶν πρέπει νὰ εἶναι τετραπλασία τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου τοῦ H, ἴση δηλ. πρὸς τὴν μᾶζαν τοῦ ἀτόμου τοῦ He. Αἱ ἁπλούσταται τῶν ἐκδοχῶν λοιπὸν περὶ τῆς φύσεως τῶν ἀκτίνων α εἶναι ὅτι αὗται ἀποτελοῦνται εἴτε ἀπὸ *μόρια ὑδρογόνου* μὲ ἓν θετικὸν στοιχειῶδες φορτίον, εἴτε ἀπὸ *ἄτομα ἡλίου* μὲ δύο στοιχειώδη θετικὰ φορτία. Τρίτη δυνατὴ ἐκδοχὴ εἶναι ὅτι αἱ ἀκτῖνες α ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἄτομα ἀγνώστου στοιχείου, ἔχοντα μᾶζαν διπλασίαν τῆς τοῦ ἀτόμου τοῦ H καὶ ἓν στοιχειῶδες φορτίον.

Ὅτι ἡ δευτέρα ἐκδοχὴ εἶναι ἡ ὀρθὴ ἐδείχθη ὑπὸ τῶν Ramsay καὶ Soddy, οἱ ὁποῖοι ἐγκλείσαντες εἰς σωλῆνα Geissler ἀκτινεργὸν ἄέριον (Ραδόνιον) ἐκπέμπον ἀκτῖνας α παρετήρησαν μετά τινας ἡμέρας εἰς τὸ φάσμα τοῦ φωτὸς τὰς χαρακτηριστικὰς γραμμὰς τοῦ στοιχείου Ἡλίου. Εἶναι λοιπὸν πράγματι αἱ ἀκτῖνες α ἄτομα Ἡλίου μὲ δύο θετικὰ στοιχειώδη φορτία, τὰ ὁποῖα κινοῦνται μὲ ταχύτητας τῆς τάξεως τοῦ δεκάτου τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός. Ὅταν τὰ ἰόντα ταῦτα χάσουν τὸ φορτίον των, μεταβάλλονται εἰς συνήθη ἄτομα Ἡλίου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Αἱ ἀκτῖνες α ἕνεκα τῆς μεγάλης μάζης καὶ τῆς μικρᾶς σχετικῶς ταχύτητος αὐτῶν ἰσχυρῶς ἰονίζουν τὰ ἀέρια (πρβλ. σχ. 709), ἀλλὰ καὶ ἰσχυρῶς ἀπορροφῶνται, ὄχι μόνον ἀπὸ στερεὰ διαφράγματα, ἀλλὰ καὶ ἀπὸ ἀερίους στιβάδας μικροῦ σχετικῶς πάχους. Λεπτὸν φύλλον χάρτου π. χ. ἢ στρῶμα ἀέρος πάχους 4 ἑκατοστῶν ὑπὸ συνήθη πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν ἀπορροφᾷ ἐντελῶς τὰς ἀκτῖνας α.

Αἱ ἀκτῖνες α προσβάλλουσαι τὸν ZnS διεγείρουν αὐτὸν εἰς φωσφορισμόν. Ἂν θέσωμεν εἰς τὸ σκότος ἴχνος ἀκτινεργοῦ οὐσίας ἀπέναντι διαφράγματος φέροντος ἐπίχρισμα ZnS, ἠμποροῦμεν νὰ παρατηρήσωμεν δι' ἰσχυροῦ μεγεθυντικοῦ φακοῦ τὰς διαδοχικὰς ἀναλαμπὰς τὰς προερχομένας ἀπὸ τὰ ἐπὶ τοῦ διαφράγματος προσπίπτοντα σωμάτια α (σπινθηροσκόπιον τοῦ Crookes).

Αἱ ἀκτῖνες β ἐκτρέπονται ὑπὸ ἠλεκτροστατικῶν καὶ μαγνητικῶν πεδίων ὁμοίως πρὸς τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας ἀντιθέτως δηλ. πρὸς τὰς ἀκτῖνας α, ἀλλὰ πολὺ ἰσχυρότερον. Εἶναι λοιπὸν σωμάτια *ἀρνητικῶς* ἠλεκτρισμένα. Ἡ ταχύτης των εἶναι πολὺ μεγάλη, πολλάκις μόνον κατὰ 1 % μικροτέρα τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός, ὁ δὲ λόγος e/m ἔχει τὴν αὐτὴν *περίπου* τιμὴν τὴν ὁποίαν καὶ εἰς τὰς καθοδικὰς ἀκτῖνας (πρβλ. § 1053).

Εἶναι λοιπὸν αἱ ἀκτῖνες β ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια ἐκπεμπόμενα ἀπὸ τὰ ἀκτινεργὰ σώματα, εἶναι δηλ. καθοδικαὶ ἀκτῖνες διαφέρουσαι τῶν τεχνητῶς παραγομένων μόνον κατὰ τὴν ταχύτητα.

Αἱ ἀκτῖνες β ἕνεκα τῆς μεγάλης αὐτῶν ταχύτητος ἔχουν μικρὸν ἐν γένει συντελεστὴν ἀπορροφήσεως, ἀλλὰ καὶ ἀσθενῶς μόνον ἰονίζουν τὰ ἀέρια, διὰ τῶν ὁποίων διέρχονται (πρβλ. σχ. 710).

Αἱ ἀκτῖνες γ δὲν ἐκτρέπονται ὑπὸ μαγνητικῶν ἢ ἠλεκτροστατικῶν πεδίων. Αἱ ἰδιότητες αὐτῶν εἶναι ἀκριβῶς αἱ αὐταὶ μὲ τὰς ἰδιότητας *σκληροτάτων* ἀκτίνων Röntgen καὶ ἕνεκα αὐτῶν, πρὶν ἀκόμη διὰ τῆς ἀνακαλύψεως τοῦ Laue καταστῇ δυνατὴ ἡ φασματοσκοπία τῶν ἀκτίνων Röntgen, μετὰ βεβαιότητος ἐθεωροῦντο αἱ ἀκτῖνες γ ὡς σκληρόταται ἀκτῖνες Röntgen. Ἡ φασματοσκοπικὴ ἐξέτασις ἔδειξε τὴν ὀρθότητα τῆς ἐκδοχῆς ταύτης.

Αἱ ἀκτῖνες γ εἶναι λοιπὸν ἀκτῖνες Röntgen παραγόμεναι δευτερογενῶς ἐκ τῆς μεταβολῆς τῆς κινητικῆς καταστάσεως τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὰς ἀκτῖνας β, ἀκριβῶς ὅπως εἰς τοὺς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σωλῆνας Röntgen αἱ ἀκτῖνες X παράγονται δευτερογενῶς ἐκ τῆς μεταβολῆς τῆς κινητικῆς καταστάσεως τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι προσκρούουν ἐπὶ τῆς ἀντικαθόδου.

§ 1080. ***Ἀπομόνωσις ἀκτινεργῶν στοιχείων. Ἀνακάλυψις τοῦ Ραδίου.*** Ἡ συστηματικὴ ἔρευνα τῆς ἀκτινεργίας ὀρυκτῶν τοῦ Οὐρανίου ἔφερε τὸ ζεῦγος Curie εἰς τὴν εὕρεσιν οὐσιῶν, τῶν ὁποίων ἡ ἀκτινεργία εἶναι ἰσχυροτέρα τῆς ἀκτινεργίας τοῦ καθαροῦ Οὐρανίου. Ἐπεξεργαζόμενοι χημικῶς τὰς οὐσίας ταύτας ἐλάμβανον παρασκευάσματα ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον ἰσχυρότερον ἀκτινεργὰ καὶ ἡ κορωνὶς τῆς μακρᾶς ἐρεύνης ἦτο ἡ ἀνακάλυψις στοιχείου, τοῦ ὁποίου ἡ ἀκτινεργία εἶναι πολλὰς χιλιάδας φορὰς ἰσχυροτέρα τῆς τοῦ Οὐρανίου. Τὸ στοιχεῖον τοῦτο ὠνόμασαν *Ράδιον*.

§ 1081. ***Νόμοι τῆς ἀκτινεργίας. Θεωρία τῆς μεταβολῆς.*** Αἱ ἀκτινεργοὶ οὐσίαι ἐκπέμπουν, καθὼς ἀνωτέρω ἐξετέθη, σύμμικτον ἀκτινοβολίαν ἀποτελουμένην ἀπὸ ἀκτῖνας α, β, γ, ἀλλ᾽ ἡ ἀναλογία τῆς ἐντάσεως τῶν ἀκτινοβολιῶν τούτων ὄχι μόνον δὲν εἶναι σταθερὰ δι᾽ ὅλας τὰς ἀκτινεργοὺς οὐσίας, ἀλλὰ καὶ διὰ τὸ αὐτὸ παρασκεύασμα μεταβάλλεται μετὰ τοῦ χρόνου. Ἀλλὰ καὶ ἡ ὁλικὴ ἰσχὺς παρασκευάσματός τινος ὡς ἀκτινεργοῦ πηγῆς ἀκτινοβολίας μεταβάλλεται ἐν γένει μετὰ τοῦ χρόνου, ἐλαττώνεται δηλ. ἢ καὶ αὐξάνεται. Οὕτω ἡ φαινομενολογικὴ περιγραφὴ τῶν σχετικῶν πρὸς τὴν ἀκτινεργίαν παρατηρήσεων εἶναι μέχρις ἀδιεξόδου πολύπλοκος, αὐτὰ δὲ ταῦτα τὰ φαινόμενα τῆς ἀκτινεργίας ἀντιφάσκουν ἐκ πρώτης ὄψεως πρὸς τὸν θεμελιώδη νόμον τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας, ἀφοῦ εἰς τὰς ἀκτινεργοὺς οὐσίας ἔχομεν διαρκῆ παραγωγὴν ἐνεργείας, αὐτοθέρμανσιν ἐκ τῆς ἀπορροφήσεως τῆς ἐνεργείας ταύτης, καὶ τὴν πηγὴν τῆς ἐνεργείας ταύτης δὲν ἠμποροῦμεν νὰ ἀνεύρωμεν εἰς τὸ περιβάλλον.

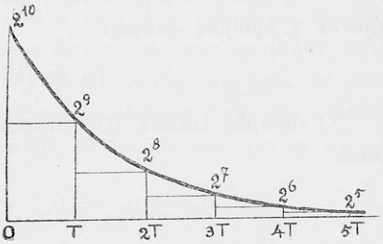
[vm] Πρὸς ἐξήγησιν τῶν φαινομένων τῆς ἀκτινεργίας καὶ ἄρσιν τῆς ἀντιφάσεως πρὸς τὸν νόμον τῆς ἀφθαρσίας τῆς ἐνεργείας ἐδέχθησαν οἱ Rutherford καὶ Soddy ὅτι τὰ ἄτομα τῶν ἀκτινεργῶν στοιχείων ἐκπέμπουν ἐξ ἑαυτῶν ἠλεκτρόνια ἢ διπλῶς φορτισμένα ἄτομα Ἡλίου, ἀκτῖνας δηλ. β ἢ α, τῶν ὁποίων ἡ κινητικὴ ἐνέργεια προέρχεται ἐκ δυναμικῆς ἐνεργείας ἀποτιμιευμένης εἰς τὰ ἄτομα. Τὰ ἄτομα κατὰ τὴν ἐκδοχὴν ταύτην *ἀποσυντίθενται* εἰς σωμάτιον α ἢ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἠλεκτρόνιον ἀκτῖνος β καὶ εἰς *ὑπόλοιπόν τι*, τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖ *νέον ἄτομον*, χημικῶς διάφορον τοῦ ἀρχικοῦ. Ἡ διάσπασις αὕτη εἶναι φαινόμενον *ἐνδοατομικὸν* καὶ ἑπομένως οἱ νόμοι αὐτῆς εἶναι ἐντελῶς ἀνεξάρτητοι τῆς πιέσεως, τῆς θερμοκρασίας καὶ τῆς ἑνώσεως τῶν ἀτόμων εἰς μόρια.

Ἐκ τῆς φύσεως τῶν ἀτόμων εἶναι ὡρισμένον τὸ μέρος τοῦ ὅλου ἀριθμοῦ αὐτῶν, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου θὰ διασπασθῇ καὶ τὸ ποσοστὸν τοῦτο μένει πρακτικῶς ἀμετάβλητον ἐφ' ὅσον ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀτόμων εἶναι πολὺ μέγας. Ἡ ταχύτης τῆς διασπάσεως ὁρίζεται ἀπὸ τὸν *χρόνον τῆς ἡμισείας τιμῆς*, τὸν χρόνον δηλ. μετὰ πάροδον τοῦ ὁποίου τὸ ἥμισυ τῶν ὑπαρχόντων ἀτόμων ἔχει διασπασθῇ. Ὁ χρόνος οὗτος πολλάκις ὀνομάζεται καὶ *περίοδος*.

Ἔστω π.χ. στοιχεῖον, τοῦ ὁποίου ὁ χρόνος ἡμισείας τιμῆς εἶναι Τ καὶ ὑποθέσωμεν ὅτι ἔχομεν ἀριθμόν τινα ἀτόμων, ἔστω 2^{10}. Μετὰ πάροδον χρόνου Τ θὰ μείνῃ τὸ ἥμισυ τοῦ ἀριθμοῦ τούτου, δηλ. 2^9. Μετὰ πάροδον πάλιν χρόνου Τ θὰ μείνῃ τὸ ἥμισυ τῶν ἀτόμων τούτων, δηλ. 2^8 καὶ οὕτω καθεξῆς :



Σχ. 729.

Ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀδιασπάστων ἀτόμων ἐλαττώνεται κατὰ γεωμετρικὴν πρόοδον καὶ ἡ σχέσις αὐτοῦ πρὸς τὸν χρόνον παριστᾶται ἀπὸ τὴν καμπύλην τοῦ σχήματος 729.

Ἡ ἰσχὺς τῆς ἀκτινοβολίας εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν ἀτόμων, τὰ ὁποῖα εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου διασπῶνται, καὶ ἑπομένως ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν ἑκάστοτε ἀτόμων. Ἄρα ἡ καμπύλη τοῦ σχ. 729 παριστᾷ ὑπὸ ἄλλην κλίμακα τὴν ἰσχὺν τῆς ἀκτινοβολίας ἀκτινεργοῦ οὐσίας, *ἐφ' ὅσον τὰ προϊόντα τῆς μεταβολῆς αὐτῆς δὲν ἀκτινοβολοῦν*.

Ἂν ὅμως καὶ τὰ νέα ἄτομα ἀποσυντίθενται, τὸ φαινόμενον εἶναι πολυπλοκώτερον. Ἂν δηλ. εἰς τὴν ἀρχὴν τοῦ χρόνου ἔχωμεν μόνον ἄτομα τοῦ πρώτου εἴδους, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν Α, μετὰ πάροδον χρόνου τινὸς θὰ ὑπάρχῃ καὶ ἀριθμὸς ἀτόμων τοῦ δευτέ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρου εἴδους Β. Κατὰ τὴν διάρκειαν μικροῦ τινος διαστήματος θὰ γίνωνται τώρα αἱ ἑξῆς μεταβολαί.

Μέρος τῶν ἀτόμων Α θὰ μεταβληθῇ εἰς ἄτομα Β. Ἂν εἶναι N_1 ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀτόμων Α, κατὰ τὸν χρόνον τ θὰ διασπασθοῦν $\alpha_1 N_1 \tau$ ἄτομα, ὅπου α_1 εἶναι συντελεστὴς τόσον μεγαλύτερος, ὅσον μικρότερος εἶναι ὁ χρόνος τῆς ἡμισείας ζωῆς T_1. Ἀκριβὴς ὑπολογισμὸς δεικνύει ὅτι εἶναι

$$\alpha_1 = \frac{0,7}{T_1}$$

καὶ ἑπομένως ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀτόμων Α, τὰ ὁποῖα εἰς τὸν χρόνον τ μεταβάλλονται εἰς Β, εἶναι

$$n_1 = 0,7\ \tau\ \frac{N_1}{T_1}.$$

Ἂν ὀνομάσωμεν N_2 τὸν ἀριθμὸν τῶν ἀτόμων Β, καὶ T_2 τὸν χρόνον ἡμισείας τιμῆς αὐτῶν, ἀποσυντίθεται ἐξ αὐτῶν κατὰ τὸν χρόνον τ ἀριθμὸς ἀτόμων

$$n_2 = 0,7\ \tau\ \frac{N_2}{T_1}.$$

Ὁ ἀριθμὸς λοιπὸν τῶν ἀτόμων Β αὐξάνεται εἰς τὸν χρόνον τ κατὰ

$$n_1 - n_2 = 0,7\ \tau \left\{ \frac{N_1}{T_1} - \frac{N_2}{T_2} \right\}.$$

Ἂν εἶναι $N_1 : N_2 = T_1 : T_2$, εἶναι $n_1 - n_2 = 0$ καὶ ἑπομένως ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀτόμων Β μένει ἀμετάβλητος. Τὸ παρασκεύασμα εὑρίσκεται ἐν ἰσορροπίᾳ ὡς πρὸς τὸ στοιχεῖον Β. Καὶ ὅταν μὲν τὸ πρῶτον στοιχεῖον τοῦ παρασκευάσματος ταχέως ἀποσυντίθεται, γενικὴ ἰσορροπία δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ἀποκατασταθῇ. Ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀκτινεργῶν ἀτόμων διαρκῶς φθίνει καὶ αἱ μεταβολαὶ χωροῦν μέχρις ὅτου ὅλα τὰ ἄτομα μεταβληθοῦν εἰς ἄτομα μὴ διασπώμενα, δηλ. μὴ ἀκτινεργά.

Ἐνδιαφέρουσα εἶναι ἡ περίπτωσις, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ πρῶτον στοιχεῖον πολὺ βραδέως διασπᾶται. Τότε διὰ χρονικὸν διάστημα ὀλίγων ἡμερῶν ἢ ἐτῶν ἠμπορεῖ ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀτόμων τοῦ πρώτου τούτου στοιχείου νὰ θεωρηθῇ ὡς πρακτικῶς ἀμετάβλητος καί, ἐὰν τὰ προϊόντα τῶν ἀλληλοδιαδόχων διασπάσεων σχετικῶς πρὸς τὸ πρῶ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τον στοιχεῖον ταχέως διασπῶνται, ἰσορροπία ἀποκαθίσταται, τὰ ποσὰ δηλ. τῶν ἀτόμων τῶν διαφόρων στοιχείων ἔχουν τοιούτους λόγους, ὥστε δι' ἕκαστον ἐξ αὐτῶν ἡ ἐκ τῆς μεταβολῆς τοῦ προηγουμένου αὔξησις νὰ εἶναι ἴση πρὸς τὴν ἐκ τῆς μεταβολῆς εἰς τὸ ἑπόμενον ἐλάττωσιν.

Ἂν παραστήσωμεν μὲ τοὺς δείκτας 1, 2, 3 . . . τὰ διαδοχικὰ στοιχεῖα καὶ εἶναι T_1, T_2, T_3 . . . οἱ χρόνοι ἡμισείας τιμῆς αὐτῶν, εἰς τὴν κατάστασιν τῆς ἰσορροπίας οἱ ἀριθμοὶ τῶν ἀτόμων ἑκάστου στοιχείου θὰ εἶναι τοιοῦτοι, ὥστε νὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις

$$\frac{N_1}{T_1} = \frac{N_2}{T_2} = \frac{N_3}{T_3} = . \ . \ .$$

Ὅταν λοιπὸν ἀρχικὸν στοιχεῖον *μακρόζωον* εὑρίσκεται εἰς ἰσορροπίαν μὲ τὰ προϊόντα τῆς ἀποσυνθέσεως αὐτοῦ ἐντὸς κλειστοῦ χώρου, τὰ διάφορα στοιχεῖα εὑρίσκονται εἰς ἐντελῶς ὡρισμένας ἀναλογίας. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι καὶ ἡ ἐκ τοῦ ἐν ἰσορροπίᾳ παρασκευάσματος ἐκπεμπομένη ἀκτινοβολία ἔχει ὡρισμένην σταθερὰν σύνθεσιν καὶ ἠμποροῦμεν μετροῦντες τὴν ἰσχὺν αὐτῆς ὡς πρὸς ἓν συστατικόν, π. χ. ὡς πρὸς τὰς ἀκτῖνας γ, νὰ εὕρωμεν τὴν ὅλην ἰσχὺν καὶ τὸ ποσὸν τῶν ἀκτινεργῶν οὐσιῶν, αἱ ὁποῖαι περιέχονται εἰς τὸ παρασκεύασμα.

Ἡ θεωρία αὕτη τῶν *ἀκτινεργῶν μεταβολῶν ἢ μεταστοιχειώσεων* ἐδείχθη ὅτι πληρέστατα προσαρμόζεται πρὸς τὰ πράγματα καὶ ἀπετέλεσε μάλιστα τὴν ἀφετηρίαν τῶν γενικωτέρων ἀτομικῶν θεωριῶν, μὲ τὰς ὁποίας θὰ ἀσχοληθῶμεν συντόμως εἰς τὴν § 1083.

Οὕτω ἐδείχθη ὅτι τὸ μακρόζωον Οὐράνιον UI ($T=4{,}67.10^9$ ἔτη) μεταβάλλεται ὑπὸ σύγχρονον ἐκπομπὴν ἀκτίνων α εἰς τὸ σχετικῶς βραχύβιον UX_1 ($T=24{,}6$ ἡμ.), τοῦτο μεταβάλλεται ὑπὸ σύγχρονον ἐκπομπὴν ἀκτίνων β εἰς τὸ UX_2 ($T=1{,}15'$) καὶ οὕτω καθεξῆς, ὅπως φαίνεται εἰς τὸν πίνακα τῆς ἑπομένης σελίδος.

Ἐκ τοῦ πίνακος τούτου βλέπομεν ὅτι τὸ Οὐράνιον μεταβαλλόμενον εἰς σειρὰν μακροχρονίων ἢ βραχυχρονίων στοιχείων καταλήγει τέλος εἰς τὸ στοιχεῖον Ράδιον, τὸ ὁποῖον, ἀρκετὰ μακροχρόνιον καθ' ἑαυτό, εἶναι ὁ πρόγονος σειρᾶς βραχυχρονίων ἀπογόνων, ἡ ὁποία κλείεται διὰ τοῦ μὴ ἀκτινεργοῦ Ραδιομολύβδου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τ	Όνομα	Σύμβολον	Ἀτομικὴ μᾶζα	Ἀτομικὸς ἀριθμὸς	Ἰσότοπον	Ἀκτινοβολία
$4{,}67.10^9$ ἔτη	Οὐράνιον I	UI	238	92	U	α
24,6 ἡμέραι	» X_1	UX_1	234	90	Th	β
1,15 λεπτὰ	» X_2	UX_2	234	91	Pa	β (γ)
$2{,}10^6$ ἔτη	» II	UII	234	92	U	α
$6{,}9.10^4$ »	Ἰόνιον	Io	230	90	Th	α
1690 »	Ράδιον	Ra	226	88	Ra	α (β + γ)
3,85 ἡμέραι	Ραδόνιον	Rn (Ra Em)	222	86	Rn	α
3,0 λεπτὰ	Ράδιον A	RaA	218	84	Po	α
26,8 »	» B	RaB	214	82	Pb	β (γ)
19,5 »	» C	RaC	214	83	Bi	β καὶ γ
10^{-6} δευτερόλ.	» C'	RaC'	214	84	Po	α
16,5 ἔτη	» D	Ra D	210	82	Pb	(β καὶ γ)
5,0 ἡμέραι	» E.	RaE	210	83	Bi	β
136 »	» F. (Πολώνιον)	RaF (Po)	210	84	Po	α (γ)
.....	Ράδιον Ω' (Μόλυβδος)	RaΩ' (Pb_{206})	206	82	Pb	.....

Τὸ Ράδιον εἶναι δυνατὸν διὰ χημικῶν μέσων νὰ ἀπομονωθῇ τῶν λοιπῶν ἀκτινεργῶν στοιχείων τῆς σειρᾶς τοῦ οὐρανίου. Ἂν τὸ παρασκεύασμα κλεισθῇ εἰς ἀεροστεγὲς δοχεῖον, π. χ. εἰς συντετηγμένον σωλῆνα ἐκ λευκοχρύσου (*), ἡ ἰσχὺς τῆς ἀκτινοβολίας του βαθμηδὸν αὐξάνεται ἕνεκα τῆς γενέσεως τῶν παραγώγων καὶ ἡ κατάστασις τῆς ἰσορροπίας ἐπέρχεται πρακτικῶς μετὰ ἕνα ἢ δύο μῆνας.

Μετὰ ταῦτα, ἐπειδὴ ὁ χρόνος ἡμισείας τιμῆς τοῦ Ra εἶναι 1690 ἔτη, ἡ ἰσχὺς μένει πρακτικῶς ἀμετάβλητος.

Εἰς τὸ ἐν ἰσορροπίᾳ ἀεροστεγῶς κλειστὸν παρασκεύασμα ὑπάρχουν ὅλα τὰ παράγωγα τοῦ Ra κατὰ τὴν ὑπὸ τῆς ἐξ. (1) ὁριζομένην ἀναλογίαν. Τοῦ τελευταίου μόνον παραγώγου, *τοῦ μὴ ἀκτινεργοῦ Ραδιομολύβδου*, τὸ ποσὸν διαρκῶς αὐξάνεται.

Ἐκ τοῦ στοιχείου U_{II} ἐκτὸς τοῦ I_o παράγεται παραλλήλως καὶ

(*) Τὸ δοχεῖον πρέπει νὰ εἶναι ἀεροστεγὲς διότι τὸ πρῶτον παράγωγον τοῦ Ra, ἡ Ἀπόρροια Ra Em ἢ Ραδόνιον Rn, εἶναι εὐγενὲς ἀέριον.

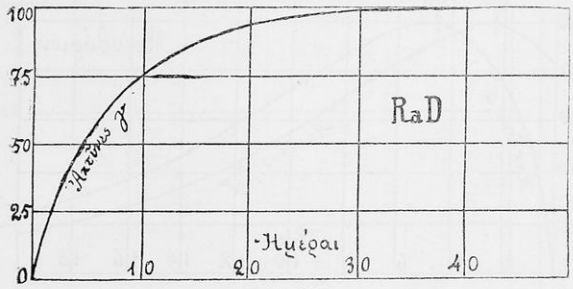
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἄλλο στοιχεῖον, τὸ UY, τὸ ὁποῖον εἶναι ἡ ἀφετηρία σειρᾶς πάλιν ὅλης ἀκτινεργῶν στοιχείων, τῆς σειρᾶς τοῦ Ἀκτινίου.

Τρίτην σειρὰν ἀκτινεργῶν στοιχείων ἀποτελοῦν τὰ παράγωγα τοῦ Θορίου.

Ὁ θεωρητικὸς ὑπολογισμὸς τῆς χρονικῆς μεταβολῆς τῆς ἀκτινοβολίας ἀκτινεργοῦ παρασκευάσματος, τοῦ ὁποίου εἶναι γνωστὴ ἡ παροῦσα σύνθεσις, εἶναι πολὺ εὔκολος, ὅταν γνωρίζωμεν τοὺς νόμους τῆς στοιχειογονίας τῶν συστατικῶν καὶ τὰς χαρακτηριστικὰς σταθερὰς τῶν παραγώγων, δηλ. τοὺς χρόνους ἡμισείας τιμῆς καὶ τὸ εἶδος καὶ τὴν ἰσχὺν τῆς ἀκτινοβολίας κατὰ μονάδα μάζης.

Ἡ ἀντίστροφος πρᾶξις, ἡ εὕρεσις δηλ. τῶν νόμων τῆς στοιχειογονίας, τοῦ ἀριθμοῦ τῶν παραγώγων, τῶν ὁποίων πολλὰ ἔχουν



Σχ. 730.

βραχύτατον βίον, καὶ τῶν σταθερῶν αὐτῶν ἀπὸ τὴν πειραματικῶς προσδιοριζομένην καμπύλην τῆς χρονικῆς μεταβολῆς τῆς ἀκτινοβολίας παρασκευάσματός τινος, εἶναι ἐργασία ἐξόχως λεπτὴ καὶ ἐπίπονος, τὰ δὲ πορίσματα αὐτῆς μόνον ἐκ σειρᾶς μετρήσεων ὑπὸ διαρκῶς μεταβαλλομένους ὅρους ἀποκτοῦν βεβαιότητα.

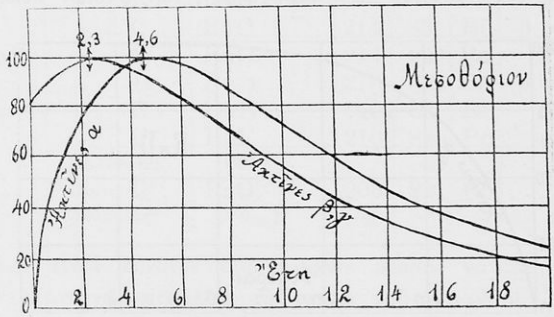
Ἁπλουστάτη εἶναι σχετικῶς ἡ μορφὴ τῆς καμπύλης ὅταν τὸ παρασκεύασμα περιέχῃ ἀρχικῶς ἓν μόνον μακρόβιον στοιχεῖον, τοῦ ὁποίου ἡ ἀκτινοβολία εἶναι ἀσθενεστάτη. Τὸ σχ. 730 παριστᾷ τὴν χρονικὴν μεταβολὴν τῆς ἀκτινοβολίας β, γ τοῦ RaD. Παρατηροῦμεν ὅτι ἐντὸς 40 ἡμερῶν τὸ RaD, τοῦ ὁποίου ὁ χρόνος ἡμισείας τιμῆς εἶναι 16,5 ἔτη, φθάνει ὡς πρὸς τὰς ἀκτινοβολίας ταύτας εἰς τὴν κατάστασιν τῆς ἰσορροπίας μὲ τὰ παράγωγα αὐτοῦ καὶ ἡ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀκτινοβολία τοῦ παρασκευάσματος ἀπὸ τοῦ σημείου τούτου καὶ ἑξῆς φθίνει οὕτως ὥστε μετὰ πάροδον 16,5 ἐτῶν νὰ ἐλαττώνεται κατὰ τὸ ἥμισυ.

Ὅτι ἡ μορφὴ τῆς καμπύλης ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ εἶδος τῆς μετρουμένης ἀκτινοβολίας δεικνύει τὸ διάγραμμα 731, τὸ ὁποῖον παριστᾷ τὴν χρονικὴν μεταβολὴν τῆς ἀκτινοβολίας παρασκευάσματος καθαροῦ Μεσοθορίου, παραγώγου τοῦ Θορίου, τοῦ ὁποίου ὁ χρόνος ἡμισείας τιμῆς εἶναι 6,7 ἔτη.

Ἡ ἀκτινοβολία αὐξάνεται κατ' ἀρχὰς μέχρι μεγίστης τιμῆς καὶ ἔπειτα φθίνει, ἀλλὰ τὸ μέγιστον τῆς ἀκτινοβολίας διὰ μὲν τὰς ἀκτῖνας α παρατηρεῖται μετὰ 4,6 ἔτη ἀπὸ τῆς στιγμῆς κατὰ τὴν ὁποίαν



Σχ. 731.

τὸ Μεσοθόριον ἀπεμονώθη καὶ ἐκλείσθη ἀεροστεγῶς, διὰ δὲ τὰς ἀκτῖνας β, γ ἔχομεν τὸ μέγιστον μετὰ 2,3 ἔτη. Μετὰ πάροδον 8 ἕως 10 ἐτῶν ἡ καμπύλη τῆς ἀκτινοβολίας λαμβάνει πλέον τὴν χαρακτηριστικὴν μορφὴν τοῦ σχήματος 729 μὲ χρόνον ἡμισείας ζωῆς ἴσον πρὸς 6,7 ἔτη.

§ 1082. ***Περιοδικὸν σύστημα τῶν στοιχείων.*** Οἱ νόμοι τῶν ἀκτινεργῶν μεταβολῶν τῶν στοιχείων ἠμποροῦν νὰ ἐκτεθοῦν μόνον ἐπὶ τῇ βάσει τοῦ πίνακος τῆς ταξινομήσεως τῶν χημικῶν στοιχείων, τοῦ γνωστοῦ ὑπὸ τὸ ὄνομα τοῦ *Περιοδικοῦ Συστήματος*.

Αἱ ἀπόπειραι ταξινομήσεως τῶν τόσον ἀπ' ἀλλήλων ποιοτικῶς διαφόρων στοιχείων ἔχουν τὴν ἀρχήν των εἰς τὴν παλαιὰν ὑπόθεσιν τῆς ἑνότητος τῆς ὕλης, ὡς ἐκ τῆς ὁποίας τὰ χημικὰ ἄτομα ἐθεωροῦντο

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	1 H 1,008							2 He 4,00
2	3 Li 6,94	4 Be 9,01	5 B 11,0	6 C 12.00	7 N 14,01	8 O 16,00	9 F 19,0	10 Ne 20,2
3	11 Na 23,00	12 Mg 24,32	13 Al 27,1	14 Si 28,3	15 P 31,04	16 S 32,06	17 Cl 35,46	18 A 39,88 ←
→ 4	19 K 39,10	20 Cu 40,07	21 Se 45,1	22 Ti 48,1	23 V 51,0	24 Cr 52,0	25 Mn 54,93	26 Fe 27 Co 28 Ni 55,84 58,97 58,68
	29 Cu 63,79.	30 Zn 65,37	31 Ga 69,9	32 Ge 72,5	33 As 74,96	34 C 79,2	35 Br 79,92	←→ 36 Kr 82.92
5	37 Rb 85,45	38 Sr 87,63	39 Y 88,7	40 Zr 90,6	41 Nb 93,5	42 Mo 96,0	43 *	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,7 102,9 106,7
	47 Ag 107,88	48 Cd 112,40	49 In 114,8	50 Sn 118.7	51 Sb 120,2	52 Te 127,5	←→ 53 J 12 ,92	54 X 130,2
6	55 Cs 132,81	56 Ba 137,37	Σπάνιαι γαῖαι		73 T 181,5	74 W 184,0	75 *	76 Os 77 Ir 78 Pt 190.9 193,1 195,2
	79 Au 197,2	80 Hg 200,6	81 Tl 204 0	82 Pb 207,10	83,Bi 209,02	84 Po (210,0,	85 *	86 Rm (222,0)
7	87 *	88 Ra 226,0	89 Ac (226)	90 Th 232,15 ←→	91. Pa (230)	92 U 338.2		

Σπάνιαι γαῖαι:	57 La 139,0	58 Ce 140,25	59 Pr 140.9	60 Nd 144,3	61 *	62 Sm 150,4	63 Eu 152,0	64 Gd 157,3
	65 Tb 159.2	66 Ds 162.5	67 Ho 163,5	68 Fr 167,7	69 TuI 168,5	70 Ad 173.5	71 Cp 175,0	72 Ha (180)

Οἱ ἀριθμοὶ πρὸ τῶν συμβόλων τῶν στοιχείων εἶναι οἱ *ἀτομικοὶ ἀριθμοί*, οἱ ὑπὸ τὰ σύμβολα τὰ *ἀτομικὰ βάρη*.

653
S 1082

ὡς διάφορα συγκροτήματα, τῶν ὁποίων τὸ βασικὸν ὑλικὸν εἶναι ἓν καὶ τὸ αὐτό. Ἐκ τῆς ἐκδοχῆς ταύτης ἀνεμένετο ἡ ὕπαρξις σχέσεων μεταξὺ τῶν διαφόρων χημικῶν ἀτόμων.

Ἀξιοσημείωτον εἶναι ὅτι ὁ Prout ἐξέφερε τὴν ὑπόθεσιν ὅτι τὰ ἀτομικὰ βάρη εἶναι ἀκέραιοι ἀριθμοὶ (H = 1) καὶ ὅτι ἑπομένως τὰ χημικὰ ἄτομα εἶναι συσσωματώματα ἀτόμων ὑδρογόνου.

Ἡ ὑπόθεσις τοῦ Prout, ἐγκατελειφθεῖσα κατόπιν τοῦ ἀκριβοῦς προσδιορισμοῦ τῶν ἀτομικῶν βαρῶν, ἀναλαμβάνει ἤδη ὑπὸ κάπως ἀλλοίαν μορφὴν νέαν ζωὴν κατόπιν τῶν *ἀμέσων* μετρήσεων τῶν ἀτομικῶν μαζῶν, τὰς ὁποίας περιεγράψαμεν εἰς τὴν § 1056.

Ὁ Lothar Meyer εἶχε παρατηρήσει ὅτι ὁ *ἀτομικὸς ὄγκος* τῶν στοιχείων ὑπὸ στερεὰν μορφήν, ἀριθμητικῶς ἴσος πρὸς τὸν ὄγκον τοῦ γραμμοατόμου, εἶναι περιοδικὴ συνάρτησις τοῦ ἀτομικοῦ βάρους ὁ δὲ Mendelejeff, ἐκ τῆς παρατηρήσεως ὅτι αἱ χημικαὶ ἰδιότητες τῶν στοιχείων ἐξαρτῶνται περιοδικῶς ἀπὸ τὸ ἀτομικὸν βάρος ὁρμώμενος, συνέταξε τὸν φερώνυμον αὐτοῦ πίνακα (*), εἰς τὸν ὁποῖον τὰ στοιχεῖα κατατάσσονται εἰς ὁριζοντίας σειράς, τὰς περιόδους, καὶ εἰς κατακορύφους, τὰς χημικὰς ὁμάδας. Τὰ στοιχεῖα τὰ εὑρισκόμενα εἰς τὴν αὐτὴν κατακόρυφον στήλην ἔχουν ὁμοίας χημικὰς ἰδιότητας, π. χ. Li, Na, K, Rb, Cs, ἀλλ' ἐντὸς τῆς αὐτῆς περιόδου αἱ χημικαὶ ἰδιότητες μεταβάλλονται αἰσθητῶς. Ἐφ' ὅσον δηλ. τὸ ἀτομικὸν βάρος αὐξάνει, ὁ χαρακτὴρ τοῦ στοιχείου μεταβάλλεται βαθμηδὸν ἀπὸ μεταλλικοῦ εἰς ἀμέταλλον, ὅπως π.χ. εἰς τὴν σειρὰν Na, Mg, Al, Si, P, S, Cl, A, εἰς τὴν ὁποίαν τὸ πρῶτον στοιχεῖον εἶναι τὸ κατ' ἐξοχὴν μέταλλον Na, τὸ δὲ προτελευταῖον τὸ κατ' ἐξοχὴν ἀμέταλλον ἁλατογόνον Cl. Τὸ τελευταῖον μέλος δὲν εἶναι οὔτε μέταλλον οὔτε ἀμέταλλον. Εἶναι εὐγενὲς ἀέριον καὶ ἀποτελεῖ τὴν μετάβασιν ἀπὸ τοῦ Cl εἰς τὸ πρῶτον μέλος τῆς ἑπομένης περιόδου, τὸ K.

Μὲ τὰς λεπτομερείας τοῦ πίνακος, π. χ. τὸν χωρισμὸν τῶν ὁμάδων εἰς μικροτέρας ὁμάδας, δὲν ἠμποροῦμεν ἐνταῦθα νὰ ἀσχοληθῶμεν. Σημειώνομεν μόνον τὸν ἀριθμὸν τῶν στοιχείων τῶν διαφόρων περιόδων

$$2\times1^2,\ 2\times2^2,\ 2\times2^2,\ 1\times3^3,\ 2\times3^2,\ 2\times4^2.$$

(*) Ὁ πίναξ τῆς σελ. 453 ἐλήφθη ἀπὸ τὸ βιβλίον τοῦ A. Sommerfeld Atombau und Spekrallinien.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἑβδόμη περίοδος περιέχει 6 μόνον στοιχεῖα, κλείουσα, μὲ τὸ U, τοῦ ὁποίου τὸ ἄτομον εἶναι τὸ βαρύτατον πάντων τῶν ἐπὶ τῆς γῆς παρατηρηθέντων.

Ἀξιοσημείωτος εἶναι ἐπίσης ἡ δυσκολία τῆς κατατάξεως τῶν σπανίων γαιῶν, ἀλλὰ πρὸ παντὸς ἡ τρὶς ἀπαντωμένη ἀναστροφή, τὴν ὁποίαν ὑποδεικνύομεν διὰ τοῦ σημείου ←→. Ἕνεκα δηλ. τῶν χημικῶν ἰδιοτήτων τοποθετεῖται εἰς τὸν πίνακα τὸ Co πρὸ τοῦ Ni, τὸ Te πρὸ τοῦ J, τὸ Th πρὸ τοῦ Pa μολονότι ὡς ἐκ τοῦ ἀτομικοῦ βάρους ἡ σειρὰ ἔπρεπε νὰ εἶναι ἀντίστροφος.

§ 1083. ***Νόμοι τῶν ἀκτινεργῶν μεταβολῶν.*** Ἡ ἀκτινεργία ἐκδηλοῦται, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν § 1079, διὰ τῆς ἐκπομπῆς ἀκτίνων α, β καὶ γ, ἡ δὲ ἐκπομπὴ αὕτη ἰσοδυναμεῖ κατὰ τὴν θεωρίαν τῶν Rutherford καὶ Soddy πρὸς διάσπασιν τοῦ ἀτόμου εἰς ἠλεκτρόνιον ἢ σωμάτιον α καὶ εἰς ὑπόλοιπον ἀποτελοῦν νέον ἄτομον.

Οἱ νόμοι τῆς στοιχειογονίας ταύτης εἶναι οἱ ἑξῆς δύο (Fajans, Soddy).

1) *Ἐκπομπὴ ἀκτίνων α.* Τὸ νέον στοιχεῖον ἔχει ἀτομικὸν βάρος κατὰ 4 μικρότερον τοῦ πατρικοῦ, ἀτομικὸν δὲ ἢ αὔξοντα ἀριθμὸν κατὰ 2 μικρότερον, εὑρίσκεται δηλ. εἰς τὴν προπροηγουμένην θέσιν τοῦ πίνακος τῶν στοιχείων.

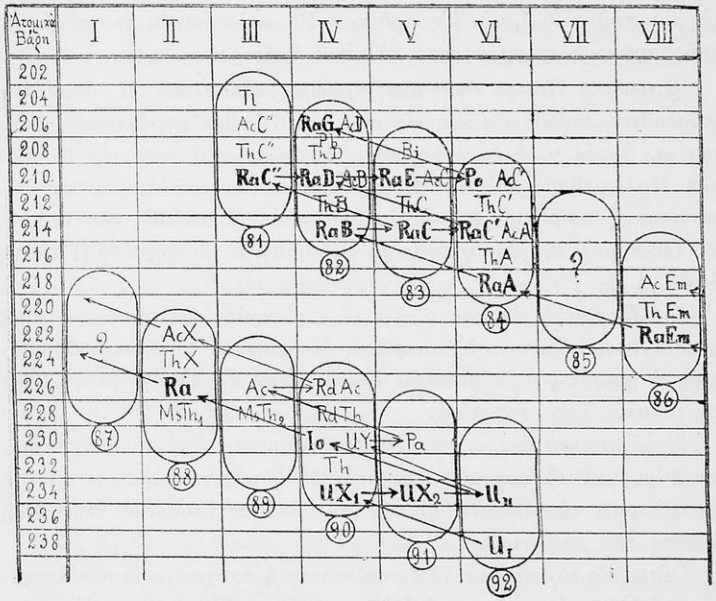
2) *Ἐκπομπὴ ἀκτίνων β.* Τὸ νέον στοιχεῖον ἔχει τὸ αὐτὸ ἀτομικὸν βάρος μὲ τὸ πατρικόν, ἀτομικὸν δὲ ἢ αὔξοντα ἀριθμὸν κατὰ 1 μεγαλύτερον, εὑρίσκεται δηλ. εἰς τὴν ἀμέσως ἑπομένην θέσιν τοῦ πίνακος τῶν στοιχείων.

Οὕτω εἰς τὸν πίνακα 732 παρίσταται ἡ στοιχειογονία τῶν ἀπογόνων τοῦ Οὐρανίου μέχρι τοῦ Ραδιομολύβδου. Τὸ οὐράνιον, U_I, στοιχεῖον τῆς VI στήλης, ἔχει ἀτομικὸν βάρος 238 καὶ ἀτομικὸν ἀριθμὸν 92. Τὸ UX_I, προκύπτον ἀπὸ τὸ U_I μὲ σύγχρονον ἐκπομπὴν ἀκτίνων α ἔχει ἀτομικὸν βάρος 234 καὶ ἀτομικὸν ἀριθμὸν 90 καὶ ἀνήκει εἰς τὴν IV στήλην. Ἐξ αὐτοῦ παράγεται μὲ σύγχρονον ἐκπομπὴν ἀκτίνων β τὸ $UX_{2,}$ τὸ ὁποῖον ἔχει τὸ αὐτὸ ἀτομικὸν βάρος 234, ἀτομικὸν ἀριθμὸν 91, καὶ ἀνήκει εἰς τὴν V στήλην, καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

Τὰ στοιχεῖα RdAc, Io, -UY, UX_1, καθὼς καὶ τὰ εἰς τὴν οἰκογένειαν τοῦ Θορίου ἀνήκοντα RdTh καὶ Th ἔχουν τὸν αὐτὸν ἀτο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μικὸν ἀριθμὸν 90. Ἔχουν λοιπὸν τὰς αὐτὰς φυσικὰς καὶ χημικὰς ἰδιότητας, ἐκτὸς τῶν σχετικῶν πρὸς τὴν ἀντινεργίαν, καὶ δὲν ἠμποροῦν νὰ χωρισθοῦν ἀπ᾽ ἀλλήλων διὰ χημικῶν ἀντιδράσεων μολονότι ἔχουν διάφορα ἀτομικὰ βάρη: 226, 230, 232, 234. Εἶναι *ἰσότοπα*. Τοῦτο ὑποδεικνύομεν εἰς τὸν πίνακα 732 διὰ τῆς ἐλλειψοειδοῦς γραμμῆς, ἡ ὁποία περιβάλλει τὰ στοιχεῖα ταῦτα, καὶ κάτω-



Σχ. 732.

θεν τῆς ὁποίας ἐντὸς μικροῦ κύκλου ἀναγράφεται ὁ κοινὸς ἀτομικὸς ἀριθμός.

Τοὐναντίον τὰ στοιχεῖα UX_I UX_2, U_{II}, ἂν καὶ ἔχουν τὸ αὐτὸ ἀτομικὸν βάρος, ἔχουν διαφόρους αὔξοντας ἀριθμοὺς καὶ ἑπομένως ὅλως διαφόρους χημικὰς ἰδιότητας.

Τὰ ἄτομα τῶν καλουμένων ἀκτινεργῶν στοιχείων εἶναι κατὰ τὰ ἀνωτέρω συγκροτήματα περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον *ἀσταθῆ* ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὰ ἄτομα τῶν μὴ ἀκτινεργῶν στοιχείων, τὰ ὁποῖα χαρα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κτηρίζονται ἀπὸ ἐξαιρετικὴν εὐστάθειαν. Δὲν φαίνεται ἐν τούτοις πιθανὸν ὅτι ὑπάρχει σαφὴς διάκρισις ἀκτινεργῶν καὶ μὴ ἀκτινεργῶν στοιχείων. Ἤδη εἰς τὸν πίνακα τῆς σελ. 650 παρατηροῦμεν χρόνους ἡμισείας τιμῆς ἀπὸ μικροῦ κλάσματος τοῦ δευτερολέπτου μέχρι χιλιάδων ἐτῶν καὶ ἑπομένως ἠμποροῦμεν νὰ δεχθῶμεν ὅτι ὅλα τὰ στοιχεῖα εἶναι ἀκτινεργά, ἀλλ' ὅτι τὰ συνήθως ὡς μὴ ἀκτινεργὰ θεωρούμενα χαρακτηρίζονται ἀπὸ ἐξαιρετικῶς μεγάλας τιμὰς τοῦ χρόνου ἡμισείας τιμῆς.

Εἰς τὰ ἀλκάλια K καὶ Rb ἐδείχθη μετὰ βεβαιότητος ἀσθενὴς ἀκτινεργία.

ΑΤΟΜΙΚΑΙ ΘΕΩΡΙΑΙ. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ

§ 1084. ***Ἀτομικαὶ θεωρίαι.*** Διὰ νὰ ἐξηγήσῃ τὰ φαινόμενα τῆς ἀκτινεργίας ἐδέχθη ὁ Rutherford, καθὼς εἴδομεν, ὅτι τὰ ἄτομα τῶν στοιχείων δὲν εἶναι πραγματικῶς ἄτμητα ἀλλ' ὅτι ἠμποροῦν νὰ διασπασθοῦν. Ἡ ἐκπομπὴ ἀκτίνων β, καθὼς καὶ ἡ ἐκπομπὴ καθοδικῶν ἀκτίνων ἀπὸ καθόδους ἐκ διαφόρων μετάλλων, μᾶς δεικνύουν ὅτι τὰ ἠλεκτρόνια ἀποτελοῦν συστατικὸν τῶν ἀτόμων τῶν στοιχείων. Ἀλλ' ἐπειδὴ τὰ ἄτομα εἶναι ἠλεκτρικῶς οὐδέτερα, ἕπεται ὅτι πρέπει νὰ ὑπάρχουν ἐντὸς αὐτῶν θετικὰ φορτία ἐξουδετερώνοντα τὰ ἀρνητικά. Ὁ Rutherford ἐδέχθη ὅτι τὸ θετικὸν φορτίον, ἡνωμένον ἀδιασπάστως μὲ τὴν μᾶζαν τοῦ ἀτόμου, ἀποτελεῖ κεντρικὸν πυρῆνα, περὶ τὸν ὁποῖον ἠλεκτρόνια κινοῦνται, ὅπως οἱ πλανῆται περὶ τὸν ἥλιον.

Κατὰ τὴν ὑπόθεσιν ταύτην ἡ μᾶζα εἶναι συγκεντρωμένη εἰς μικρότατον ὡς πρὸς τὰς διαστάσεις τοῦ ἀτόμου χῶρον καί, ὅπως εἶναι δυνατὸν ξένα σώματα νὰ διέλθουν δι' ἡλιακοῦ τινος συστήματος χωρὶς νὰ συγκρουσθοῦν πρὸς τὰ ἀποτελοῦντα αὐτὸ σώματα, οὕτω εἶναι δυνατὸν ἠλεκτρόνια ταχέως κινούμενα νὰ διέλθουν διὰ μέσου ἀτόμου τινὸς χωρὶς νὰ τὸ ἰονίσουν. Ὅτι τοῦτο πράγματι συμβαίνει μᾶς δεικνύει τὸ σχ. 710 (πρβλ. § 1061). Ἀλλὰ καὶ ἡ μικρότης τῶν διαστάσεων τοῦ πυρῆνος ἀποδεικνύεται ἀπὸ τὰς φωτογραφίας τοῦ Wilson.

Πράγματι αἱ ἀνακάμψεις τῶν ἀκτίνων α, αἱ ὁποῖαι σαφέστατα φαίνονται εἰς τὸ σχ. 709, δεικνύουν ὅτι τὸ θετικῶς φορτισμένον σωμάτιον α ὑπέστη τὴν ἐπίδρασιν μεγάλων δυνάμεων καὶ αἱ δυνάμεις αὗται ἐξηγοῦνται μόνον ἂν δεχθῶμεν ὅτι τὸ σωμάτιον εὑρέθη

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἰς πολὺ μικρὰν ἀπόστασιν ἀπὸ φορτίον ἠλεκτρικὸν συνδεδεμένον μὲ σχετικῶς μεγάλην μᾶζαν (πρβλ. § 1080).

Τὸ μέγεθος τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου τοῦ πυρῆνος ὑπελογίσθη πρῶτον κατὰ προσέγγισιν ἐκ παρατηρήσεων τοῦ Barkla σχετικῶν πρὸς τὴν ἔντασιν τῆς ἀνομογενοῦς ἀκτινοβολίας Röntgen, τῆς ἐκπεμπομένης ἀπὸ διαφόρους ἀντικαθόδους. Ἡ μέθοδος τοῦ ὑπολογισμοῦ δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ἐκτεθῇ ἐνταῦθα.

Ἐκ τῶν παρατηρήσεων τούτων εὑρέθη ὅτι, ἐφ' ὅσον τὸ ἀτομικὸν βάρος δὲν εἶναι πολὺ μέγα, ὁ ἀριθμὸς τῶν περὶ τὸν πυρῆνα κινουμένων ἠλεκτρονίων εἶναι ἴσος πρὸς τὸ ἥμισυ τοῦ ἀτομικοῦ βάρους. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι τόσος εἶναι καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν στοιχειωδῶν φορτίων τοῦ πυρῆνος.

Ἡ αὐτὴ κατὰ προσέγγισιν τιμὴ εὑρέθη ὑπὸ τοῦ Rutherford ἐκ στατιστικῶν παρατηρήσεων τῆς ἀκανονίστου ἐκτροπῆς τῶν ἀκτίνων α κατὰ τὴν δίοδον διὰ λεπτοτάτων μεταλλίνων φύλλων.

Ἀλλ' ἐκ τοῦ πίνακος τῆς σελ. 653 βλέπομεν ὅτι ὁ αὔξων ἀριθμὸς τῶν 20 πρώτων στοιχείων εἶναι κατὰ προσέγγισιν ἴσος πρὸς τὸ ἥμισυ τοῦ ἀτομικοῦ βάρους. Ἐκ τούτου συνάγομεν διὰ τὰ στοιχεῖα ταῦτα τὴν ἑξῆς πρότασιν, τὴν ὁποίαν ἐπεκτείνομεν καὶ εἰς ὅλα τὰ ἄλλα.

Ὁ αὔξων ἀριθμὸς στοιχείου τινὸς εἶναι ἴσος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν θετικῶν στοιχειωδῶν φορτίων τοῦ πυρῆνος τῶν ἀτόμων αὐτοῦ ἢ καὶ πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν περὶ τὸν πυρῆνα κινουμένων ἠλεκτρονίων.

Κατὰ ταῦτα τὸ ἄτομον τοῦ H ἀποτελεῖται ἀπὸ πυρῆνα μὲ ἓν θετικὸν φορτίον, περὶ τὸν ὁποῖον κινεῖται ἓν ἠλεκτρόνιον ἐπὶ ἐλλειπτικῆς τροχιᾶς. Ἡ ἑλκτικὴ δύναμις εἶναι ἡ ἠλεκτροστατικὴ ἕλξις μεταξὺ πυρῆνος καὶ ἠλεκτρονίου, ἰσορροπεῖται δὲ ἡ δύναμις αὕτη ὑπὸ τῆς φυγοκέντρου δυνάμεως. Ἂν ἀποσπασθῇ τὸ ἠλεκτρόνιον, δι' ἐπιδράσεως π. χ. ἀκτίνων α ἢ β ἢ ἀκτίνων Röntgen, ὁ πυρὴν ἀποτελεῖ θετικὸν ἰὸν μὲ ἓν φορτίον. Κατὰ τὴν ἐκδοχὴν ταύτην εἶναι ἀδύνατον νὰ ὑπάρξουν ἰόντα ὑδρογόνου μὲ δύο θετικὰ φορτία. Καὶ πράγματι τοιαῦτα ἰόντα οὐδέποτε παρετηρήθησαν.

Τὸ ἄτομον τοῦ He ἀποτελεῖται ἀπὸ πυρῆνα μὲ δύο στοιχειώδη θετικὰ φορτία, περὶ τὸν ὁποῖον κινοῦνται δύο ἠλεκτρόνια. Ἂν ἀποσπασθῇ ἓν ἠλεκτρόνιον, μένει θετικὸν ἰὸν μονατομικόν, ἂν δὲ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀμφότερα τὰ ἠλεκτρόνια ἀποσπασθοῦν, ὁ ἀπομένων πυρὴν ἀποτελεῖ σωμάτιον ἀκτῖνος α. Τριατομικὰ ἰόντα He δὲ παρετηρήθησαν καὶ κατὰ τὴν θεωρίαν δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ὑπάρχουν.

Ἐφ' ὅσον τὸ φορτίον τοῦ πυρῆνος γίνεται μεγαλύτερον καὶ ἑπομένως αὐξάνεται καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν ἠλεκτρονίων, ἡ περὶ τὸν πυρῆνα διάταξις αὐτῶν γίνεται πολυπλοκωτέρα. Πλεῖστα δηλ. φαινόμενα μᾶς ἀναγκάζουν νὰ δεχθῶμεν ὅτι τὰ ἠλεκτρόνια διατίθενται καθ' ὁμάδας, ἑκάστη τῶν ὁποίων π. χ. ἠμπορεῖ νὰ χαρακτηρισθῇ ἀπὸ τὴν μέσην ἀπόστασιν τῶν ἀποτελούντων αὐτὴν ἠλεκτρονίων ἀπὸ τοῦ πυρῆνος.

Ἕκαστον προστιθέμενον νέον ἠλεκτρόνιον λαμβάνει θέσιν εἰς τὴν ἐξωτάτην ὁμάδα, μέχρις ὅτου ὁ ἀριθμὸς γίνῃ τοιοῦτος, ὥστε νὰ μὴ εἶναι δυνατὴ ἡ προσθήκη ἄλλου ἠλεκτρονίου. Ἂν τώρα καὶ νέον ἠλεκτρόνιον προστεθῇ, θὰ ἀποτελέσῃ τοῦτο τὴν καταβολὴν νέας ὁμάδος μὲ μεγαλυτέραν μέσην ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ πυρῆνος καὶ ἑπομένως ὁ ὄγκος τοῦ ἀτόμου θὰ αὐξηθῇ σημαντικῶς. Ἐφ' ὅσον καὶ ἄλλα ἠλεκτρόνια προστίθενται εἰς τὴν αὐτὴν ὁμάδα, ἐπειδὴ ἀντιστοίχως αὐξάνεται τὸ φορτίον τοῦ πυρῆνος, καὶ ἑπομένως καὶ αἱ συγκρατοῦσαι τὰ ἠλεκτρόνια ἕλξεις, φυσικὸν εἶναι νὰ ἐλαττωθοῦν αἱ μέσαι ἀποστάσεις τῶν ἠλεκτρονίων ἀπὸ τοῦ πυρῆνος, ὁ ὄγκος δηλ. τοῦ ἀτόμου. Ὅταν ὅμως ὁ ἀριθμὸς τῶν ἠλεκτρονίων αὐξηθῇ ἀκόμη, αἱ μεταξὺ αὐτῶν ἀπώσεις προκαλοῦν νέαν πάλιν αὔξησιν τοῦ ὄγκου. Οὕτω ἐξηγεῖται ἡ ὑπὸ τοῦ L. Meyer παρατηρηθεῖσα περιοδικότης τοῦ ἀτομικοῦ ὄγκου τῶν στοιχείων. Τὰ μέγιστα τοῦ ὄγκου θὰ ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰς καταβολὰς τῶν νέων ὁμάδων, εἰς τὰ στοιχεῖα δηλ. τῶν ὁποίων τὰ ἄτομα ἔχουν ἓν ἠλεκτρόνιον εἰς τὴν ἐξωτάτην ὁμάδα.

Ἀλλὰ τὰ μέγιστα τοῦ ἀτομικοῦ ὄγκου τῶν στοιχείων, σαφέστατα ἐκπεφρασμένα, ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰ ἀλκάλια, Li, Na, K, Rb, Cs, στοιχεῖα τυπικῶς *μονατομικά*. Ἀγόμεθα λοιπὸν εἰς τὸ νὰ σχετίσωμεν τὴν μονατομικότητα τῶν στοιχείων τούτων πρὸς τὸ ἓν ἠλεκτρόνιον τῆς ἐξωτάτης ὁμάδος καὶ γενικεύοντες νὰ ἀποδώσωμεν τὰς χημικὰς ἰδιότητας τῶν ἀτόμων εἰς τὰ ἠλεκτρόνια τῆς ἐξωτάτης ὁμάδος.

Τὰ εὐγενῆ ἀέρια ἔχουν ἀκριβῶς συμπληρωμένην τὴν ἐξωτάτην ὁμάδα, ἡ ὁποία ἐκ τούτου φαίνεται ὅτι ἀποκτᾷ ἐξαιρετικὴν εὐστά-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

θειαν, ἐκδηλουμένην εἰς τὴν γνωστὴν τῶν ἀερίων τούτων χημικὴν ἀδράνειαν. Στοιχεῖα, τῶν ὁποίων τὰ ἄτομα ἔχουν τὸν αὐτὸν ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων εἰς τὴν ἐξωτάτην ὁμάδα, ἔχουν ἀναλόγους χημικὰς ἰδιότητας καὶ ἀνήκουν εἰς τὴν αὐτὴν χημικὴν ὁμάδα. Οὕτω ἐξηγεῖται ἡ περιοδικότης τῶν χημικῶν ἰδιοτήτων τῶν στοιχείων.

Εἰς τὴν εἰκόνα ταύτην ἡ σημασία τῆς μάζης τοῦ πυρῆνος εἶναι ὅλως δευτερεύουσα. Αἱ ἰδιότητες τοῦ ἀτόμου ἐξαρτῶνται ἀποκλειστικῶς ἀπὸ τὸ μέγεθος τοῦ θετικοῦ φορτίου τοῦ πυρῆνος, τὸ ὁποῖον πάλιν εἶναι τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν αὐτοῦ φορτίων. Ἐπειδὴ τὰ μὲν ἀρνητικὰ φορτία συνδέονται μὲ μᾶζαν μηδαμινήν, τὰ δὲ θετικὰ φορτία παρετηρήθησαν πάντοτε συνδεόμενα μὲ μάζας ἴσας ἢ μεγαλυτέρας τῆς μάζης τοῦ Η, ἂν δεχθῶμεν ὅτι ἡ μᾶζα τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρικοῦ στοιχείου εἶναι ἴση περίπου πρὸς τὴν μᾶζαν τοῦ ἀτόμου τοῦ Η, ἐρχόμεθα εἰς τὴν ὑπόθεσιν ὅτι οἱ ἀτομικοὶ πυρῆνες ἀποτελοῦνται ἀπὸ θετικὰ στοιχεῖα, τῶν ὁποίων ὁ ἀριθμὸς εἶναι περίπου διπλάσιος τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ καὶ ἀπὸ ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων ἴσον πρὸς τὴν διαφορὰν τοῦ ἀριθμοῦ τῶν θετικῶν στοιχείων καὶ τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ. Προσθήκη ἑνὸς θετικοῦ στοιχείου καὶ ἑνὸς ἠλεκτρονίου μεταβάλλει μὲν τὸ ἀτομικὸν βάρος κατὰ 1, ἀλλὰ δὲν μεταβάλλει τὸ φορτίον καὶ ἑπομένως καὶ τὸν ἀτομικὸν ἀριθμόν.

Τὸ ἀτομικὸν βάρος εἶναι ἐν γένει τόσον μεγαλύτερον ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς ἀλλ' εἶναι δυνατὸν πυρῆνες τῆς αὐτῆς μάζης νὰ ἔχουν διάφορα φορτία ἢ πυρῆνες τοῦ αὐτοῦ φορτίου νὰ ἔχουν διαφόρους μάζας ἢ καὶ ἀκόμη πυρήνες νὰ ἔχῃ μεγαλυτέραν μᾶζαν ἄλλου πυρῆνος ἀλλὰ φορτίον μικρότερον.

Κατὰ ταῦτα ἡ κατάταξις τῶν Co-Ni, Te-J, Th-Pa δὲν παρουσιάζει τίποτε τὸ ἀνεξήγητον.

Ἡ ἐκπομπὴ ἀκτίνων α καθ' ὅλας τὰς ἀκτινεργοὺς μεταβολὰς δεικνύει ὅτι ἡ ὁμάς, ἡ ἀποτελοῦσα τὸν πυρῆνα τοῦ ἀτόμου τοῦ He, ἔχει ἐντελῶς ἰδιάζουσαν εὐστάθειαν καὶ ἠμπορεῖ αὐτουσία νὰ ἀποσπασθῇ ἀπὸ συνθετωτέρους πυρῆνας, ὅτι δὲ καὶ ὁ πυρὴν τοῦ Η ἀποτελεῖ συστατικὸν τῶν πυρήνων τῶν ἀτόμων ἔδειξεν ὁ Rutherford κατορθώσας δι' ἀκτίνων α νὰ ἀποσπάσῃ ἀπὸ ἄτομα διαφόρων στοιχείων ἰόντα Η.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Οἱ νόμοι τῶν ἀκτινεργῶν μεταστοιχειώσεων ἐξηγοῦνται ἁπλούστατα διὰ τῆς ἐκτεθείσης ἀτομικῆς θεωρίας.

Ἐκπομπὴ ἀκτίνων α σημαίνει ἀπόσπασιν ὑλικοῦ συγκροτήματος, τοῦ αὐτοῦ πρὸς τὸν πυρῆνα τοῦ ἀτόμου τοῦ Ἡλίου καὶ φέροντος διπλοῦν θετικὸν φορτίον. Οὕτω τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ πυρῆνος ἐλαττώνεται κατὰ δύο στοιχειώδη ποσά, τὸ ἄτομον, διὰ νὰ μείνῃ οὐδέτερον, χάνει δύο ἀπὸ τὰ ἐξωτερικὰ ἠλεκτρόνια, ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς ἐλαττώνεται κατὰ δύο, καὶ τὸ στοιχεῖον ὑποχωρεῖ κατὰ δύο θέσεις εἰς τὸν πίνακα τοῦ Mendelejeff ἐνῶ τὸ ἀτομικόν του βάρος ἐλαττώνεται κατὰ 4.

Ἐκπομπὴ ἀκτίνων β σημαίνει ἀπόσπασιν ἑνὸς ἀρνητικοῦ ἠλεκτρονίου ἀπὸ τὸν πυρῆνα, τοῦ ὁποίου οὕτω τὸ θετικὸν φορτίον αὐξάνεται κατὰ ἓν στοιχειῶδες ποσὸν ἐνῷ ἡ μᾶζα δὲν μεταβάλλεται αἰσθητῶς. Διὰ νὰ μείνῃ τὸ ἄτομον ἠλεκτρικῶς οὐδέτερον προστίθεται ἓν ἠλεκτρόνιον εἰς τὰ ἐξωτερικὰ προσλαμβανόμενον ἀπὸ τὰ παντοῦ ὑπάρχοντα ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια, τὴν ἀτμόσφαιραν οὕτως εἰπεῖν τῶν ἠλεκτρονίων, ἐντὸς τῆς ὁποίας εὑρίσκονται ὅλα τὰ σώματα. Οὕτω ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς αὐξάνεται κατὰ μίαν μονάδα καὶ τὸ στοιχεῖον προχωρεῖ κατὰ μίαν θέσιν εἰς τὸν πίνακα τοῦ Mendelejeff ἐνῶ τὸ ἀτομικὸν βάρος μένει ἀμετάβλητον.

Τὰ ἠλεκτρόνια τῶν ἐσωτερικῶν ὁμάδων παράγουν δονούμενα τὰς ἀκτῖνας Röntgen. Ἐπειδὴ ἡ ἐπὶ ἠλεκτρονίου τινὸς ἐνεργοῦσα δύναμις εἶναι τόσον ἐντονωτέρα, ὅσον μεγαλύτερον τὸ φορτίον τοῦ πυρῆνος καὶ μικροτέρα ἡ ἀπόστασις, ἕπεται ὅτι αἱ ὑπὸ τῶν ἠλεκτρονίων τῆς αὐτῆς ὁμάδος παραγόμεναι ἀκτῖνες Röntgen ἔχουν τόσον μεγαλυτέραν συχνότητα, εἶναι δηλ. τόσον σκληρότεραι, ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς τοῦ στοιχείου, εἰς τὸ αὐτὸ δὲ στοιχεῖον αἱ ἀκτῖνες αἱ ὁποῖαι ἐκπέμπονται ἀπὸ τὰ ἠλεκτρόνια τῶν ἐσωτέρων ὁμάδων εἶναι σκληρότεραι ἀπὸ τὰς ἀκτῖνας, τὰς ὁποίας ἐκπέμπουν τὰ ἠλεκτρόνια τῶν ἐξωτέρων ὁμάδων. Κατὰ ταῦτα αἱ σκληρόταται ἀκτῖνες K προέρχονται ἀπὸ τὰ ἠλεκρόνια τῆς ἐσωτάτης πρώτης ὁμάδος, αἱ ἀκτῖνες L ἀπὸ τὰ ἠλεκτρόνια τῆς δευτέρας ὁμάδος, αἱ ἀκτῖνες M ἀπὸ τὰ ἠλεκτρόνια τῆς τρίτης καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

Ἡ ἁπλῆ σχέσις τῶν φορτίων τῶν πυρήνων τῶν διαφόρων ἀτόμων ἔχει ἀντίστοιχον τὴν ἁπλῆν σχέσιν τῶν μηκῶν κύματος τῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐκπεμπομένων ἀκτίνων Röntgen. Ὅπως δηλ. τὰ φορτία τῶν πυρήνων ἀποτελοῦν ἀριθμητικὴν πρόοδον, οὕτω καὶ αἱ τετραγωνικαὶ ρίζαι τῶν συχνοτήτων τῶν ἀντιστοίχων ἀκτίνων Röntgen ἀποτελοῦν ἀριθμητικὴν πρόοδον. Αὐτὴ εἶναι ἡ οὐσία τοῦ νόμου τοῦ Moseley.

§ 1085 *Φωτοηλεκτρικὸς νόμος τοῦ Einstein.* Εἰς τὴν § 1045 εἴδομεν ὅτι ὅταν δύο ἠλεκτρόδια καὶ ὁ μεταξὺ αὐτῶν χῶρος φωτίζωνται δι' ὑπεριώδους φωτός, εὐκολύνεται ἡ ἀνάπτυξις ἠλεκτρικοῦ σπινθῆρος (Hertz).

Ὁ Hallwachs παρετήρησεν ὅτι μεταλλικοὶ μονωμένοι ἀγωγοὶ ἠλεκτρίζονται θετικῶς ὅταν προσπέσῃ ἐπ' αὐτῶν ὑπεριῶδες φῶς, ὁ δὲ Lenard, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν § 1049, φωτίσας τὴν κάθοδον ἀεροκένου σωλῆνος μὲ ὑπεριώδεις ἀκτῖνας ἀπέσπασεν ἀπὸ αὐτὴν ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἀποκτῶντα ταχύτητα ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἀσθενεστάτων ἠλεκτροστατικῶν πεδίων ἀποτελοῦν τὰς βραδυτάτας παρατηρηθείσας καθοδικὰς ἀκτῖνας (§ 1049).

Ὅλαι αὐταὶ αἱ παρατηρήσεις δεικνύουν ὅτι τὸ φῶς, καὶ μάλιστα τὸ ὑπεριῶδες, ἔχει τὴν ἰδιότητα νὰ ἀποσπᾷ ἠλεκτρόνια ἀπὸ τὰ μέταλλα, δηλ. ἀπὸ τὰ μεταλλικὰ ἄτομα. Τὸ φαινόμενον τοῦτο, τὸ ὁποῖον ὀνομάζεται *φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον*, ἐμελετήθη πολλαχῶς καὶ εὑρέθη ὅτι ἡ ταχύτης, τὴν ὁποίαν ἀποκτοῦν τὰ ἀποσπώμενα ἠλεκτρόνια ὑπὸ μόνην τὴν ἐπίδρασιν τοῦ φωτός, ἡ ταχύτης δηλ. τῶν φωτοηλεκτρικῶν καθοδικῶν ἀκτίνων, δὲν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ φωτὸς ἀλλὰ μόνον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος αὐτοῦ καὶ εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μικρότερον τὸ μῆκος κύματος. Ἐκ τῆς ἐντάσεως ἐξαρτᾶται μόνον ὁ ἀριθμὸς τῶν εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου ἀποσπωμένων ἠλεκτρονίων.

Ἡ σχέσις αὕτη, ἠμπορεῖ νὰ ἐξηγηθῇ μόνον διὰ τῆς θεωρίας τῶν *στοιχειωδῶν ποσῶν ἐνεργείας ἢ κουάντων*, τὴν ὁποίαν στοιχειωδέστατα ὑπεδείξαμεν εἰς τὴν § 504 τοῦ Α΄ Τόμου.

Ὑπενθυμίζομεν ὅτι ὁ Planck ἤχθη εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ ἐκπομπὴ τῆς ἀκτινοβολουμένης ἐνεργείας δὲν γίνεται *συνεχῶς* ἀλλὰ κατὰ διακεκριμένα ποσά, ἀκέραια πολλαπλάσια ἑνὸς στοιχειώδους ποσοῦ ἢ κουάντου (quantum), τοῦ ὁποίου τὸ μέγεθος εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν *συχνότητα* τῆς κυματώδους ἀκτινοβολίας. Ἂν δηλ. εἶναι ν ἡ συχνότης, c ἡ ταχύτης διαδόσεως τῆς ἀκτινοβολίας (φωτεινῆς, θερμικῆς, ἀκτινοβολίας Röntgen) καὶ λ τὸ μῆκος κύματος, ὑφίσταται ὡς γνωστὸν ἡ σχέσις $\nu = c/\lambda$ καὶ τὸ *στοιχειῶδες ποσὸν ἐνεργείας ἢ κουάντον*, τὸ ἄτομον τῆς ἐνεργείας τῆς συχνότητος ν, εἶναι ἴσον πρὸς

$$h\,\nu = \frac{h\,c}{\lambda}$$

ὅπου h εἶναι παγκοσμία σταθερά, τὴν ὁποίαν ὁ Planck ὠνόμασε *στοιχεῖον δράσεως*, καὶ τῆς ὁποίας ἡ τιμὴ εἶναι

$$h = 6{,}548.10^{-27}\ \text{CGS}.$$

Ὁ Einstein ἐδέχθη ὅτι διὰ νὰ ἀποσπασθῇ ἠλεκτρόνιον ἀπὸ ἄτομον χρειάζεται ἐνέργεια, καὶ ἐπειδὴ ἡ ἐνέργεια προσφέρεται δι' ἀκτινοβολίας, τὸ διαθέσιμον ποσὸν εἶναι hν. Ἐκ τῆς ἐνεργείας ταύτης μέρος μὲν P θὰ δαπανηθῇ διὰ νὰ ὑπερνικηθοῦν αἱ δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι συγκρατοῦν τὸ ἠλεκτρόνιον, καὶ αἱ ὁποῖαι εἶναι διάφοροι εἰς τὰ διάφορα ἄτομα, τὸ δὲ ὑπόλοιπον hν—P θὰ μεταβληθῇ εἰς τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν τοῦ ἠλεκτρονίου. Ἂν εἶναι m ἡ μᾶζα

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

καὶ υ ἡ ταχύτης, τὴν ὁποίαν τὸ ἀποσπώμενον ἠλεκτρόνιον ἀποκτᾷ, θὰ εἶναι λοιπὸν

$$\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - P \qquad (1)$$

Ἡ θεμελιώδης αὕτη ἐξίσωσις τοῦ Einstein διέπει ὅλα τὰ φωτοηλεκτρικὰ φαινόμενα.

Πράγματι διὰ νὰ ἀποσπασθῇ ἠλεκτρόνιον πρέπει τὸ v^2 νὰ εἶναι θετικόν, πρέπει δηλ. τὸ ν νὰ εἶναι μεγαλύτερον τοῦ P/h, ἡ δὲ τιμὴ τοῦ υ ἐξαρτᾶται διὰ τὰ αὐτὰ ἄτομα μόνον ἀπὸ τὸ ν.

Ἡ ἐλαχίστη τιμὴ τοῦ ν εἶναι διάφορος εἰς τὰ διάφορα ἄτομα ἀναλόγως τῆς τιμῆς τοῦ P.

Ἐπειδὴ τὸ ὑπεριῶδες φῶς εἶναι ἱκανὸν νὰ ἐκλύσῃ ἠλεκτρόνια, ἕπεται ὅτι ἡ τιμὴ τοῦ P εἶναι τῆς αὐτῆς τάξεως πρὸς τὴν τιμὴν τοῦ hν διὰ τὸ ὑπεριῶδες φῶς. Εἰς τὰς ἀκτῖνας Röntgen τὸ μ. κ. εἶναι 10000 φορὰς μικρότερον, τὸ ν εἶναι 10000 φορὰς μεγαλύτερον καὶ ἑπομένως ἠμποροῦμεν ἀπέναντι τοῦ hν νὰ παραλείψωμεν ὡς ἀσήμαντον τὸ P. Οὕτω ἡ ἐξίσωσις τοῦ Einstein λαμβάνει διὰ τὴν περίπτωσιν τῆς ἐπιδράσεως ἀκτίνων Röngen τὴν ἁπλουστέραν μορφὴν

$$\frac{1}{2} m v^2 = h\nu.$$

Ἂν τὸ ἠλεκτρόνιον ἐλάμβανε τὴν κινητικὴν ταύτην ἐνέργειαν ἐξ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου, θὰ ἴσχυεν ἡ σχέσις (§ 1050 ἐξ. 3)

$$eV = \frac{1}{2} m v^2$$

καὶ ἑπομένως ἡ ἐξίσωσις τοῦ Einstein γράφεται ὡς ἑξῆς:

$$eV = \frac{1}{2} m v^2 = h\nu. \qquad (2)$$

Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν τὴν ταχύτητα τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα ἀποσπῶνται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἀκτίνων Röntgen, ἀλλὰ καὶ ταναπαλιν ἠμποροῦμεν, γνωρίζοντες τὴν ταχύτητα τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων αἱ ὁποῖαι προσβάλλουν ἀντικάθοδόν τινα, νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν σκληρότητα τῆς ἀκτινοβολίας Röntgen.

Ἔστω π. χ. ἀκτινοβολία Röntgen, τῆς ὁποίας τὸ μ. κ. εἶναι $0{,}576.10^{-8}$ cm. Ζητοῦμεν τὴν ταχύτητα τῶν ἀποσπωμένων ὑπ' αὐτῆς ἠλεκτρονίων.

Εἰς τὴν ἐξ. (2) θὰ θέσωμεν:

$m = 9.\ 10^{-28}$ (§ 1049). $\quad h = 6{,}548.\ 10^{-27}$ $\quad \nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3.\ 10^{18}}{0{,}576}$

καὶ εὑρίσκομεν

$$v^2 = \frac{2\ .\ 10^{28}\ .\ 6{,}548\ .\ 10^{-27}\ .\ 3\ .\ 10^{18}}{9\ .\ 0{,}576} = 78\ .\ 10^{18}$$

$$v = 8{,}7.\ 10^9 \text{ cm/sec} = 87{,}000 \text{ Km/sec}.$$

Ἔστω ἀκόμη σωλὴν Röntgen λειτουργῶν μὲ δ. δ. 100 000 Volt. Ζητοῦμεν τὸ μ. κ. τῶν σκληροτάτων ἀκτίνων Röntgen, τὰς ὁποίας ἡ ἀντικάθοδος ἐκπέμπει.

Εἰς τὴν ἐξ. (2) θὰ θέσωμεν:

$e = 4{,}774.\ 10^{-10}$ ἠλεκτροστ. (§ 1049)

$V = 100000$ Volt $= 100000/300$ ἠλεκτροστ. (§ 902) $\quad h = 6{,}548.\ 10^{-27}$

καὶ εὑρίσκομεν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

$$\nu = 4{,}774 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{1000}{3} \cdot \frac{10^{27}}{6.548} = 2{,}44 \cdot 10^{19}$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2{,}44\,10^{19}} = 1{,}23\ 10^{-9}\text{cm} = 0{,}123\ \text{Å}\ .$$

§ 1085. *Εξίσωσις τοῦ Bohr.* Τὴν ἐξίσωσιν τοῦ Einstein ἐτροποποίησεν ὁ Bohr, οὕτως ὥστε νὰ ἐφαρμόζεται εἰς τὴν ὑπὸ τῶν ἀτόμων ἀπορρόφησιν ἢ ἐκπομπὴν ἐνεργείας.

Εἰς τὴν § 1083 εἴδομεν ὅτι κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Rutherford τὰ ἠλεκτρόνια ἀποτελοῦν ὁμάδας περὶ τὸν κεντρικὸν πυρῆνα. Κάθε ὁμὰς χαρακτηρίζεται ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν τῶν ἠλεκτρονίων αὐτῆς ἀπὸ τὸν πυρῆνα καὶ ἑπομένως καὶ ἀπὸ τὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία εἶναι ἀποθηκευμένη εἰς τὰ ἠλεκτρόνια ὡς ἐκ τῆς θέσεως καὶ τῆς ταχύτητος αὐτῶν.

Ὑποθέσωμεν τώρα ὅτι ἠλεκτρόνιον τι ἔχει εἰς τὴν θέσιν α τὴν ἐνέργειαν W_α εἰς δὲ τὴν θέσιν β τὴν ἐνέργειαν W_β καὶ ἔστω $W_\beta > W_\alpha$.

Διὰ νὰ μεταφερθῇ τὸ ἠλεκτρόνιον ἀπὸ τὴν θέσιν α εἰς τὴν θέσιν β πρέπει νὰ ἀπορροφήσῃ ἐνέργειαν $W_\beta - W_\alpha$, καὶ ἐπειδὴ ἡ ἐνέργεια θὰ προσαχθῇ δι' ἀκτινοβολίας ὡς στοιχεῖον, τοῦ ὁποίου τὸ μέγεθος εἶναι $h\nu$, ἕπεται ἡ ἐξίσωσις

$$h\nu = W_\beta - W_\alpha \tag{3}$$

ἐκ τῆς ὁποίας προσδιορίζεται ἡ συχνότης τῆς ἀκτινοβολίας, ἡ ὁποία εἶναι ἱκανὴ νὰ μεταθέσῃ τὸ ἠλεκτρόνιον. Ἂν τἀνάπαλιν τὸ ἠλεκτρόνιον ἀπὸ τὴν θέσιν β ἐπανέλθῃ εἰς τὴν θέσιν α, θὰ ἐκλυθῇ ἐνέργεια $W_\beta - W_\alpha$ ὑπὸ μορφὴν ἀκτινοβολίας καὶ ἡ ἐξίσωσις 3 μᾶς δίδει πάλιν τὴν συχνότητα τῆς *ἐκπεμπομένης* ἀκτινοβολίας.

§ 1086. *Ἀτομικὴ θεωρία τοῦ Bohr.* Ὁ Bohr ἐζήτησε νὰ ἐξηγήσῃ τὸ φάσμα τοῦ Ὑδρογόνου δεχθεὶς ὅτι τὸ περὶ τὸν πυρῆνα κινούμενον ἠλεκτρόνιον μόνον ἐπὶ ὡρισμένων τροχιῶν ἠμπορεῖ εὐσταθῶς νὰ κινῆται.

Κατὰ τὴν κλασικὴν μηχανικήν, ἂν τὸ ἠλεκτρόνιον κινεῖται ἐπὶ κυκλικῆς τροχιᾶς, ἡ μόνη συνθήκη ἰσορροπίας εἶναι ὅτι ἡ ἑλκτικὴ δύναμις πρέπει νὰ εἶναι ἴση καὶ ἀντίθετος πρὸς τὴν φυγόκεντρον. Ἂν θεωρήσωμεν τὴν μᾶζαν τοῦ πυρῆνος ὡς ἄπειρον ὡς πρὸς τὴν μᾶζαν m τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ ἑπομένως ἀκίνητον καὶ ὀνομάσωμεν α τὴν ἀκτῖνα τῆς κυκλικῆς τροχιᾶς καὶ ω τὴν γωνιακὴν ταχύτητα, ἡ φυγόκεντρος δύναμις θὰ εἶναι ἴση πρὸς $m\,\alpha\,\omega^2$. Ἡ ἑλκτικὴ δύναμις κατὰ τὸν νόμον τοῦ Coulomb εἶναι ἴση πρὸς Ee/α^2, ὅπου E τὸ φορτίον τοῦ πυρῆνος καὶ e τὸ φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου.

Ἡ ἐξίσωσις τῆς κινήσεως εἶναι λοιπὸν

$$m\,\alpha\,\omega^2 = \frac{E\,e}{\alpha^2} \qquad \text{ἢ} \qquad m\,\alpha^3\,\omega^2 = Ee \tag{4}$$

ἐκ τῆς ὁποίας ὁρίζεται μόνον τὸ γινόμενον $\alpha^3\omega^2$. Εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην τὰ E καὶ e λαμβάνονται κατ' ἀπόλυτον τιμήν, δηλ. ἀμφότερα θετικά.

Ὁ Bohr εὗρεν ἐκ τῆς θεωρίας τῶν στοιχειωδῶν ποσῶν κατ' αὐθαίρετον κάπως τρόπον μίαν ἀκόμη ἐξίσωσιν μεταξὺ α καὶ ω, τὴν ἑξῆς :

$$m\,\alpha^2\,\omega = \frac{n\,h}{2\,\pi} \tag{5}$$

ὅπου $n = 1, 2, 3, \ldots$ καὶ h ἡ σταθερὰ τοῦ Planck.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἐκ τῶν δύο τούτων ἐξισώσεων ὑπολογίζονται τώρα ἐντελῶς ὡρισμέναι τιμαὶ τῶν α καὶ ω ἀντιστοιχοῦσαι εἰς τὰς διαφόρους τιμὰς τοῦ n.

Ἡ ἀκτὶς τῆς τροχιᾶς εὑρίσκεται

$$(6) \qquad \alpha = \frac{h^2}{4\pi^2\, m e E}\, n^2$$

καὶ ἑπομένως αἱ διαδοχικαὶ ἀκτῖνες τῶν δυνατῶν τροχιῶν ἔχουν λόγους

$$(6) \qquad \alpha_1 : \alpha_2 : \alpha_3 : \ldots = 1^2 : 2^2 : 3^2 : \ldots$$

Ἡ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου (ἀκριβέστερον ἡ ἐνέργεια τοῦ συστήματος ἠλεκτρονίου — πυρῆνος), εἶναι ἴση πρὸς τὸ ἄθροισμα τῆς δυναμικῆς ἐνεργείας τοῦ συστήματος καὶ τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τοῦ ἠλεκτρονίου.

Καὶ ἡ μὲν δυναμικὴ ἐνέργεια τοῦ συστήματος εἶναι ἴση πρὸς τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον θὰ *κερδίσωμεν* ἂν μεταφέρωμεν τὸ ἠλεκτρόνιον εἰς ἄπειρον ἀπὸ τοῦ πυρῆνος ἀπόστασιν, τὸ δὲ ἔργον τοῦτο ἰσοῦται πρὸς τὸ ἐκ τοῦ φορτίου E δυναμικὸν ἐπὶ τὸ φορτίον — e, εἶναι δηλ. (πρβλ. § 895) ἴσον πρὸς — Ee/α.

Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι

$$\frac{1}{2}\, m\, v^2 = \frac{1}{2}\, m\, \alpha^2 \omega^2 = -\frac{1}{2}\, \frac{E e}{\alpha}$$

Ἡ ὅλη ἐνέργεια τοῦ συστήματος εἶναι λοιπὸν

$$W_n = -\frac{E e}{\alpha} + \frac{1}{2}\, \frac{E e}{\alpha} = -\frac{1}{2}\, \frac{E e}{\alpha}$$

καὶ κατὰ τὴν ἐξ. (6)

$$W_n = -\frac{2\pi^2\, e^2\, E^2 m}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{2\pi^2 e^4}{h^2} \cdot \frac{E^2}{e^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

Ἂν ἀντικαταστήσωμεν τὸ E e διὰ τοῦ ἴσου πρὸς αὐτὸ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ z καὶ θέσωμεν

$$(7) \qquad \frac{2\pi^2\, m e^4}{h^2} = P$$

εὑρίσκομεν

$$W_n = -\, P z^2\, \frac{h}{n^2}$$

Εἰς τὸ δεύτερον μέλος πρέπει κυρίως νὰ προστεθῇ σταθερὰ θετικὴ ποσότης ἀντιπροσωπεύουσα τὴν ἐνέργειαν τοῦ πυρῆνος, οὕτως ὥστε ἡ ὅλη ἐνέργεια εἶναι θετική. Ἀλλ' ἐπειδὴ ἡμᾶς ἐνδιαφέρουν τώρα μόνον *διαφοραὶ* ἐνεργείας καὶ κατὰ τὴν ἀφαίρεσιν ἡ σταθερὰ αὕτη ἀπαλείφεται, δὲν εἶναι ἀνάγκη νὰ τὴν ἀναγράψωμεν.

Ἐκ τῆς θεμελιώδους ἐξισώσεως (3) εὑρίσκομεν τώρα

$$h\nu = W_m - W_n = P z^2 h \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

ἢ

$$\nu = P z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

Ἂν ἀκόμη ἀντικαταστήσωμεν τὸ ν διὰ τοῦ c/λ, καὶ θέσωμεν P c = R εὑρίσκομεν

$$(8) \qquad \frac{1}{\lambda} = R z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἐξίσωσις αὕτη εἶναι ἀκριβῶς ἡ ἐξίσωσις τοῦ Balmer (§ 770,771).

Ἡ τιμὴ τοῦ R εὑρίσκεται κατὰ τὸν τύπον (7)

$$R = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3} = \frac{2.(3,14)^2.9.10^{-28}.\ (4,774)^4.10^{-40}}{3.10^{10}.\ (6,548^3).\ 10^{-81}} = 1,09.\ 10^{-5}\ cm^{-1}$$

Ἡ θεωρητικῶς εὑρισκομένη αὕτη τιμὴ τοῦ R συμφωνεῖ πληρέστατα πρὸς τὴν ἐκ τῆς πειραματικῆς φασματομετρίας εὑρεθεῖσαν τιμὴν τῆς σταθερᾶς τοῦ Rydberg καὶ δεικνύει ὅτι αἱ τολμηραὶ ὑποθέσεις τοῦ Bohr δὲν ἀπέχουν τῆς πραγματικότητος.

Τὴν θεωρίαν τοῦ Bohr ἐπεξέτεινεν ὁ Sommerfeld, ὁ ὁποῖος θεωρήσας τὸ δυνατὸν ἐλλειπτικῶν τροχιῶν τῶν ἠλεκτρονίων περὶ τὸν πυρῆνα καὶ λαβὼν ὑπ' ὄψιν τὸ πεπερασμένον τῆς μάζης τοῦ πυρῆνος καὶ τὴν κατὰ τὴν θεωρίαν τῆς σχετικότητος κίνησιν τοῦ περιηλίου τῶν τροχιῶν τούτων (§ 848) ὄχι μόνον *ἐξήγαγε* τὰς γνωστὰς γραμμὰς τοῦ φάσματος τοῦ Ὑδρογόνου, ἀλλὰ καὶ ὑπέδειξεν ὅτι γραμμαὶ θεωρούμεναι ὡς ἁπλαῖ πρέπει νὰ εἶναι σύνθετοι. Πράγματι ὁ Paschen ἐπεβεβαίωσε πειραματικῶς τὰς προρρήσεις ταύτας τῆς θεωρίας καὶ ἡ πειραματικὴ αὕτη βεβαίωσις ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς μία ἐπὶ πλέον βεβαίωσις τῆς γενικῆς θεωρίας τῆς σχετικότητος, τῆς ὁποίας οἱ νόμοι ἀποδεικνύονται ἰσχύοντες καὶ εἰς τὴν κίνησιν τῶν ἐλαχίστων, εἰς τὴν κίνησιν δηλ. τῶν ἠλεκτρονίων περὶ τοὺς ἀτομικοὺς πυρῆνας.

§ 1087. ***Μηχανισμὸς τῆς ἐκπομπῆς τῶν ἀκτίνων Röntgen.*** Αἱ ἀντιλήψεις μας περὶ τοῦ μηχανισμοῦ τῆς ἐκπομπῆς τῶν χαρακτηριστικῶν ἀκτίνων Röntgen στηρίζονται ἐπὶ τῆς θεωρίας τοῦ Rutherford περὶ τοῦ ἀτόμου ὡς πλανητικοῦ συστήματος (§ 1083) καὶ ἐπὶ τῆς ἐξισώσεως τοῦ Bohr (§ 1086):

$$1) \qquad h\nu = W_\beta - W_\alpha .$$

Ἡ πειραματικῶς βεβαιουμένη ὕπαρξις σαφῶς καθωρισμένων μηκῶν κύματος εἰς τὴν χαρακτηριστικὴν ἀκτινοβολίαν Röntgen τῶν στοιχείων μᾶς δεικνύει ὅτι εἰς τὰ περὶ τοὺς πυρῆνας κινούμενα ἠλεκτρόνια δὲν εἶναι δυναταὶ ὅλαι αἱ ἀπὸ τοῦ πυρῆνος ἀποστάσεις καὶ ὅλαι αἱ ταχύτητες (πρβλ. τὴν προηγουμένην παράγραφον) ἀλλ' ὅτι, ἐκ λόγων τοὺς ὁποίους διατυπώνομεν μαθηματικῶς χωρὶς νὰ ἐννοοῦμεν ἀκόμη ἐντελῶς τὴν σημασίαν των, μόνον ὡρισμέναι κατασεις εἶναι δυναταί. Ἠμποροῦμεν π. χ. κατὰ πρώτην προσέγγισιν νὰ δεχθῶμεν ὅτι τὰ ἠλεκτρόνια κινοῦνται ἐπὶ κυκλικῶν τροχιῶν καὶ ὅτι αἱ ἀκτῖνες τῶν τροχιῶν καὶ ἑπομένως καὶ αἱ ταχύτητες καὶ οἱ χρόνοι περιστροφῆς εἶναι οἱ αὐτοὶ διὰ τὰ ἠλεκτρόνια ἑκάστης ὁμάδος (πρβλ. § 1083) τοῦ αὐτοῦ ἀτόμου. Ἐκ τῆς ἀκτῖνος τῆς τροχιᾶς ὁρίζεται ἡ ἑλκτικὴ δύναμις (§ 1086) ἐκ ταύτης δὲ πάλιν ἡ περιστροφικὴ ταχύτης, οὕτως ὥστε ἡ ὅλη κατάστασις τοῦ ἠλεκτρονίου, καὶ ἑπομένως καὶ ἡ ἐνέργεια, εἶναι συνάρτησις τῆς ἀκτῖνος. Εἰς ἑκάστην τιμὴν τῆς ἀκτῖνος ἀντιστοιχεῖ ὡρισμένον ποσὸν ὁλικῆς ἐνεργείας τοῦ συστήματος τοῦ ἀποτελουμένου ἀπὸ τὸν πυρῆνα καὶ τὸ θεωρούμενον ἠλεκτρόνιον, ἀκριβῶς ὅπως εἰς ἕκαστον ὕψος ὁλικῆς μάζης ὑπὲρ ὁριζόντιον ἐπίπεδον κατὰ συνθήκην λαμβανόμενον ὡς ἀρχικὸν ἀντιστοιχεῖ ὡρισμένη δυναμικὴ ἐνέργεια. Ὅπως λοιπὸν τὴν δυναμικὴν ἐνέργειαν ὁλικοῦ σημείου ὡς πρὸς τὸ πεδίον τῆς βαρύτητος χαρακτηρίζομεν διὰ τοῦ ὁριζοντίου *ἐπιπέδου* εἰς τὸ ὁποῖον τοῦτο εὑρίσκεται, οὕτω κατ' ἀναλογίαν ὁμιλοῦμεν περὶ *ἐπιπέδων ἐνεργείας*, εἰς τὰ ὁποῖα εὑρίσκονται τὰ ἠλεκτρόνια. Ὁ ὅρος *ἐπίπεδον* εἶναι καθαρῶς συμβολικός.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

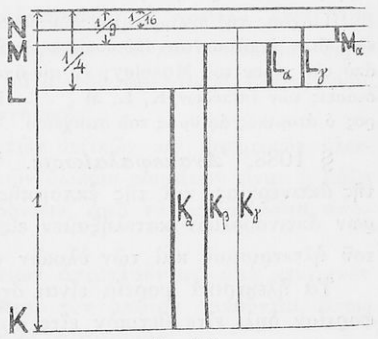
Τὸ ἐπίπεδον τῶν πλησιεστάτων πρὸς τὸν πυρῆνα ἠλεκτρονίων ὀνομάζομεν *ἐπίπεδον K*, τὸ ἀμέσως ἑπόμενον *ἐπίπεδον L*, τὰ ἑπόμενα ἐπίπεδα ὀνομάζομεν M, N κ. λ. Τὰ ἐπίπεδα χαρακτηρίζονται ἀπὸ τὰς ἀντιστοίχους τιμὰς τῆς ἐνεργείας τοῦ συστήματος πυρῆνος ἠλεκτρονίου, αἱ ὁποῖαι εἶναι

$$W_K < W_L < W_M < W_N < \dots\dots$$

Εἰς τὸ συμβολικὸν σχῆμα 733 (*) παρίστανται τὰ ἐπίπεδα διὰ τῶν ὁριζοντίων εὐθειῶν K, L, M, τῶν ὁποίων αἱ θέσεις, καθὼς ἐκ θεωρητικῶν σκέψεων εὑρίσκεται, εἶναι τοιαῦται, ὥστε αἱ ἀποστάσεις αὐτῶν ἀπὸ τοῦ ἄκρου ἐπιπέδου νὰ εἶναι περίπου ὡς οἱ ἀριθμοὶ

$$\frac{1}{1^2}, \quad \frac{1}{2^2}, \quad \frac{1}{3^2}, \quad \frac{1}{4^2} \quad \dots$$

Τὸν μηχανισμὸν τῆς ἐκπομπῆς φανταζόμεθα τώρα ὡς ἑξῆς. Ἐξωτερικὴ αἰτία, π. χ. ἀκτῖνες Röntgen ἢ καθοδικαὶ ἀκτῖνες, ἀναγκάζουν ἓν ἠλεκτρόνιον νὰ μεταβῇ ἀπὸ τὸ κανονικόν του ἐπίπεδον εἰς ἄλλο ὑψηλότερον, π. χ. ἀπὸ τὸ K εἰς τὸ L ἢ M. Κατὰ τὸ στάδιον τοῦτο τὸ σύστημα πυρῆνος-ἠλεκτρονίου ἀπορροφᾷ ἐνέργειαν ἴσην πρὸς τὴν διαφορὰν τῆς ἐνεργείας τῶν δύο ἐπιπέδων.



Σχ. 733.

Κατὰ τὸ δεύτερον στάδιον τοῦ φαινομένου τὸ ἠλεκτρόνιον ἐπιστρέφει εἰς τὸ κανονικὸν αὐτοῦ ἐπίπεδον καὶ κατὰ τὴν ἐπιστροφὴν ἀκτινοβολεῖται ἐνέργεια ἴση πάλιν πρὸς τὴν διαφορὰν τῆς ἐνεργείας τῶν δύο ἐπιπέδων. Τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης τὸ μ. κ. παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν τοῦ Bohr.

Οὕτω π. χ. ἂν ἠλεκτρόνιον μεταφερθῇ ἀπὸ τὸ ἐπίπεδον K εἰς τὸ L, ἐπανερχόμενον θὰ ἐκπέμψῃ ἀκτινοβολίαν, τῆς ὁποίας ἡ συχνότης παρέχεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν

$$\nu = \frac{W_L - W_M}{h}$$

καὶ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπ' ἀλλήλων ἀπόστασιν τῶν ἐπιπέδων K καὶ L. Τὴν ἀκτινοβολίαν ταύτην παριστῶμεν διὰ τοῦ συμβόλου $K\alpha$.

Ἡ γραμμὴ Kβ ἐκπέμπεται διὰ μεταφορᾶς ἠλεκτρονίου ἀπὸ τὸ ἐπίπεδον K εἰς τὸ M καὶ ἐπανόδου αὐτοῦ εἰς τὸ K. Ἡ συχνότης αὐτῆς εἶναι

$$\nu = \frac{W_M - W_L}{h}$$

ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόστασιν τῶν ἐπιπέδων K καὶ M.

Οὕτω αἱ εὐθεῖαι $K\alpha$, Kβ, $L\alpha$ κ. λ. τοῦ σχ. 733 παρέχουν τὸ μέτρον τῆς συχνότητος τῶν ἀντιστοίχων ἀκτινοβολιῶν. Ἐκ τοῦ διαγράμματος βλέπομεν ἀμέ-

(*) A. Sommerfeld. Atombau und Spektrallinien.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σως ὅτι ἡ μαλακωτάτη ἀκτινοβολία K, ἡ Kα , ἔχει εἰς αὐθαιρέτους μονάδας σκληρότητα περίπου $1 - {}^1/_4 = {}^3/_4$, ἡ δὲ σκληροτάτη ἔχει σκληρότητα 1. Ἡ μαλακωτάτη ἀκτινοβολία L, ἡ Lα , ἔχει σκληρότητα ${}^1/_4 - {}^1/_9 = {}^5/_{36}$ ἡ δὲ σκληροτάτη ${}^1/_4$. Ἡ μαλακωτάτη ἀκτινοβολία M, ἡ Mα , ἔχει σκληρότητα ${}^1/_9 - {}^1/_{16} = {}^7/_{144}$ ἡ δὲ σκληροτάτη ${}^1/_9$. Εἶναι λοιπόν, *δια το αὐτὸ στοιχεῖον*, ἡ ἀκτινοβολία K σκληροτέρα τῆς L καὶ αὕτη πάλιν σκληροτέρα τῆς M. Ἐκ τῶν ἀκτίνων K πάλιν αἱ Kα εἶναι μαλακώτεραι τῶν Kβ , αὗται εἶναι μαλακώτεραι τῶν Kγ καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

Ἀλλ' ὅταν ἠλεκτρονίον τι ἐξωθῆται ἀπὸ τὸ ἐπίπεδόν του, εἶναι πολὺ πιθανώτερον ὅτι θὰ φθάσῃ εἰς τὸ ἀμέσως ἑπόμενον, ὀλιγώτερον πιθανὸν ὅτι θὰ φθάσῃ εἰς τὸ μεθεπόμενον καὶ ἀκόμη ὀλιγώτερον πιθανὸν ὅτι θὰ φθάσῃ εἰς τὸ μετὰ τοῦτο ἐπίπεδον.

Θὰ εἶναι λοιπὸν ἐντονωτέρα ἡ ἀκτινοβολία Kα ὀλιγώτερον ἔντονος ἡ Kβ καὶ ἀκόμη ἀσθενεστέρα ἡ Kγ .

Ἡ σχέσις τῆς σκληρότητος *τῶν διὰ τοῦ αὐτοῦ συμβόλου παριστανομένων ἀκτίνων*, ὅταν ἐκπέμπωνται *ἀπὸ διάφορα ἄτομα*, παρέχεται κατὰ πρώτην προσέγγισιν ἀπὸ τὸν νόμον τοῦ Moseley, ἐκ τοῦ ὁποίου συνάγομεν ὅτι αἱ ἀπ' ἀλλήλων ἀποστάσεις τῶν ἐπιπέδων K, L, M . . . εἶναι τόσον μεγαλύτεραι, ὅσον μεγαλύτερος ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς τοῦ στοιχείου.

§ 1088. ***Ἀνακεφαλαίωσις.*** Ἐκ τῆς μελέτης τῶν φαινομένων τῆς ἀκτινεργίας καὶ τῆς ἐκπομπῆς καὶ ἀπορροφήσεως τῶν διαφόρων ἀκτινοβολιῶν κατελήξαμεν εἰς τὴν ἑξῆς εἰκόνα περὶ τῆς φύσεως τοῦ ἠλεκτρισμοῦ καὶ τῶν ὑλικῶν ἀτόμων.

Τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία εἶναι *ἀτομικῆς φύσεως*. Κάθε ἠλεκτρικὸν φορτίον δηλ. εἴτε θετικὸν εἴτε ἀρνητικὸν εἶναι *ἀκέραιον πολλαπλάσιον* ἑνὸς στοιχειώδους φορτίου, τὸ ὁποῖον δικαιούμεθα νὰ ὀνομάσωμεν *ἄτομον* τοῦ ἠλεκτρισμοῦ. Τὸ φορτίον τοῦ θετικοῦ ἀτόμου εἶναι ἴσον κατ' ἀπόλυτον τιμὴν πρὸς τὸ φορτίον τοῦ ἀρνητικοῦ ἀτόμου.

Ἡ μᾶζα εἶναι πάντοτε ἀδιασπάστως συνδεδεμένη μὲ ἠλεκτρικὸν φορτίον. Καὶ ὅταν μὲν τὸ φορτίον τοῦτο εἶναι ἀρνητικόν, ἡ μὲ τὸ ἄτομον τοῦ ἠλεκτρισμοῦ συνδεδεμένη μᾶζα ἰσοῦται πρὸς τὸ 1/1845 τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου, ἐφ' ὅσον ἡ ταχύτης μὲ τὴν ὁποίαν κινεῖται δὲν εἶναι μεγάλη. Ἐφ' ὅσον αὐξάνεται ἡ ταχύτης αὐξάνεται καὶ ἡ μᾶζα καὶ ἐκ τῶν νόμων τῆς αὐξήσεως αὐτῆς δικαιούμεθα νὰ συμπεράνωμεν ὅτι ἡ *ἀδράνεια*, ἡ ὁποία εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι ἡ μόνη *δεκτικὴ παρατηρήσεως ἔκφανσις* τῆς μάζης, εἶναι καθαρῶς αὐτεπαγωγική, ὀφείλεται δηλ. εἰς τὴν ἀντίστασιν, τὴν ὁποίαν εὑρίσκει ἡ μεταβολὴ τῆς κινητικῆς καταστάσεως τοῦ φορτίου ὡς ἐκ τῆς ὑπάρξεως τοῦ ἰδίου αὐτοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὰ ἄτομα τοῦ ἀρνητικοῦ ἠλεκτρισμοῦ ὀνομάζονται ἠλεκτρόνια καὶ ἡ μὲ αὐτὰ συνδεδεμένη μᾶζα, *ἡ μᾶζα αὐτῶν*, τῆς ὁποίας ἡ φύσις φαίνεται καθαρῶς ἠλεκτρομαγνητική, εἶναι κατὰ τὰ ἀνωτέρω *μεταβλητή*, ἴση πρὸς τὸ 1/1845 τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου ἐφ' ὅσον ἡ ταχύτης των εἶναι μικρά.

Ἡ μᾶζα τῶν θετικῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων εὑρέθη πάντοτε ἴση τοὐλάχιστον πρὸς τὴν μᾶζαν τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου. Ἂν *δεχθῶμεν* τὸ ἐνιαῖον τῆς φύσεως τῶν *θετικῶν* ἠλεκτρικῶν ἀτόμων, ὅπως πειραματικῶς εἶναι *ἀποδεδειγμένον* τὸ ἐνιαῖον τῆς φύσεως τῶν *ἀρνητικῶν* ἀτόμων, πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἡ μᾶζα τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρικοῦ ἀτόμου, ἡ μᾶζα τοῦ *θετικοῦ ἠλεκτρονίου* ἢ *πρώτου*, εἶναι ἴση πρὸς τὴν μᾶζαν τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου καὶ κατ' ἀναλογίαν δεχόμεθα ὅτι καὶ αὐτή, ὅπως καὶ ἡ μᾶζα τοῦ ἀρνητικοῦ ἠλεκτρονίου, εἶναι φύσεως καθαρῶς ἠλεκτρομαγνητικῆς.

Ἄλλη μᾶζα ἐκτὸς τῆς μάζης τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἠλεκτρονίων δὲν ὑπάρχει καὶ ἡ μᾶζα τῶν ὑλικῶν σωμάτων εἶναι ἡ μᾶζα τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἠλεκτρονίων, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ταῦτα ἀποτελοῦνται.

Τὰ ἄτομα τῶν χημικῶν στοιχείων ἀποτελοῦνται ἀπὸ κεντρικὸν πυρῆνα, ἔχοντα θετικὸν φορτίον, περὶ τὸν ὁποῖον κινοῦνται, ὅπως οἱ πλανῆται περὶ τὸν ἥλιον, ἀρνητικὰ ἠλεκτρόνια.

Ἡ ἀκτὶς τῶν ἀτόμων, θεωρουμένων ὡς σφαιρικῶν, εἶναι ἡ ἀκτὶς τῆς τροχιᾶς τοῦ ἐξωτάτου πλανητικοῦ ἠλεκτρονίου.

Τὸ φορτίον τοῦ πυρῆνος, *ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα* τῶν φορτίων τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἠλεκτρονίων, ἀπὸ τὰ ὁποῖα οὗτος ἀποτελεῖται, ἰσοῦται πρὸς τόσα στοιχειώδη θετικὰ φορτία, ὅσος εἶναι ὁ *ἀτομικὸς ἀριθμὸς* τοῦ στοιχείου, ὁ *ἀκέραιος* δηλ. αὔξων ἀριθμὸς αὐτοῦ.

Ἡ μᾶζα τοῦ πυρῆνος ἐξαρτᾶται κυρίως ἀπὸ τὰς μάζας τῶν θετικῶν αὐτοῦ συστατικῶν ἀλλὰ δὲν εἶναι ἀναγκαίως *ἴση* πρὸς τὸ ἄθροισμα αὐτῶν, διότι, ἀφοῦ αἱ μᾶζαι εἶναι ἐκφάνσεις τῶν ἠλεκτρικῶν πεδίων τῶν φορτίων, ἕπεται ὅτι ἡ ἐκ τῆς γειτονίας τῶν φορτίων ἀμοιβαία παραμόρφωσις τῶν πεδίων ἠμπορεῖ νὰ ἐπηρεάσῃ τὴν τιμὴν τῆς συνισταμένης μάζης. Ἀναλόγως τῆς συστάσεως αὐτῶν εἶναι δυνατὸν νὰ ὑπάρξουν πυρῆνες τῆς αὐτῆς μάζης μὲ διάφορα φορτία, διάφορον ἑπομένως ἀτομικὸν ἀριθμόν, ἢ τοῦ αὐτοῦ φορτίου μὲ διαφόρους μάζας.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Περὶ τοὺς θετικοὺς πυρῆνας κινοῦνται τόσα ἀρνητικὰ ἠλεκτρόνια, ὅσος εἶναι ὁ αὔξων ἀριθμός, ἐπὶ τροχιῶν ἐντελῶς ὡρισμένων. Τὰ ἠλεκτρόνια ταῦτα ἀποτελοῦν *ὁμάδας*, χαρακτηριζομένας ἀπὸ τὴν μέσην αὐτῶν ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ πυρῆνος.

Αὐξανομένου τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ προστίθενται διαρκῶς νέα ἠλεκτρόνια εἰς τὴν ἐξωτάτην *ἐπιπολαίαν ἢ περιφερικὴν* ὁμάδα μέχρις ὅτου συμπληρουμένου ἀριθμοῦ τινος ἡ ὁμὰς αὕτη ἀποκτήσῃ ἐξαιρετικὴν εὐστάθειαν, οὕτως ὥστε νέον προστιθέμενον ἠλεκτρόνιον ἀποτελεῖ πλέον τὴν καταβολὴν νέας, ἐξωτέρας ὁμάδος. Τὰ ἠλεκτρόνια τῆς ἐξωτάτης ὁμάδος εἶναι ἡ ἕδρα τῆς χημικῆς συγγενείας καθὼς καὶ τῶν φωτεινῶν ἀκτινοβολιῶν. Ἐπειδὴ ὁ ἀριθμὸς αὐτῶν αὐξανομένου τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ μεταβάλλεται *περιοδικῶς*, παρατηρεῖται περιοδικότης εἰς τὰς χημικὰς καὶ φωτεινὰς ἐκδηλώσεις τῶν ἀτόμων. Ἡ συμπλήρωσις τῆς ἐξωτάτης ὁμάδος χαρακτηρίζεται ἀπὸ ἔλλειψιν χημικῆς συγγενείας (εὐγενῆ ἀέρια).

Ἄτομα μὲ ἀτομικὸν ἀριθμὸν μικρότερον κατὰ μονάδα τοῦ ἀτ. ἀριθμοῦ εὐγενοῦς ἀερίου ἔχουν ἐξωτερικὴν ὁμάδα ἠλεκτρονίων, ἡ ὁποία χρειάζεται ἓν ἀκόμη ἠλεκτρόνιον διὰ νὰ συμπληρωθῇ. Προσλαμβάνουν λοιπὸν εὐκόλως ἓν *ὑπεράριθμον* ἀρνητικὸν ἠλεκτρόνιον καὶ μεταβάλλονται εἰς ἀρνητικὰ *ἰόντα*. Τοιαῦτα ἄτομα εἶναι τὰ ἄτομα τῶν ἁλατογόνων, τῶν κατ' ἐξοχὴν *ἠλεκτραρνητικῶν* στοιχείων.

Ἄτομα μὲ ἀτ. ἀριθμὸν κατὰ μονάδα ἀνώτερον τοῦ ἀτ. ἀριθμοῦ εὐγενοῦς ἀερίου χαρακτηρίζονται ἀπὸ ἐπιπολαίαν ὁμάδα ἀποτελουμένην ἀπὸ ἓν μόνον ἠλεκτρόνιον. Ἔχουν λοιπὸν ἐξαιρετικῶς μέγαν ὄγκον καὶ εὐκόλως ἀποβάλουν τὸ ἀπομακρυσμένον ἠλεκτρόνιον μεταβαλλόμενα εἰς θετικὰ ἰόντα. Τοιαῦτα εἶναι τὰ ἄτομα τῶν ἀλκαλίων, τῶν κατ' ἐξοχὴν *ἠλεκτροθετικῶν* στοιχείων.

Ἡ ἕνωσις ἀλκαλίου καὶ ἁλατογόνου εἰς ἅλας εἶναι ἕνωσις ἐξόχως εὐσταθὴς διότι τὸ ἄτομον τοῦ ἀλκαλίου παραχωρεῖ εἰς τὸ ἄτομον τοῦ ἁλατογόνου τὸ ἐξωτερικὸν αὐτοῦ ἠλεκτρόνιον καὶ οὕτω, ἐνῶ τὸ συγκρότημα τῶν δύο ἀτόμων εἶναι ἠλεκτρικῶς οὐδέτερον, ἀμφότερα τὰ ἀποτελοῦντα αὐτὸ ἄτομα ἔχουν ἀκριβῶς συμπληρωμένην ἐπιπολαίαν ὁμάδα ἠλεκτρονίων.

Τὰ ἠλεκτρόνια τῶν ἐσωτέρων ὁμάδων εἶναι αἱ πηγαὶ τῶν ἀκτίνων Röntgen. Ὅσον πλησιέστερον εὑρίσκονται τὰ ἠλεκτρόνια πρὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸν πυρῆνα καὶ ὅσον μεγαλύτερον τὸ φορτίον τοῦ πυρῆνος, τόσον σκληρότεραι εἶναι αἱ ἀκτῖνες Röntgen. Αἱ σκληρόταται ἀκτῖνες Röntgen, αἱ ἀκτῖνες K, προέρχονται ἀπὸ τὴν ἐσωτάτην ὁμάδα καὶ εἶναι τόσον σκληρότεραι, ὅσον μεγαλύτερος ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς τοῦ στοιχείου.

Εἰς τὸ Ὑδρογόνον ἔχομεν πυρῆνα μὲ ἓν μόνον στοιχειῶδες φορτίον καὶ ἓν πλανητικὸν ἠλεκτρόνιον. Ἂν τὸ ἠλεκτρόνιον τοῦτο ἀποσπασθῇ, τὸ ἄτομον μεταβάλλεται εἰς μονατομικὸν ἰόν. Δεύτερον ἠλεκτρόνιον δὲν ὑπάρχει καὶ ἑπομένως δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ὑπάρξῃ διατομικὸν ἰὸν ὑδρογόνου. Τὸ ἐπιπόλαιον ἠλεκτρόνιον τοῦ ὑδρογόνου ἀποτελεῖ συγχρόνως καὶ τὴν ἐσωτάτην ὁμάδα καὶ ἑπομένως ἡ φωτεινὴ ἀκτινοβολία τοῦ Ὑδρογόνου εἶναι αὐτὴ αὕτη ἡ ἀκτινοβολία K. Τὸ ἰὸν τοῦ ὑδρογόνου δὲν ἀκτινοβολεῖ.

Τὸ Ἥλιον ἔχει πυρῆνα μὲ μᾶζαν 4 καὶ μὲ 2 θετικὰ φορτία καὶ ἑπομένως ἔχει δύο πλανητικὰ ἠλεκτρόνια. Τὸ φάσμα τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ ἀτόμου He εἶναι πολυπλοκώτερον τοῦ τοῦ H. Ἂν ἀποσπασθῇ ἓν ἠλεκτρόνιον, τὸ ἄτομον μεταβάλλεται εἰς μονατομικὸν ἰόν, ὅμοιον πρὸς τὸ ἄτομον H μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι τὸ φορτίον τοῦ πυρῆνος εἶναι τετραπλάσιον. Τὸ φάσμα τῆς ἀκτινοβολίας θὰ εἶναι λοιπὸν ἀνάλογον πρὸς τὸ τοῦ H, ἀλλὰ μὲ πολὺ μεγαλυτέρας συχνότητας. Ἂν καὶ τὸ δεύτερον ἠλεκτρόνιον ἀποσπασθῇ, ἔχομεν διατομικὸν ἰόν, σωμάτιον α, τὸ ὁποῖον δὲν ἀκτινοβολεῖ.

Περὶ τοῦ ἐσωτερικοῦ τοῦ πυρῆνος ἔχομεν ἐνδείξεις μόνον ἐκ τῶν φαινομένων τῆς ἀκτινεργείας, τῶν ὁποίων τοὺς ἁπλουστάτους νόμους ἐξεθέσαμεν εἰς τὴν § 1084. Αἱ ἀκτινεργοὶ μεταβολαὶ ὀφείλονται εἰς διάσπασιν τοῦ πυρῆνος εἰς σωμάτιον α καὶ ὑπόλοιπον ἢ ἠλεκτρόνιον καὶ ὑπόλοιπον, ἕνεκα τῶν ὁποίων μέρος τῆς ἐνεργείας τοῦ πυρῆνος ἐκπέμπεται ὑπὸ μορφὴν ἀκτίνων α, β, γ, ὁ δὲ ἀτομικὸς ἀριθμὸς εἴτε ἐλαττώνεται κατὰ 2 εἴτε αὐξάνεται κατὰ 1. Ἡ ἐκπομπὴ τῶν ἀκτίνων α δεικνύει ὅτι τὸ συγκρότημα τεσσάρων θετικῶν καὶ δύο ἀρνητικῶν ἠλεκτρονίων ἔχει ἐντελῶς ἐξαιρετικὴν εὐστάθειαν καὶ διὰ τοῦτο δικαιούμεθα ἴσως νὰ δεχθῶμεν ὅτι τοιαῦτα συγκροτήματα αὐτούσια ὑπάρχουν ἐντὸς τῶν ἐκ θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἠλεκτρονίων ἀποτελουμένων πυρήνων.

§ 1089. ***Μέγεθος τῶν ἠλεκτρονίων.*** Ἂν θεωρήσωμεν τὰ ἀρνητικὰ ἠλεκτρόνια ὡς σφαίρας ἀκτῖνος a, ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὁποίων τὸ φορτίον e (μετρούμενον εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας) εἶναι ὁμοιομόρφως κατανεμημένων, ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ αὐτῶν μᾶζα εἶναι

$$m = \frac{2}{3}\frac{e^2}{a}$$

Θέτοντες εἰς τὴν ἐξίσωσιν ταύτην τὰς γνωστὰς τιμὰς τῶν e καὶ m

$$e = 1{,}591 . 10^{-20} \qquad m = 9 . 10^{-28}$$

εὑρίσκομεν

$$a = 1{,}9 . 10^{-13} \text{ cm}.$$

Ἡ ἀκτὶς τῶν ἀτόμων εὑρίσκεται ἐκ τῆς κινητικῆς θεωρίας ἴση περίπου πρὸς 10^{-8} cm καὶ ἑπομένως ἡ ἀκτὶς τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι 50 000 περίπου φορὰς μικροτέρα τῆς ἀκτῖνος τοῦ ἀτόμου.

Ὁ ὄγκος τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι

$$\omega = \frac{4}{3}\pi a^3 = 2{,}9 . 10^{-38} \text{ cm}^3$$

καὶ ἑπομένως ἡ πυκνότης αὐτοῦ, ὁ λόγος δηλ. τῆς μάζης πρὸς τὸν ὄγκον, εἶναι

$$d = \frac{m}{\omega} = \frac{9 . 10^{-28}}{2{,}9 . 10^{-38}} = 3 . 10^{10} \frac{\text{gr}}{\text{cm}^3} = 30000 \frac{\text{τόννοι}}{\text{cm}^3}$$

Ἐπειδὴ ἡ μᾶζα τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρονίου, ἴση πρὸς τὴν μᾶζαν τοῦ ἀτόμου H, εἶναι 1845 φορὰς μεγαλυτέρα τῆς τοῦ ἀρνητικοῦ ἠλεκτρονίου ἐνῶ τὸ φορτίον εἶναι τὸ αὐτὸ κατ' ἀπόλυτον τιμήν, ἕπεται ὅτι ἡ ἀκτὶς τοῦ θετικοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι 1845 φορὰς *μικροτέρα* τῆς τοῦ ἀρνητικοῦ, ὁ ὄγκος λοιπὸν εἶναι 1845^3 φορὰς μικρότερος καὶ ἡ πυκνότης $1845^4 = 1{,}4 . 10^{12}$ φορὰς μεγαλυτέρα.

Ἰδέαν τῶν ἀριθμῶν τούτων ἠμποροῦμεν νὰ λάβωμεν ὡς ἑξῆς.

Ἓν θετικὸν καὶ ἓν ἀρνητικὸν ἠλεκτρόνιον, τὰ ὁποῖα ἔχουν μᾶζαν $9 . 10^{-28} (1 + 1845)$, ἔχουν πραγματικὸν ὄγκον ἴσον πρακτικῶς πρὸς τὸν τοῦ ἀρνητικοῦ ἠλεκτρονίου, δηλ. $2{,}9 . 10^{-38}$ cm^3 καὶ ἑπομένως ἡ μέση πυκνότης αὐτῶν εἶναι

$$D = \frac{9 . 10^{-28} . 1846}{2{,}9 . 10^{-38}} = 5{,}73 . 10^{13} \frac{\text{gr}}{\text{cm}^3}$$

Ἡ μᾶζα τῆς Γῆς εἶναι (Τ. Α' § 178)

$$M = 6 . 10^{27} \text{ gr}$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἂν λοιπὸν τὸ ὑλικὸν τῆς γῆς, ἀποτελούμενον ἀπὸ ἰσάριθμα θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ ἠλεκτρόνια, ἐγέμιζε τὸν χῶρον χωρὶς διάκενα, θὰ κατελάμβανεν ὄγκον

$$\Omega = \frac{M}{D} = \frac{6.\,10^{27}}{5{,}73.\,10^{13}} \simeq 10^{14}\ \text{cm}^3 = 0{,}1\ \text{Km}^3$$

ἴσον πρὸς τὸ ἓν δέκατον τοῦ κυβικοῦ χιλιομέτρου, ἴσον δηλ. πρὸς σφαῖραν ἀκτῖνος 300 περίπου μέτρων.

Ἡ βάσις τῶν ὑπολογισμῶν τούτων δὲν εἶναι ἀπολύτως ἀσφαλής, διότι δὲν ἔχομεν καμμίαν ἔνδειξιν περὶ τῆς κατανομῆς τοῦ φορτίου εἰς τὴν ἐπιφάνειαν ἢ τὸν ὄγκον τοῦ ἠλεκτρονίου.

Ἐν τούτοις τὰ ἐξαγόμενα μᾶς δίδουν ὡρισμένως τὴν *τάξιν μεγέθους* τῶν ἠλεκτρονίων καὶ δεικνύουν ὅτι ἡ πλανητικὴ θεωρία τῶν ἀτόμων καὶ κατὰ τοῦτο συμφωνεῖ πρὸς τὴν πραγματικότητα, ὅτι, ὅπως εἰς τὰ πλανητικὰ συστήματα, οὕτω καὶ εἰς τὰ ἄτομα ἡ μᾶζα εἶναι συγκεντρωμένη εἰς μέρος τοῦ χώρου ἐλάχιστον ὡς πρὸς τὰς διαστάσεις τοῦ ὅλου συστήματος.

Οὕτω ἐξηγοῦνται μεταξὺ ἄλλων αἱ ἀπότομοι ἀνακάμψεις τῶν ἀκτίνων α, αἱ τόσον χαρακτηριστικῶς παρατηρούμεναι εἰς τὰς φωτογραφίας τοῦ Wilson (σχ. 609), ἐξηγεῖται δὲ προσέτι καὶ τὸ ὅτι ἀκτῖνες β εἶναι δυνατὸν νὰ διέλθουν διὰ μέσου τῶν ἀτόμων χωρὶς νὰ διασπάσουν αὐτά, ἀκριβῶς ὅπως κομῆται ἠμποροῦν νὰ διέλθουν διὰ πλανητικῶν συστημάτων χωρὶς νὰ ἐπιφέρουν ἀξίας λόγου διαταράξεις.

ΦΥΣΙΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

§ 1090. ***Εἴδη ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.*** Ἐκ τῆς μελέτης τῶν ἠλεκτρικῶν φαινομένων ἐδείχθη ὅτι ὁ ἠλεκτρισμός, θετικὸς καὶ ἀρνητικός, ἀποτελεῖται ἀπὸ στοιχειώδη *ἄτομα*, τὰ ἀρνητικὰ καὶ θετικὰ ἠλεκτρόνια, ἐκ τῶν ὁποίων τὰ ἀρνητικὰ ἔχουν μᾶζαν ἀσυγκρίτως μικροτέραν τῆς τῶν θετικῶν. Ἐκ τῆς φύσεως ταύτης τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων ἕπεται ὅτι τὸ ἠλεκτρικὸν ῥεῦμα ὀφείλεται εἰς κίνησιν τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἠλεκτρονίων. Ὁ τρόπος τῆς κινήσεως δὲν ἐνδιαφέρει· ἡ δὲ ἔντασις τοῦ ρεύματος ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὸν ἀριθμὸν τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου διέρχονται διά τινος ἐπιφανείας. Διακρίνομεν ἐν τούτοις ὡς ἐκ τοῦ τρόπου

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῆς κινήσεως τῶν ἠλεκτρονίων τρία εἴδη ρεύματος. Ρεῦμα ἀγωγιμότητος, ρεῦμα μεταφορᾶς καὶ ρεῦμα πολώσεως, εἰς τὰ ὁποῖα πρέπει νὰ προστεθῇ τέταρτον εἶδος, ἀνεξάρτητον τῆς κινήσεως ἠλεκτρονίων, τὸ ρεῦμα μετατοπίσεως.

§ 1091. ***Ρεῦμα ἀγωγιμότητος. Νόμος τῶν Wiedemann καὶ Franz.*** Ρεῦμα ἀγωγιμότητος εἶναι τὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων παράγεται ἐντὸς ἀγωγῶν πρώτου εἴδους (§ 936). Ἐπειδὴ ἡ διάβασις τοῦ ρεύματος δὲν συνοδεύεται ἀπὸ χημικὰς μεταβολὰς τῶν ἀγωγῶν τούτων, πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι οἱ πυρῆνες τῶν ἀτόμων, οἱ ὁποῖοι ἀποτελοῦν τὸ κύριον μέρος τῆς μάζης, δὲν μετακινοῦνται καὶ ὅτι ἑπομένως τὸ ρεῦμα παράγεται μόνον διὰ τῆς κινήσεως τῶν πλανητικῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν ἀτμόσφαιραν περὶ τοὺς θετικοὺς πυρῆνας.

Τὰ ἀρνητικὰ ἠλεκτρόνια κινοῦνται κατὰ φορὰν ἀντίθετον τῆς κατὰ συνθήκην λαμβανομένης φορᾶς τοῦ ρεύματος, ὅπως ἀέριον κινεῖται ἐντὸς σωλῆνος περιέχοντος στερεὰ σώματα μὲ διάκενα ἐν τῷ μεταξύ.

Οἱ Wiedemann καὶ Franz παρετήρησαν (1853) ὅτι ἡ ἠλεκτρικὴ ἀγωγιμότης τῶν μεταλλικῶν ἀγωγῶν εἶναι κατὰ προσέγγισιν ἀνάλογος πρὸς τὴν θερμικὴν ἀγωγιμότητα (Τ. Α΄ § 488). Ἡ σχέσις αὕτη, ἡ ὁποία ὀνομάζεται *νόμος τῶν Wiedemann καὶ Franz*, δεικνύει ὅτι οἱ αὐτοὶ φορεῖς χρησιμεύουν πρὸς διάδοσιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος καὶ τῆς θερμότητος καὶ ὅτι ἑπομένως τὰ πλανητικὰ ἠλεκτρόνια κυρίως μεταφέρουν ἀπὸ ἀτόμου εἰς ἄτομον τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν τῆς ἀτάκτου θερμικῆς κινήσεως.

§ 1092. ***Ρεῦμα μεταφορᾶς*** ὀνομάζομεν τὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ὀφείλεται εἰς τὴν κίνησιν φορτισμένων ὑλικῶν φορέων, τοιοῦτοι δὲ φορεῖς εἶναι κυρίως τὰ ἠλεκτρολυτικὰ ἢ ἀέρια ἰόντα.

Περὶ τῶν ἠλεκτρολυτικῶν ἰόντων γνωρίζομεν ὅτι ἡ μᾶζα αὐτῶν εἶναι πάντοτε ἴση πρὸς τὴν μᾶζαν χημικῶν ἀτόμων ἢ συγκροτημάτων ἀτόμων. Εἰς τὰ ἀγωγὰ ἀέρια ἔχομεν καὶ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια, εἴτε μαζὶ μὲ ἰόντα μεγαλυτέρας μάζης εἴτε καὶ αὐτὰ καθ' ἑαυτά, ὅπως π. χ. εἰς τὴν περίπτωσιν τῶν σωλήνων Coolidge. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην τὸ ρεῦμα μεταφορᾶς δὲν διαφέρει τοῦ ρεύματος ἀγωγιμότητος παρὰ κατὰ τοῦτο, ὅτι εἰς τοὺς μεταλλικοὺς ἀγωγοὺς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὰ κινούμενα ἠλεκτρόνια προσκρούοντα εἰς τὰ ἀποτελοῦντα τὸν ἀγωγὸν ἄτομα διαρκῶς μεταβάλλουν διεύθυνσιν ἐνῶ εἰς τοὺς σωλῆνας Coolidge αἱ τροχιαὶ τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων εἶναι εὐθύγραμμοι. *Κατ' ἀρχὴν* ἐν τούτοις δὲν ὑπάρχει καμμία διαφορά, διότι καὶ εἰς τοὺς σωλῆνας Coolidge ἀκόμη δὲν λείπουν συγκρούσεις ἠλεκτρονίων πρὸς ὑλικὰ ἄτομα.

Ὅτι τὸ ἐκ τῆς κινήσεως *ἰόντων* προερχόμενον ρεῦμα εἶναι ἐντελῶς ἰσοδύναμον πρὸς τὸ ρεῦμα ἀγωγιμότητος δεικνύει μεταξὺ ἄλλων ἡ ἐπίδρασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τῶν ρευμάτων μεταφορᾶς καθὼς καὶ τὸ μαγνητικὸν πεδίον τῶν ρευμάτων μεταφορᾶς.

Ἐνδιαφέρουσα ἀπὸ θεωρητικῆς ἰδίως ἀπόψεως εἶναι ἡ παραγωγὴ ρεύματος διὰ τῆς κινήσεως φορτισμένων στερεῶν σωμάτων. Πειράματα τοῦ Rowland ἔδειξαν πράγματι ὅτι τὰ οὕτω παραγόμενα ρεύματα ἔχουν ἀκριβῶς τὰς αὐτὰς ἐκδηλώσεις, τὰς ὁποίας καὶ τὰ ρεύματα ἀγωγιμότητος, καὶ ὅτι ἡ ἐκ τοῦ μεγέθους τῶν φορτίων καὶ τῆς ταχύτητος τῆς κινήσεως ὑπολογιζομένη ἔντασις (πρβλ. § 1050) εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ἐκ τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν ἐκδηλώσεων, π. χ. ἐκ τῆς ἐκτροπῆς μαγνητικῆς βελόνης, πειραματικῶς εὑρισκομένην.

§ 1093. ***Ρεῦμα πολώσεως.*** Εἰς τὴν § 911 εἴδομεν ὅτι, ὅταν διηλεκτρικὸν μέσον ἐκτεθῇ εἰς τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου, *πολοῦται* μία δὲ ἐκδήλωσις τῆς πολώσεως συνίσταται εἰς τὴν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ διηλεκτρικοῦ ἐμφάνισιν ἴσων καὶ ἀντιθέτων ἠλεκτρικῶν φορτίων.

Ἐκ τοῦ σχ. 613 τῆς σελ. 392 φαίνεται ἀμέσως ὅτι διὰ νὰ πολωθῇ τὸ διηλεκτρικὸν μετατοπίζονται θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ φορτία κατ' ἀντιθέτους διευθύνσεις ἡ δὲ κίνησις αὕτη βεβαίως ἰσοδυναμεῖ μὲ τὴν δίοδον ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρκεῖ *ἐφ' ὅσον ἡ κατάστασις τῆς πολώσεως μεταβάλλεται.* Πράγματι ὁ Röntgen, καὶ ἀκριβέστερον ὁ Eichenwald ἔδειξαν ὅτι, ὅταν ἡ κατάστασις τῆς πολώσεως δίσκου ἐξ ἐβονίτου, κινουμένου μεταξὺ τῶν δύο ἀντιθέτως ἠλεκτρισμένων πλακῶν, μεταβάλλεται, συνοδεύεται ἡ μεταβολὴ αὕτη ἀπὸ μαγνητικὰς ἐκδηλώσεις, αἱ ὁποῖαι δεικνύουν τὴν ὕπαρξιν ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.

§ 1094. ***Ρεῦμα μετατοπίσεως.*** Καθὼς εἰς τὴν § 909 ἐξετέθη, ὁ κενὸς χῶρος ἔχει τὰς ἰδιότητας διηλεκτρικοῦ, τοῦ ὁποίου τὴν σταθερὰν διηλεκτρικότητος λαμβάνομεν *κατὰ συνθήκην* ὡς ἴσην πρὸς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὴν μονάδα. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι ἐκ τῆς ὑπάρξεως ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου *ὑφίσταται ὁ κενὸς χῶρος μεταβολὰς ἀντιστοίχους πρὸς τὴν πόλωσιν* καὶ ὅτι ἑπομένως μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου συνοδεύεται ἀπὸ μεταβολὴν τῆς καταστάσεως τοῦ χώρου ἰσοδυναμοῦσαν πρὸς ἠλεκτρικὸν ρεῦμα.

Εἰς τὸν κενὸν χῶρον βεβαίως δὲν ἠμποροῦμεν νὰ δεχθῶμεν τὴν ὕπαρξιν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν φορτίων, ὅπως εἰς τὰ ὑλικὰ διηλεκτρικά, καὶ ἑπομένως ὁ μηχανισμὸς τῆς μεταβολῆς ἄλλως πρέπει νὰ ἐξηγηθῇ. Ὁ Maxwell, θεωρῶν τὸν *αἰθέρα* ὡς φορέα τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν φαινομένων καὶ δεχόμενος αὐτὸν ὡς ἀσυμπίεστον ρευστὸν ἐπεξειργάσθη ὑδροδυναμικὴν εἰκόνα τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου καὶ τοῦ ἐκ τῆς μεταβολῆς αὐτῆς ρεύματος, τὸ ὁποῖον ἕνεκα τῶν ὑποθετικῶν μετατοπίσεων τοῦ αἰθέρος ὠνόμασε *ρεῦμα μετατοπίσεως*.

Ἡ ὑδροδυναμικὴ εἰκὼν δὲν ἔχει σημασίαν παρὰ μόνον διότι ἔφερε τὸν Maxwell εἰς τὴν εὕρεσιν τοῦ ρεύματος μετατοπίσεως καὶ τῆς σχέσεως τῆς ἐντάσεως αὐτοῦ πρὸς τὴν μεταβολὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου.

Ἡ ὕπαρξις τοῦ ρεύματος μετατοπίσεως εἶναι τὸ οὐσιωδέστατον αἴτημα τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς θεωρίας τοῦ Maxwell καὶ ἡ πειραματικὴ ἐπαλήθευσις τῶν θεωρητικῶν πορισμάτων τῆς θεωρίας ταύτης δεικνύει ὅτι τὸ ρεῦμα μετατοπίσεως πράγματι ὑπάρχει ὡς ἐκδήλωσις τῶν ἰδιοτήτων τοῦ χώρου, φορέως τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν φαινομένων, ἀνεξαρτήτως τῆς εἰκόνος, τὴν ὁποίαν χρησιμοποιοῦμεν πρὸς κατανόησιν τοῦ *μηχανισμοῦ* τῆς παραγωγῆς αὐτοῦ.

Κατὰ τὰ ἀνωτέρω τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο μέρη. Τὸ πρῶτον, ρεῦμα ἀγωγιμότητος, ρεῦμα μεταφορᾶς καὶ ρεῦμα πολώσεως, ὀφείλεται εἰς τὴν κίνησιν ἠλεκτρικῶν φορτίων, τὸ δὲ δεύτερον, τὸ ρεῦμα μετατοπίσεως, ὀφείλεται εἰς τὴν μεταβολὴν τῆς ἠλεκτροστατικῆς καταστάσεως τοῦ χώρου καὶ εἶναι ἐκδήλωσις χαρακτηρίζουσα τὸν χῶρον ὡς φορέα τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν φαινομένων.

Πολλάκις τὸ ρεῦμα πολώσεως καὶ τὸ κυρίως ρεῦμα μετατοπίσεως περιλαμβάνονται ὑπὸ τὸ γενικὸν ὄνομα τοῦ *ρεύματος μετατοπίσεως*. Τὸ οὕτω ὁριζόμενον ρεῦμα μετατοπίσεως ὀφείλεται εἰς τὴν μεταβολὴν τῆς ἠλεκτρικῆς *ἐπαγωγῆς* (§ 913) ἢ τῆς ἠλεκτρικῆς *μετατοπίσεως* (σελ. 395 ὑποσημ.).

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

§ 1095. ***Ἐναλλασσόμεναι ἐκκενώσεις.*** Ἐξετάζων τὸ 1857 ὁ Feddersen τὸν σπινθῆρα ἐκκενώσεως λουγδουνικῆς λαγήνου διὰ περιστρέπτου κατόπτρου διὰ νὰ προσδιορίσῃ τὸν χρόνον διαρκείας αὐτοῦ, παρετήρησεν εἴς τινας περιπτώσεις ὅτι ὁ σπινθὴρ ἦτο *πολλαπλοῦς*, ὅτι δηλ. ἡ ἐκκένωσις ἀπετελεῖτο ἀπὸ πολλὰς διαδοχικὰς ἐκκενώσεις.

Αἱ διαδοχικαὶ αὗται ἐκκενώσεις ἐξηγοῦνται ὡς ἑξῆς. Ὅταν σπινθὴρ παραχθῇ μεταξὺ τῶν σφαιρῶν τοῦ ἐκκενωτοῦ (§ 906), ἐξουδεροῦνται τὰ ἐπὶ τῶν σφαιρῶν τούτων φορτία, ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τῶν δύο σφαιρῶν σχεδὸν μηδενίζεται καὶ ὁ σπινθὴρ παύει. Ἀλλ' εὐθὺς ἀμέσως νέαι ποσότητες ἀντιθέτων ἠλεκτρισμῶν συρρέουν ἐκ τῶν ὁπλισμῶν τῆς λαγήνου εἰς τὰς σφαίρας, ἡ δ. δ. γίνεται πάλιν ἀρκετὴ ὥστε νὰ παραχθῇ σπινθήρ, καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς μέχρι σχεδὸν τελείας ἐκκενώσεως τῆς λαγήνου. Παρετηρήθη ὅτι τὸ μεταξὺ δύο

Σχ. 734.

μερικῶν ἐκκενώσεων χρονικὸν διάστημα εἶναι τόσον μεγαλύτερον, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἀντίστασις τῶν ἀγωγῶν, οἱ ὁποῖοι συνδέουν τὰς σφαίρας μὲ τοὺς ὁπλισμούς.

Ἐξακολουθῶν ὁ Feddersen τὰ πειράματά του παρετήρησεν ὅτι, ὅταν ἡ μεταξὺ σφαιρῶν καὶ ὁπλισμῶν ἀντίστασις εἶναι ἀρκετὰ μικρά, ὁ σπινθὴρ ἀποτελεῖται ἀπὸ σειρὰν διαδοχικῶν σπινθήρων, τῶν ὁποίων ἡ μορφή, ὅπως φαίνεται ἀπὸ τὸ σχῆμα 734, σαφῶς δεικνύει ὅτι ἡ *φορὰ* τῶν μερικῶν ἐκκενώσεων εἶναι *ἐναλλασσομένη*. Μὲ τὸν πρῶτον δηλ. σπινθῆρα ὄχι μόνον ἐξουδετεροῦνται τὰ φορτία τῶν δύο ὁπλισμῶν, ἀλλὰ ὁ πρώην θετικὸς φορτίζεται τώρα ἀρνητικῶς καὶ ὁ πρώην ἀρνητικὸς θετικῶς. Νέος σπινθὴρ παράγεται καὶ τὰ σημεῖα τῶν φορτίων τῶν ὁπλισμῶν πάλιν ἀλλάσσουν μέχρις ὅτου τὰ φορτία βαθμηδὸν ἐλαττούμενα ἐξουδετερωθοῦν τελείως.

Μὲ τὴν βοήθειαν τῆς ὑδροστατικῆς εἰκόνος τῆς φορτίσεως (§ 898) ἠμποροῦμεν ὡς ἑξῆς νὰ ἐξηγήσωμεν τὸ φαινόμενον τοῦτο. Φαντα-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ζόμεθα τοὺς δύο ὁπλισμοὺς τῆς λαγήνου ὡς δύο κατακορύφους σωλῆνας (σχ. 735), οἱ ὁποῖοι διὰ τῆς στρόφιγγος γ ἠμποροῦν νὰ συγκοινωνοῦν πρὸς ἀλλήλους. Ἐντὸς τῶν σωλήνων ὑπάρχει ὑγρόν, τοῦ ὁποίου ἡ ἐπιφάνεια, ὅταν ἡ στρόφιγξ γ εἶναι ἀνοικτή, εὑρίσκεται εἰς ἀμφοτέρους τοὺς σωλῆνας εἰς τὸ αὐτὸ ὁριζόντιον ἐπίπεδον. Ἡ φόρτισις τοῦ πυκνωτοῦ ἰσοδυναμεῖ μὲ ἀνύψωσιν τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὑγροῦ εἰς τὸν ἕνα σωλῆνα (α) καὶ ταπείνωσιν εἰς τὸν ἄλλον (β). Διὰ νὰ διατηρηθῇ ἡ διαφορὰ ὕψους πρέπει ἡ στρόφιγξ γ νὰ εἶναι κλειστή. Ἂν τώρα ἀνοίξωμεν τὴν στρόφιγγα, τὸ ὑγρὸν κατέρχεται εἰς τὸν ἕνα σωλῆνα καὶ ἀνέρχεται εἰς τὸν ἄλλον μέχρις ὅτου εἰς ἀμφοτέρους ἡ ἐλευθέρα ἐπιφάνεια φθάσῃ εἰς τὸ αὐτὸ ὁριζόντιον ἐπίπεδον. Ἀλλ' ἡ ἐξίσωσις αὕτη τοῦ ὕψους, ἂν μὲν ἡ ὀπὴ τῆς στρόφιγγος εἶναι μικρὰ (μεγάλη ἀντίστασις) γίνεται *ἀπεριοδικῶς*, ἂν ὅμως ἡ ὀπὴ εἶναι πολὺ μεγάλη (μικρὰ ἀντίστασις), τὸ ὑγρὸν εἰς τὸν σωλῆνα α κατέρχεται κάτω τοῦ ἐπιπέδου ε, ἔπειτα ἀνέρχεται πάλιν ὑπεράνω αὐτοῦ καὶ ἡ τελικὴ κατάστασις ἰσορροπίας ἐπέρχεται μόνον μετὰ σειρὰν περιοδικῶν ταλαντεύσεων φθίνοντος πλάτους.

Σχ. 735.

Ἀπὸ ἐνεργητικῆς ἀπόψεως ἡ πορεία τοῦ ὑδροδυναμικοῦ φαινομένου εἶναι ἡ ἑξῆς. Εἰς τὸ ὑγρόν, τὸ ὁποῖον ἐντὸς τοῦ ἑνὸς σωλῆνος εὑρίσκεται εἰς τὸ ὕψος α ἐντὸς δὲ τοῦ ἄλλου εἰς τὸ ὕψος β, ὑπάρχει ἀποταμιευμένον ποσὸν δυναμικῆς ἐνεργείας. Ὅταν ἀνοίξωμεν τὴν στρόφιγγα γ, ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια μεταβάλλεται εἰς κινητικὴν καὶ ἂν μὲν ἡ ὀπὴ γ εἶναι μικρά, ἡ κινητικὴ αὕτη ἐνέργεια μεταβάλλεται διὰ τῶν τριβῶν ἀμέσως εἰς θερμότητα, οὕτως ὥστε, ὅταν τὸ ὑγρὸν φθάσῃ εἰς ἀμφοτέρους τοὺς σωλῆνας εἰς τὸ ἴδιον ὕψος, δὲν ὑπάρχει πλέον λόγος νὰ κινηθῇ περαιτέρω. Ἂν ὅμως ἡ ὀπὴ εἶναι μεγάλη, ὅταν τὸ ὑγρὸν φθάσῃ εἰς ἀμφοτέρους τοὺς σωλῆνας εἰς τὸ ἐπίπεδον ε, ἔχει κινητικὴν ἐνέργειαν καὶ ἐκ τῆς κεκτημένης ταχύτητος ὑπερβαίνει τὸ σύστημα τὴν κατάστασιν τῆς ἰσορροπίας μέχρις ὅτου ἡ ὅλη κινητικὴ ἐνέργεια μεταβληθῇ μέρος μὲν εἰς θερμότητα μέρος δὲ εἰς δυναμικὴν ἐνέργειαν. Οὕτω ἔχομεν περιοδικὰς μεταβολὰς τῆς ἐνεργείας εἰς δυναμικὴν καὶ κινητικὴν αἱ ὁποῖαι διαρκοῦν μέχρις ὅτου ἐκ τῶν τριβῶν ὅλη ἡ ἐνέργεια μεταβληθῇ εἰς θερμότητα.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἰς τὸν φορτισμένον πυκνωτὴν ἔχομεν ἀποταμιευμένην ἠλεκτροστατικὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία, ὅταν θέσωμεν εἰς συγκοινωνίαν τοὺς ὀπλισμούς, μεταβάλλεται εἰς κινητικήν, δηλ. εἰς τὴν μαγνητικὴν ἐνέργειαν τοῦ ρεύματος. Εἰς τὴν μᾶζαν τοῦ ὑγροῦ τοῦ ὑδροδυναμικοῦ ὑποδείγματος ἀντιστοιχεῖ ἡ αὐτεπαγωγὴ τοῦ κυκλώματος τῆς ἐκκενώσεως εἰς δὲ τὰς τριβὰς αἱ ἀντιστάσεις τῶν ἀγωγῶν τοῦ ἐκκενωτοῦ καὶ τοῦ σπινθῆρος. Ἂν αἱ ἀντιστάσεις αὗται εἶναι μεγάλαι ἡ ἠλεκτροστατικὴ ἐνέργεια μεταβάλλεται ἀπεριοδικῶς εἰς θερμότητα, ἂν δὲ εἶναι μικραὶ ἔχομεν περιοδικὰς μεταβολὰς τῆς ἠλεκτροστατικῆς ἐνεργείας εἰς ἐνέργειαν μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ταὐτάπαλιν μέχρις ὅτου ὅλη ἡ ἐνέργεια μεταβληθῇ τελικῶς εἰς θερμότητα.

Ὁ W. Thomson (Lord Kelvin) εὗρε θεωρητικῶς ὅτι ἂν εἶναι C ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ καὶ L ἡ αὐτεπαγωγὴ τοῦ κυκλώματος, τοῦ ὁποίου ἡ ἀντίστασις εἶναι πολὺ μικρά, ὁ χρόνος τῆς περιόδου τῆς ἐναλλασσομένης ἐκκενώσεως εἶναι

$$T = 2\pi\sqrt{CL} \qquad (1)$$

Εἰς τὸν τύπον τοῦτον τὰ C, L ἐκφράζονται εἴτε ἀμφότερα εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας, εἴτε τὸ μὲν C εἰς Farad τὸ δὲ L εἰς Henry.

Πράγματι τὸ Henry ἰσοῦται μὲ τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴν μονάδα ἐπὶ 10^9 (πρβλ. § 1000[1]. Τὸ Farad ἰσοῦται πρὸς 9.10^{11} ἠλεκτροστατικὰς μονάδας (§ 902) καὶ ἐπειδὴ ἡ ἠλεκτροστατικὴ μονὰς χωρητικότητος εἶναι 9.10^{20} φορὰς μικροτέρα τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς (σελ. 570), τὸ Farad ἰσοῦται πρὸς 10^{-9} ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας. Ἑπομένως τὸ γινόμενον χωρητικότητος ἐπὶ αὐτεπαγωγὴν ἔχει τὴν αὐτὴν τιμὴν εἴτε μεταχειρισθῶμεν τὰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας, εἴτε τὸ Farad καὶ τὸ Henry.

Τὸν χρόνον T ὀνομάζομεν *ἰδίαν περίοδον* τοῦ κυκλώματος, τὸ δὲ ἀντίστροφον αὐτοῦ $\nu = 1/T$ ὀνομάζομεν *ἰδίαν συχνότητα* τοῦ κυκλώματος.

Τὰ ἐντὸς τοῦ κυκλώματος κυκλοφοροῦντα ρεύματα κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Maxwell εἶναι *κλειστά*, δὲν διακόπτονται δηλ. εἰς κανὲν μέρος τοῦ κυκλώματος ἀλλ' εἰς μὲν τοὺς ἀγωγοὺς εἶναι ρεύματα *ἀγωγιμότητος* ἢ *μεταφορᾶς* εἰς δὲ τὸ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ διηλεκτρικόν, τὸ ὁποῖον ἠμπορεῖ νὰ εἶναι καὶ τὸ κενόν, εἶναι ρεύματα *μετατοπίσεως* (§ 1094).

§ 1096. ***Ἠλεκτρικὴ συνήχησις.*** Ἡ ἐξίσωσις (1) τῆς προηγουμένης παραγράφου εἶναι ἐντελῶς ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ἐξ. 9 τῆς § 1016,

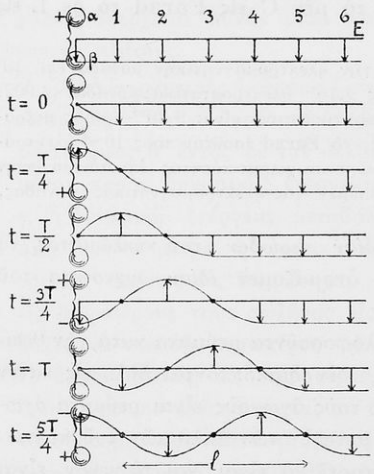
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τῆς ὁποίας τὴν σημασίαν τώρα ἠμποροῦμεν νὰ ἐννοήσωμεν. Ὅταν δηλ. ἠλεκτρεγερτικὴ ἐναλλασσομένη δύναμις παράγῃ ρεῦμα εἰς κύκλωμα, περιέχον χωρητικότητα καὶ αὐτεπαγωγήν, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι μεγίστη ὅταν ἡ συχνότης τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν *ἰδίαν συχνότητα* τοῦ κυκλώματος.

Ὁ νόμος οὗτος δὲν ἐφαρμόζεται μόνον εἰς τὴν θεωρουμένην περίπτωσιν, ἀλλ' εἶναι πολὺ γενικώτερος καὶ ἠμπορεῖ νὰ διατυπωθῇ ὡς ἑξῆς. Ἂν αἰτία περιοδικὴ ἐπιδρᾷ ἐπὶ συστήματος, τὸ ὁποῖον ἐκ τῆς φύσεως αὐτοῦ ἠμπορεῖ νὰ εἶναι ἕδρα περιοδικῶν φαινομένων ὡρισμένης συχνότητος, τὸ μέγιστον ἀποτέλεσμα ἐπέρχεται ὅταν ἡ περίοδος τῆς αἰτίας εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ἰδίαν περίοδον τοῦ συστήματος.

Μερικὴν περίπτωσιν τοῦ νόμου τούτου συνηντήσαμεν ἤδη εἰς τὴν ἀκουστικὴν (Τ. Α' § 358) καὶ ἀκριβῶς κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὰ ἀκουστικὰ φαινόμενα, ὅταν ἡ συχνότης τῆς ἐπιδρώσης αἰτίας καὶ ἡ ἰδία συχνότης τοῦ συστήματος συμφωνοῦν, λέγομεν ὅτι *αἰτία* καὶ *σύστημα* εὑρίσκονται ἐν *συνηχήσει* ἢ ἐν *συντονισμῷ*.

§ 1097. ***Ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα.*** Ὅταν κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ἐναλλασσόμενα ρεύματα, τὸ πέριξ αὐτοῦ μαγνητικὸν καὶ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον ὑφίσταται ἐπίσης περιοδικὰς μεταβολάς, αἱ ὁποῖαι, *ἂν ἡ μεταβίβασις τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν ἐπιδράσεων γίνεται μὲ πεπερασμένην ταχύτητα*, ἀποτελοῦν *κῦμα*.



Σχ. 736.

Θεωροῦμεν π. χ. δύο σφαίρας α, β ἀντιθέτως ἠλεκτρισμένας καὶ μονωμένας ἀπ' ἀλλήλων (σχ. 736). Κατὰ μῆκος τῆς εὐθείας Ε τὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον ἔχει τὴν ὑπὸ τῶν βελῶν δεικνυομένην φοράν, ἡ δὲ ἔντασις αὐτοῦ ἐλαττώνεται καθ' ὅσον ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τῶν σφαιρῶν αὐξάνεται.

Ὑποθέσωμεν τώρα ὅτι σπινθὴρ παράγεται μεταξὺ τῶν σφαιρῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

καὶ μάλιστα ἐναλλασσομένης μορφῆς, οὕτως ὥστε αἱ σφαῖραι ἐναλλὰξ νὰ φορτίζωνται μὲ ἀντίθετα φορτία, καὶ ἔστω Τ ἡ περίοδος τῆς ἐναλλασσομένης ἐκκενώσεως. Ἀρχίζομεν νὰ μετροῦμεν τὸν χρόνον ἀπὸ τῆς στιγμῆς κατὰ τὴν ὁποίαν τὰ φορτία τῶν σφαιρῶν ἔχουν ἀκριβῶς ἐξουδετερωθῆ. Τὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον μεταξὺ τῶν σφαιρῶν ἔχει μηδενισθῆ ἀλλ' εἰς τὸν πέριξ χῶρον ὑφίσταται ἀκόμη ἡ προτέρα κατάστασις. Μετὰ πάροδον ἑνὸς τετάρτου τῆς περιόδου ἡ ἀνωτέρα σφαῖρα εἶναι ἠλεκτρισμένη ἀρνητικῶς ἡ δὲ κατωτέρα θετικῶς. Τὸ πεδίον ἔχει τώρα μεταξὺ τῶν σφαιρῶν φορὰν ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω, ἀλλ' εἰς τὴν θέσιν 1 ἔχει προχωρήσει ἡ κατάστασις τοῦ μηδενισμοῦ.

Μετὰ πάροδον ἡμισείας περιόδου αἱ σφαῖραι εἶναι πάλιν οὐδέτεραι, μεταξὺ αὐτῶν τὸ πεδίον μηδενίζεται, ἀλλ' εἰς μὲν τὸ σημεῖον 1 ἔχει τώρα τὸ πεδίον φορὰν ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω, εἰς τὸ σημεῖον 2 ἔχει ἔντασιν ἴσην πρὸς μηδὲν καὶ ἀπὸ τοῦ σημείου 3 καὶ πέραν ἐξακολουθεῖ ἀκόμη ἡ ἀρχικὴ κατάστασις.

Ἡ κατάστασις εἰς τοὺς χρόνους 3Τ/4, Τ, 5Τ/4 παριστᾶται ἀπὸ τὰ ἀντίστοιχα διαγράμματα τοῦ σχ. 736, τὰ ὁποῖα δὲν ἔχουν ἀνάγκην ἐπεξηγήσεως.

Οὕτω ἡ ἠλεκτροστατικὴ κατάστασις τοῦ περιβάλλοντος παρουσιάζει τοπικὴν καὶ χρονικὴν περιοδικὴν μεταβολήν. Ὁ πίναξ τῶν φάσεων τῆς χρονικῆς μεταβολῆς προχωρεῖ κατὰ μῆκος τῆς εὐθείας Ε, ἔχομεν δηλ. *διάδοσιν κύματος*, τοῦ ὁποίου τὸ μῆκος εἶναι ἴσον πρὸς τὴν ἀπόστασιν l τῶν σημείων 1 καὶ 5 (Πρβλ. Τ. Α΄ § 327).

Ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ κύματος εἶναι

$$\upsilon = \frac{l}{T}$$

Ὁ Maxwell εὗρε θεωρητικῶς ἐπὶ τῇ βάσει τῶν ὑποθέσεων αὐτοῦ περὶ τῆς σχέσεως τοῦ ρεύματος μετατοπίσεως πρὸς τὴν μεταβολὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου ὅτι τοιαῦτα κύματα εἶναι δυνατὰ καὶ ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως αὐτῶν εἶναι

$$\upsilon = \frac{c}{\sqrt{K\mu}}$$

ὅπου Κ ἡ σταθερὰ διηλεκτρικότητος, μ ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ μέσου καὶ c ὁ λόγος τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς μονάδος ποσό-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τητος ἠλεκτρισμοῦ πρὸς τὴν ἠλεκτροστατικήν, ὃ ὁποῖος, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν σελ. 570, ἔχει τὰς διαστάσεις ταχύτητος καὶ εἶναι ἴσος πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν.

Ἡ διάδοσις τῶν ἠλεκτρικῶν κυμάτων εἰς τὸ κενὸν (K=1, μ=1) γίνεται ἀκριβῶς μὲ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός.

Ἡ ἐναλλασσομένη μεταβολὴ τῆς ἠλεκτροστατικῆς καταστάσεως τοῦ χώρου (ἢ τοῦ διηλεκτρικοῦ) ἰσοδυναμεῖ, καθὼς ἐξετέθη εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον πρὸς ρεῦμα ἠλεκτρικὸν (ρεῦμα μετατοπίσεως) καὶ ἑπομένως συνοδεύεται ἀπὸ ἐναλλασσόμενον μαγνητικὸν πεδίον. Οὕτω τὰ ἠλεκτρικὰ κύματα συνοδεύονται πάντοτε ἀπὸ μαγνητικὰ κύματα, ἡ ἐναλλασσομένη δηλ. μεταβολὴ τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου εἶναι ἀλληλένδετος μὲ τὴν περιοδικὴν μεταβολὴν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, *τὸ κῦμα εἶναι ἠλεκτρομαγνητικόν*. Ἡ φάσις τῆς μεταβολῆς ἐντὸς τῶν διηλεκτρικῶν εἶναι (εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον) ἡ αὐτὴ διὰ τὴν ἔντασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ καὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ἡ δὲ φορὰ τοῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου, ἡ φορὰ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἡ φορὰ τῆς διαδόσεως τοῦ κύματος εἶναι κάθετοι ἐπ' ἀλλήλας καὶ ἀποτελοῦν δεξιὸν σύστημα ὅπως ὁ ἀντίχειρ, ὁ δείκτης καὶ ὁ μέσος τῆς *δεξιᾶς* χειρός.

Τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα λοιπὸν εἶναι *ἐγκάρσια*, αἱ χαρακτηρίζουσαι δηλ. αὐτὰ μεταβολαὶ εἶναι ἀνυσματικῆς φύσεως καὶ ἡ διεύθυνσις αὐτῶν εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως τῶν κυμάτων. Εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ σχ. 736 τὸ κῦμα εἶναι *σφαιρικόν*, τὰ σημεῖα δηλ. εἰς τὰ ὁποῖα ἡ φάσις εἶναι ἡ αὐτή, κεῖνται ἐπὶ σφαιρικῆς ἐπιφανείας περὶ τὰς δύο σφαίρας α, β, θεωρουμένας ὡς ἓν ὑλικὸν σημεῖον. Ἡ ἔντασις τῆς ροῆς τῆς ἐνεργείας εἶναι μεγίστη μὲν κατὰ διεύθυνσιν κάθετον ἐπὶ τὴν εὐθεῖαν, ἡ ὁποία ἑνώνει τὰ κέντρα τῶν δύο σφαιρῶν, ἴση δὲ πρὸς μηδὲν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς εὐθείας ταύτης.

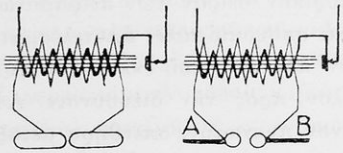
Ἂν ἡ εὐθεῖα αβ ἡ συνδέουσα τὰς δύο σφαίρας εἶναι κατακόρυφος, αἱ μὲν δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἐπίπεδοι καμπύλαι πολυπλόκου μορφῆς εὑρισκόμεναι ἐπὶ κατακορύφων ἐπιπέδων καὶ εἴτε καταλήγουν εἰς τὰς δύο σφαίρας εἴτε εἶναι κλεισταί, ἐπιστρέφουσαι εἰς ἑαυτὰς αἱ δὲ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι ὁριζόντιαι περιφέρειαι κύκλων μὲ ἄξονα τὴν εὐ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

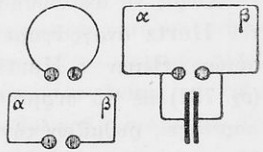
θεῖαν αβ. Αἱ κυκλικαὶ αὗται μαγνητικαὶ γραμμαὶ διαρκῶς εὑρίσκονται ὅπως τὰ ὄρη καὶ αἱ κυλάδες τῶν κυμάτων, τὰ ὁποῖα παράγονται ἐκ τῆς πτώσεως λίθου ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ἠρεμοῦντος ὕδατος.

§ 1098. ***Πειράματα τοῦ Hertz.*** Τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα τῶν ὁποίων τὴν ὕπαρξιν θεωρητικῶς προεῖπεν ὁ Maxwell, κατώρθωσε πράγματι νὰ παρατηρήσῃ τὸ 1888 ὁ H. Hertz.

Ἐπειδὴ ἡ ταχύτης διαδόσεως τῶν κυμάτων εἰς τὸν ἀέρα θὰ ἦτο κατὰ τὸν Maxwell ἴση πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός, διὰ νὰ εἶναι τὸ μῆκος κύματος ἀρκετὰ μικρόν, ὥστε νὰ ἠμποροῦ νὰ παρατηρηθῇ ἐντὸς ἐργαστηρίου, ἔπρεπε νὰ εἶναι ἡ περίοδος τοῦ διεγειρομένου συστήματος πολὺ μικρά, δηλ. συμφώνως πρὸς τὸν τύπον τοῦ Thomson ἔπρεπε ἡ χωρητικότης καὶ ἡ αὐτεπαγωγὴ νὰ εἶναι πολὺ μικραί. Πρὸς τοῦτο μετεχειρίσθη ὁ Hertz δύο κυλίνδρους



Σχ. 737.



Σχ. 738.

καταλήγοντας εἰς ἡμισφαίρια ἢ δύο σφαίρας συνδεδεμένας μὲ εὐθύγραμμα σύρματα (σχ. 737), εἰς τὰ ἄκρα τῶν ὁποίων πολλάκις προσηρμοζε μεταλλίνας σφαίρας. Τὸ σύστημα διήγειρεν εἰς δονήσεις συνδέων τοὺς δύο ἀγωγοὺς μὲ τὰ ἄκρα τοῦ δευτερεύοντος κυκλώματος πηνίου τοῦ Ruhmkorff. Διὰ τοῦ ρεύματος τοῦ πηνίου φορτίζονται οἱ ἀγωγοὶ καὶ ὅταν ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ γίνῃ ἀρκετὰ μεγάλη, σπινθὴρ παράγεται μεταξὺ αὐτῶν ἀποκαθιστῶν προσωρινῶς ἠλεκτρικὴν συγκοινωνίαν. Οἱ δύο ἀγωγοὶ ἠλεκτρίζονται ὡς ἐκ τῆς ἐναλλασσομένης ἐκκενώσεως ἐναλλὰξ θετικῶς καὶ ἀρνητικῶς καὶ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα ἀναπτύσσονται, ὅπως ἐξετέθη εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον. Τὸ σύστημα τῶν δύο ἀγωγῶν ὀνομάζομεν *δονητὴν* (Oscillator).

Πρὸς ἀναγνώρισιν τῶν κυμάτων τούτων μετεχειρίσθη ὁ Hertz βοηθητικὸν κύκλωμα ἀποτελούμενον ἀπὸ χάλκινον σύρμα καταλῆγον εἰς δύο σφαίρας ἀπέναντι ἀλλήλων (σχ. 738). Ἂν τὸ κύκλωμα τοῦτο εὑρεθῇ εἰς σημεῖον τοῦ χώρου, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κατάστασις περιοδικῶς μεταβάλλεται, καὶ ἡ συχνότης τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς εἶναι περίπου ἴση μὲ τὴν ἰδίαν συχνότητα τοῦ κυκλώματος, ἀναπτύσσονται ἐξ ἐπαγωγῆς ἐναλλασσόμενα ρεύματα, ἕνεκα τῶν ὁποίων οἱ ὁπλισμοὶ τοῦ πυκνωτοῦ φορτίζονται ἀντιθέτως μὲ ἐναλλασσόμενα φορτία. Ὅταν αἱ δύο σφαῖραι εἶναι ἀρκετὰ πλησίον ἀλλήλων, ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἶναι ἱκανὴ διὰ νὰ παραχθῇ σπινθήρ. Τὸ ὄργανον τοῦτο ὠνόμασεν ὁ Hertz ἠλεκτρομαγνητικὸν ἀντηχεῖον (πρβλ. § 1096).

Πρὸς ἐπιτυχίαν τῶν πειραμάτων πρέπει τὸ ἀντηχεῖον νὰ εἶναι συντονισμένον μὲ τὸ παράγον τὰ κύματα κύκλωμα. Τοῦτο ἐπετύγχανεν ὁ Hertz κυρίως διὰ καταλλήλου ἐκλογῆς τῶν διαστάσεων τοῦ ἀντηχείου, μετεχειρίσθη ὅμως καὶ βοηθητικὸν πυκνωτήν, μὲ τοὺς ὁπλισμοὺς τοῦ ὁποίου συνδέει τὰς δύο σφαίρας.

Χωρὶς νὰ ἀκολουθήσωμεν τὴν ἱστορικὴν σειρὰν τῶν πειραμάτων τοῦ Hertz ἀναγράφομεν συντόμως τὰ σπουδαιότατα ἀποτελέσματα αὐτῶν. Θέτων ὁ Hertz τὸ ἀντηχεῖον πλησίον τοῦ ἐκκενωτοῦ A B (σχ. 737) μὲ τὸ σύρμα αβ παράλληλον πρὸς τὴν διεύθυνσιν A B παρετήρει, ρυθμίζων τὸν μεταβαλλόμενον πυκνωτήν, σπινθῆρα μεταξὺ τῶν σφαιρῶν τοῦ ἀντηχείου. Ἤδη τὸ πείραμα τοῦτο δεικνύει ὅτι εἰς τοὺς ἀγωγοὺς A B παράγονται ἐναλλασσόμενα ρεύματα, *ἠλεκτρομαγνητικαὶ δονήσεις*, καὶ ὅτι αὗται διὰ τοῦ περιβάλλοντος διηλεκτρικοῦ ἐπιδρῶσαι ἐπὶ τοῦ ἀντηχείου διεγείρουν καὶ εἰς αὐτὸ ἀντιστοίχους δονήσεις.

Ἔθεσε μετὰ ταῦτα ὁ Hertz εἰς ἀπόστασίν τινα ἀπὸ τοῦ *δονητοῦ* ἐπίπεδον μεταλλίνην πλάκα, ἡ ὁποία κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Maxwell ἀνακλᾷ τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα. Μετακινῶν τὸ ἀντηχεῖον μεταξὺ δονητοῦ καὶ κατόπτρου εἰς θέσεις μέν τινας παρετήρει ἰσχυροὺς σπινθῆρας εἰς ἄλλας δὲ θέσεις δὲν κατώρθωνε νὰ παρατηρήσῃ σπινθῆρας. Τοῦτο ἐδείκνυε ὅτι τὸ *πλάτος* τῶν περιοδικῶν μεταβολῶν παρουσίαζε μέγιστα καὶ ἐλάχιστα, ὅτι δηλ. ἐκ τῆς συμβολῆς τοῦ προσπίπτοντος καὶ τοῦ ἀνακλωμένου κύματος ἀνεπτύσσοντο *στάσιμα κύματα* (Τ. Α΄, § 328). Εἰς τὰς κοιλίας αὐτῶν παρετηροῦντο οἱ ἔντονοι σπινθῆρες, δὲν παρήγοντο δὲ εἰς τοὺς δεσμούς.

Ἀλλ᾽ ὡς γνωστὸν ἡ ἀπόστασις δύο δεσμῶν ἢ δύο κοιλιῶν εἶναι ἴση πρὸς τὸ ἥμισυ τοῦ μήκους κύματος, τὸ ὁποῖον οὕτω ἐμετρήθη,

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἐκ τούτου δὲ καὶ τῆς κατὰ τὸν τύπον τοῦ Thomson ὑπολογιζομένης συχνότητος τῶν δονήσεων τοῦ κυκλώματος εὑρέθη ὑπὸ τοῦ Hertz, ἐντὸς τῶν ὁρίων τῶν σφαλμάτων τῶν πρώτων τούτων πειραμάτων, ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων εἶναι ἴση πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός. Οὕτω διὰ τῶν κλασικῶν πειραμάτων τοῦ Hertz ἐδείχθη ἡ πεπερασμένη ταχύτης διαδόσεως τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν ἐπιδράσεων καὶ ἐστηρίχθη πειραματικῶς τὸ λαμπρὸν θεωρητικὸν οἰκοδόμημα τοῦ Maxwell.

Ὁ Hertz ἔδειξεν ἀκόμη τὴν ἀνάκλασιν τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων ἐπὶ κυλινδρικῶν παραβολικῶν κατόπτρων καὶ τὴν διάθλασιν αὐτῶν διὰ πρίσματος ἐκ πίσσης καὶ ἐβεβαίωσεν, ὅτι συμφώνως πρὸς τὴν θεωρίαν, οἱ μὲν ἀγωγοὶ εἶναι ἀδιαπέρατοι διὰ τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, τὰ δὲ διηλεκτρικὰ εἶναι περατά.

Κατὰ τὰ πειράματα ταῦτα ὁ δονητὴς εὑρίσκετο εἰς τὴν ἑστιακὴν γραμμὴν παραβολικοῦ κυλινδρικοῦ κατόπτρου ἐκ μεταλλίνου ἐλάσματος, ἀντὶ δὲ τοῦ κλειστοῦ ἀντηχείου μετεχειρίζετο *ἀνοικτόν*, ἀποτελούμενον ἀπὸ εὐθύγραμμον σύρμα στερεωμένον ἐπίσης εἰς τὴν ἑστιακὴν γραμμὴν ὁμοίου κυλινδρικοῦ παραβολικοῦ κατόπτρου. Τὸ σύρμα ἦτο διακεκομμένον εἰς τὸ μέσον καὶ τὰ δύο μέρη συνεδέοντο διὰ μονωμένων συρμάτων μὲ δύο σφαιρίδια εὑρισκόμενα ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου. Οἱ σπινθῆρες παρήγοντο μεταξὺ τῶν σφαιριδίων τούτων.

Παρενθέσας εἰς τὸν δρόμον τῶν κυμάτων ξύλινον πλαίσιον, ἐπὶ τοῦ ὁποίου ἦσαν τεταμένα μετάλλινα σύρματα, παρετήρησεν ὅτι ὅταν τὰ σύρματα ἦσαν παράλληλα πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου (τὴν διεύθυνσιν AB τοῦ δονητοῦ) τὰ κύματα δὲν διήρχοντο. Ὅταν τὰ σύρματα ἦσαν κάθετα ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου τὰ κύματα διήρχοντο ἀκωλύτως, ὅταν δὲ ἡ διεύθυνσις τῶν συρμάτων ἦτο διάμεσος τὰ κύματα διήρχοντο μὲ ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως. Τὰ οὕτω παραγόμενα ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα παρουσιάζουν λοιπὸν ἰδιότητας *πολώσεως*, αἱ ὁποῖαι εἶναι εὐνόητοι ἕνεκα τοῦ ἐγκαρσίου τῶν περιοδικῶν μεταβολῶν καὶ τῶν ἐντελῶς ὡρισμένων ἐπιπέδων, ἐπὶ τῶν ὁποίων εὑρίσκονται τὰ χαρακτηριστικὰ τοῦ κύματος ἀνύσματα.

Ὁ Hertz ἔφθασε μέχρι μήκους κύματος 66 cm. Ἄλλοι πει-

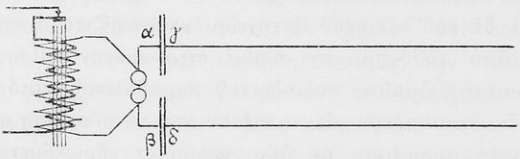
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ραματισταὶ ἔφθασαν βραδύτερον μέχρι μήκους κύματος ὀλίγων χιλιοστῶν τοῦ μέτρου.

§ 1099. *Εἴδη ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων.* Τὰ κύματα, τὰ ὁποῖα περιεγράψαμεν εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, διαδίδονται ἐλευθέρως εἰς τὸν χῶρον καὶ εἰς ἀρκετὴν ἀπὸ τοῦ δονητοῦ ἀπόστασιν ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς σφαιρικά, εἰς ἀκόμη δὲ μεγαλυτέραν ἀπόστασιν καὶ ἐφ' ὅσον περιοριζόμεθα εἰς μικρὸν μέρος τοῦ μετώπου αὐτῶν ἠμποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς ἐπίπεδα.

Ἰδιαίτερον εἶδος κυμάτων ἀποτελοῦν τὰ κύματα, τὰ ὁποῖα διαδίδονται κατὰ μῆκος συρμάτων. Τοιαῦτα ἦσαν τὰ πρῶτον κατὰ χρονολογικὴν τάξιν παρατηρηθέντα ὑπὸ τοῦ Hertz δεικνύονται δὲ αἱ ἰδιότητες αὐτῶν πολὺ χαρακτηριστικῶς διὰ τῆς ἐξῆς ὑπὸ τοῦ Lecher τροποποιηθείσης διατάξεως.

Δονητὴς ἀποτελούμενος ἀπὸ δύο πλάκας μεταλλίνας α, β, (σχ. 739)



Σχ. 737.

αἱ ὁποῖαι συγκοινωνοῦν μὲ τὰς δύο σφαίρας ἐκκενώτου, διεγείρεται εἰς δονήσεις διὰ πηνίου τοῦ Ruhmkorff. Ἀπέναντι τῶν πλακῶν α, β, εὑρίσκονται δύο ὅμοιαι μονωμέναι πλάκες γ, δ, ἀπὸ τὰς ὁποίας ἀναχωροῦν δύο παράλληλα σύρματα στερεωμένα κατὰ τὸ ἄλλο ἄκρον εἰς μονωτικὰ στηρίγματα. Ὅταν ὁ δονητὴς διεγερθῇ, φορτίζονται ἐναλλασσομένως αἱ πλάκες γ, δ καὶ κατὰ μῆκος τῶν συρμάτων διαδίδονται ἰδιότυπα κύματα. Τὰ κύματα ταῦτα ἀνακλῶνται εἰς τὰ ἐλεύθερα ἄκρα τῶν συρμάτων καὶ οὕτω ἀναπτύσσονται στάσιμα κύματα, τῶν ὁποίων τὰς κοιλίας ἠμποροῦμεν νὰ ἀνεύρωμεν θέτοντες μεταξὺ τῶν δύο συρμάτων σωλῆνα Geissler. Εἰς τὰς κοιλίας ὁ σωλὴν φωτοβολεῖ ἐντόνως.

Ὁ Hertz κατὰ τὰ πρῶτα αὐτοῦ πειράματα παρατηρῶν τὴν συμβολὴν τῶν διὰ τοῦ σύρματος διαδιδομένων κυμάτων μὲ τὰ ἐλευθέρως ἐντὸς τοῦ ἀέρος διαδιδόμενα ἐνόμισεν ὅτι ἡ ταχύτης διαδό-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σεως αὐτῶν εἶναι πολὺ μικροτέρα τῆς ταχύτητος τῶν ἐλευθέρως διαδιδομένων. Μεταγενέστερα πειράματα τῶν Sarasin καὶ de la Rive καὶ αὐτοῦ τοῦ Hertz ἔδειξαν ὅτι ἡ ταχύτης εἶναι ἡ αὐτή, εἴτε τὸ κῦμα διαδίδεται ἐλευθέρως, εἴτε διαδίδεται κατὰ μῆκος σύρματος.

Τὰ κατὰ μῆκος συρμάτων διαδιδόμενα κύματα δὲν διαφέρουν κατ' ἀρχὴν ἀπὸ τὰ ἤδη περιγραφέντα ἐναλλασσόμενα ρεύματα εἰμὴ κατὰ τοῦτο, ὅτι εἰς μὲν τὰ συνήθη ἐναλλασσόμενα ρεύματα, συχνότητος π. χ. 50 περιόδων κατὰ δευτερόλεπτον, τὸ μῆκος κύματος εἶναι 300000/50 = 60000 χιλιόμετρα καὶ ἑπομένως εἰς ἀγωγοὺς μήκους ὀλίγων χιλιομέτρων ἡ φάσις εἶναι πρακτικῶς ἡ αὐτὴ καθ' ὅλον τὸ μῆκος, εἰς δὲ τὰ κατὰ τὴν μέθοδον π. χ. τοῦ Lecher παραγόμενα ρεύματα ἡ συχνότης εἶναι μεγάλη, (π. χ. 50000000) περίοδοι κατὰ δευτερόλεπτον), τὸ μῆκος κύματος μικρὸν (6 m) καὶ ἑπομένως εἶναι ἀντιληπταὶ αἱ χαρακτηρίζουσαι τὸ κῦμα διαφοραὶ φάσεως.

Ἡ θεωρητικὴ ἔρευνα δεικνύει (Sommerfeld) ὅτι τὸ ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ ἐπιπολαίου μόνον στρώματος τοῦ σύρματος (§ 1014) καὶ ὅτι ἐκ τούτου ἡ ἀντίστασις τοῦ σύρματος σημαντικῶς αὐξάνεται καὶ ἀκόμη ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως εἶναι πάντοτε κατά τι μικροτέρα τῆς διαδόσεως τῶν ἐλευθέρων κυμάτων.

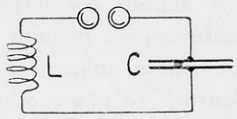
Διάμεσον εἶδος κυμάτων ἀποτελοῦν τὰ κύματα ἐπιφανείας, τὰ κύματα δηλ. τὰ ὁποῖα διαδίδονται κατὰ τὴν διεύθυνσιν ἐπιφανείας ἡ ὁποία χωρίζει δύο διάφορα μέσα. Τοιαῦτα π. χ. εἶναι τὰ κύματα τῆς ἀσυρμάτου τηλεγραφίας, τὰ ὁποῖα διαδίδονται περιοριζόμενα κυρίως περὶ τὴν ἐπιφάνειαν τῆς γῆς. Καὶ τῶν κυμάτων τούτων ἡ ταχύτης διαδόσεως εἶναι κατά τι μικροτέρα τῆς ταχύτητος τῶν ἐλευθέρως ἐντὸς τοῦ ἀέρος διαδιδομένων κυμάτων.

§ 1100. ***Τρόποι διεγέρσεως ἠλεκτρομαγνητικῶν δονήσεων.*** Ὁ κατὰ σειρὰν ἱστορικὴν πρῶτος τρόπος διεγέρσεως ἠλεκτρομαγνητικῶν δονήσεων συνίσταται εἰς τὴν πλήρωσιν πυκνωτοῦ, π. χ. λουγδουνικῆς λαγήνου, καὶ τὴν ἐκκένωσιν αὐτοῦ διὰ κυκλώματος περιέχοντος ἐκκενωτὴν μὲ σφαίρας καὶ αὐτεπαγωγὴν (σχ. 740). Ἡ φόρτισις γίνεται συνήθως διὰ πηνίου Ruhmkorff.

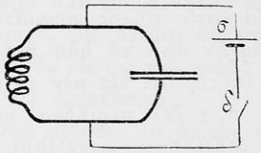
Ὅταν εἰς τὸ κύκλωμα δὲν ὑπάρχει ἐκκενωτὴς μὲ σφαίρας, ἠμποροῦμεν νὰ διεγείρωμεν δονήσεις κατὰ τὸν ἑξῆς τρόπον. Συνδέο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μεν δύο σημεῖα τοῦ κυκλώματος, π. χ. τοὺς δύο ὁπλισμοὺς πυκνωτοῦ ἢ τὰ δύο ἄκρα πηνίου αὐτεπαγωγῆς (σχ. 741) μὲ στήλην ἠλεκτρικὴν παρεμβάλλοντες διακόπτην, διὰ τοῦ ὁποίου ρυθμικῶς ἀποκαθιστῶμεν καὶ διακόπτομεν τὸ κύκλωμα τῆς στήλης. Οὕτω μετα-



Σχ. 740.



Σχ. 741.

βάλλομεν εἰς ἑκάστην διακοπὴν τὴν ἠλεκτρικὴν ἰσορροπίαν τοῦ συστήματος καὶ ἐκ τούτου ἀναπτύσσονται εἰς αὐτὸ δονήσεις. Ἡ διέγερσις αὕτη ὀνομάζεται *ὠστική*.

Ὁ μηχανισμὸς τῆς διεγέρσεως ἔχει λεπτομερέστερον ὡς ἑξῆς. Ὅταν κλείεται ὁ διακόπτης, ἡ αὐτεπαγωγὴ ἐνεργεῖ *ἀποπνικτικῶς* (§ 1014). Οἱ ὁπλισμοὶ τοῦ πυκνωτοῦ λοιπὸν εἶναι ἡνωμένοι μὲ τοὺς πόλους τῆς στήλης χωρίς, κατὰ τὰς πρώτας τοὐλάχιστον στιγμάς, νὰ συγκοινωνοῦν μεταξύ των. Ἕνεκα τούτου φορτίζονται καί, ὅταν ἀμέσως μετὰ ταῦτα διακοπῇ ἡ συγκοινωνία μὲ τὴν στήλην ἐκκενοῦνται διὰ τῆς αὐτεπαγωγῆς καὶ ἡ ἐκκένωσις εἶναι ἐναλλασσομένη. Τὸ σπουδαιότατον ὄργανον διὰ τὴν ὠστικὴν διέγερσιν εἶναι καλὸς ρυθμικὸς διακόπτης, τὴν συχνότητα τῶν διακοπτῶν τοῦ ὁποίου ἐκλέγομεν συνήθως ὄχι πολὺ διάφορον τῶν 500 κατὰ δευτερόλεπτον (πρβλ. § 1104).

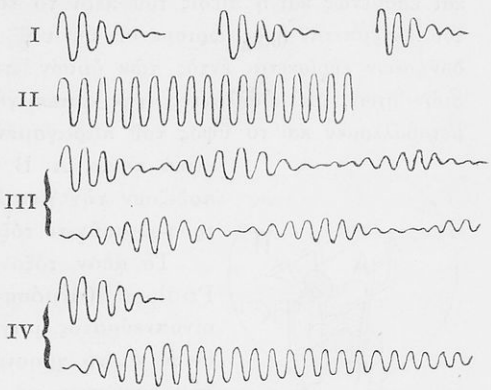
Ὅταν εἰς τὸ κύκλωμα διεγείρεται δόνησις κατὰ τοὺς ἐκτεθέντας τρόπους, ἐνέργεια ἀποθηκεύεται καθ' ἑκάστην φόρτισιν τοῦ πυκνωτοῦ καί, ἐφ' ὅσον αἱ δονήσεις διαρκοῦν, ἡ ἐνέργεια αὕτη τὸ μὲν ἀκτινοβολεῖται ὑπὸ μορφὴν κυμάτων ἠλεκτρομαγνητικῶν, τὸ δὲ μετατρέπεται εἰς θερμότητα τοῦ Joule. Ἐκ τούτου τὸ διαθέσιμον ποσὸν ἐνεργείας ἐλαττώνεται καὶ αἱ δονήσεις φθίνουν, ἐπίσης δὲ καὶ τὰ ἐκπεμπόμενα κύματα εἶναι φθίνοντα (σχ. 742 I).

Ἂν θέλωμεν τὸ πλάτος τῶν δονήσεων νὰ μένῃ ἀμείωτον (σχ. 742 II), πρέπει νὰ ἀναπληρώνωμεν διαρκῶς τὰς ἐκ τῆς ἀκτινοβο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

λίας καὶ τῆς μετατροπῆς εἰς θερμότητα τοῦ Joule ἀπωλείας. Τοῦτο κατορθώνεται κατὰ διαφόρους τρόπους.

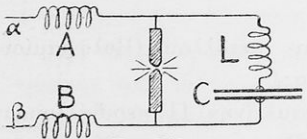
Ἁπλούστατος θεωρητικῶς εἶναι ὁ τρόπος παραγωγῆς ἀμειώτων ἠλεκτρομαγνητικῶν δονήσεων δι' ἐναλλακτῆρος μεγάλης συχνότητος, ἀλλ' ἡ τεχνικὴ λύσις τοῦ προβλήματος τούτου παρουσίασε μεγάλας δυσκολίας καὶ μόλις πρὸ ὀλίγου ἐπετεύχθη μὲ βέβαια ἀποτελέσματα (Alexanderson). Τοιαύτη μηχανὴ ἰσχύος 2 Kw κατεσκευάσθη ἐσχάτως παρέχουσα 100000 περιόδους κατὰ δευτερόλεπτον. Ὁ ρώτωρ τῆς μηχανῆς ταύτης ἐκτελεῖ 20000 περιστροφὰς κατὰ λεπτόν.



Σχ. 742.

Ἄλλη λύσις (Goldschmidt) συνίσταται εἰς τὴν δι' ἐναλλακτῆρος παραγωγὴν ἐναλλασσομένου ρεύματος, τοῦ ὁποίου ἡ μορφὴ νὰ ἀπέχῃ πολὺ τῆς καθαρᾶς ἡμιτονοειδοῦς, εἰς τὸ ὁποῖον δηλ. νὰ περιέχωνται πολλαὶ ἀνώτεραι ἁρμονικαὶ συχνότητες, καὶ εἰς τὴν ἐπιλογὴν καὶ ἐνίσχυσιν τῶν ὑψηλῶν τούτων συχνοτήτων διὰ καταλλήλων κυκλωμάτων (πρβλ. § 1016).

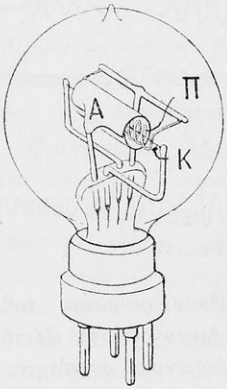
Ἀξιοσημείωτος διὰ τὴν ἁπλότητά της εἶναι ἡ διέγερσις ἀμειώτων δονήσεων μὲ τὴν βοήθειαν ἠλεκτρικοῦ τόξου (Duddell). Ἂν δηλ. συνδέσωμεν τοὺς δύο ἄνθρακας τόξου (σχ. 743), τροφοδοτουμένου ἀπὸ τοὺς ἀγωγοὺς α, β, μὲ τοὺς δύο ὁπλισμοὺς τοῦ πυκνωτοῦ C παρενθέτοντες σπεῖραν αὐτεπαγωγῆς L, ἀναπτύσσονται εἰς τὸ ἐκ τοῦ τόξου, τῆς αὐτεπαγωγῆς καὶ τοῦ πυκνωτοῦ ἀποτελούμενον κύκλωμα δονήσεις ἀμείωτοι, τῶν ὁποίων ἡ περίοδος παρέχεται ἀπὸ τὸν τύπον τοῦ Thomson, καὶ τῶν ὁποίων ἡ ἐνέργεια λαμβάνεται



Σχ. 743.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἀπὸ τὴν τροφοδοτοῦσαν τὸ τόξον πηγήν. Τὸ ἐκ τῶν δονήσεων τούτων ἐναλλασσόμενον ρεῦμα προστίθεται εἰς τὸ συνεχὲς ρεῦμα τὸ ἐκ τῶν ἀγωγῶν α, β διαρρέον τὸ τόξον οὕτως ὥστε εἰς αὐτὸ τὸ τόξον ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ὑφίσταται περιοδικὰς αὐξομειώσεις. Ἐκ τούτου αὐξομειώνεται περιοδικῶς καὶ ἡ ἀναπτυσσομένη θερμότης καὶ ἐπομένως καὶ ἡ πίεσις τοῦ περὶ τὸ τόξον ἀέρος καὶ ἐκ τοῦ τόξου ἐκπέμπεται ἦχος ὡρισμένου ὕψους, ἐφ' ὅσον ἡ συχνότης τῶν δονήσεων εὑρίσκεται ἐντὸς τῶν ὁρίων τῆς συχνότητος τῶν ἀκουστῶν ἤχων. Μεταβάλλοντες τὴν αὐτεπαγωγὴν ἢ τὴν χωρητικότητα μεταβάλλομεν καὶ τὸ ὕψος τοῦ παραγομένου ἤχου. Τὰ δύο ἀποπνικτικὰ πηνία Α, Β χρησιμεύουν εἰς τὸ νὰ ἐμποδίζουν τὴν μετάδοσιν τῶν δονήσεων εἰς τὸ τροφοδοτοῦν τὸ τόξον κύκλωμα (πρβλ. § 1014).



Σχ. 744.

Τὸ ᾄδον τόξον ἐτελειοποίησε τεχνικῶς ὁ Poulsen (ἀτμόσφαιρα ὑδρογόνου ἢ ἀτμῶν οἰνοπνεύματος, μαγνητικὸν πεδίον) καὶ κατώρθωσε νὰ τὸ χρησιμοποιήσῃ εἰς τὴν παραγωγὴν δονήσεων μὲ μεγάλας συχνότητας, μέχρι 1.500.000 περιόδων κατὰ δευτερόλεπτον (μ.κ 200 m), καταλλήλους διὰ τὴν ἀσύρματον τηλεγραφίαν καὶ τηλεφωνίαν.

Εἷς τῶν σπουδαιοτάτων τρόπων παραγωγῆς ἀμειώτων δονήσεων εἶναι ὁ διὰ τῶν καλουμένων *τριόδων λαμπτήρων* (Lee de Forest).

Οἱ λαμπτῆρες οὗτοι (σχ. 744) εἶναι ἀερόκενοι σωλῆνες, ἀπὸ τοὺς ὁποίους ἀφῃρέθη ὁ ἀὴρ μέχρι τοῦ ἀκροτάτου δυνατοῦ ὁρίου καὶ οἱ ὁποῖοι περιέχουν :

α') *Σύρμα* Κ (κάθοδον) ἐκ δυστήκτου μετάλλου (Βολφραμίου) καταλῆγον εἰς δύο ἐξωτερικοὺς ἀκροδέκτας.

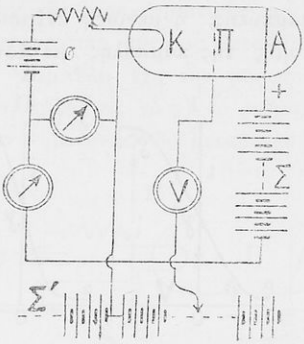
β') *Πλέγμα* μεταλλινον ἢ *σπεῖραν* μεταλλίνην Π περιβάλλουσαν τὸ σύρμα καὶ καταλήγουσαν εἰς τρίτον ἐξωτερικὸν ἀκροδέκτην, καὶ

γ') *Πλάκα* μεταλλίνην κυλινδρικὴν Α (ἄνοδον) περιβάλλουσαν τὴν σπεῖραν καὶ συγκοινωνοῦσαν μὲ τέταρτον ἐξωτερικὸν ἀκροδέκτην

Ἂν διὰ βοηθητικῆς στήλης σ_1 ὀλίγων Volt (4—6) διαπυρώσωμεν τὸ σύρμα (σχ. 745) ἠλεκτρόνια ἐκπέμπονται καὶ ἂν ἐνώσω-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μεν τὸ μὲν σύρμα μὲ τὸν ἀρνητικὸν πόλον στήλης ἀρκετῶν Volt (40—80) τὴν δὲ πλάκα μὲ τὸν θετικόν, ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ κυκλώματος, τὸ ὁποῖον ἐντὸς τοῦ λαμπτῆρος ἄγεται διὰ μεταφορᾶς ὑπὸ τῶν ἠλεκτρονίων. Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος τούτου ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ σύρματος καὶ ἀπὸ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ σύρματος-πλακός. Τὸ πλέγμα (ἢ ἡ σπεῖρα), τὸ ὁποῖον εἰς τὸ σχῆμα 745 παριστᾷ ἡ στικτὴ γραμμὴ Π, εὑρίσκεται μεταξὺ σύρματος καὶ πλακὸς καὶ μεταβάλλοντες τὸ δυναμικὸν αὐτοῦ εὐκολύνομεν ἢ δυσχεραίνομεν τὴν ροὴν τῶν ἠλεκτρονίων. Ἂν π. χ. τὸ δυναμικὸν εἶναι πολὺ χαμηλότερον τοῦ τοῦ σύρματος, τὰ ἠλεκτρόνια ἀπωθοῦνται καὶ εἶναι δυνατὸν νὰ ἐμποδισθῇ τελείως ἡ μετάβασις αὐτῶν εἰς τὴν πλάκα. Ἀλλ' ἐκ τῆς ἐντάσεως τῆς ροῆς τῶν ἠλεκτρονίων ἐξαρτᾶται ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος καὶ ἑπομένως ἠμποροῦμεν μεταβάλλοντες τὸ δυναμικὸν τοῦ πλέγματος νὰ μεταβάλλωμεν κατὰ βούλησιν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διέρχεται ἐκ τοῦ σύρματος εἰς τὴν πλάκα.



Σχ. 745.

Ἡ σχέσις τῆς ἐντάσεως i τοῦ μεταξὺ σύρματος καὶ πλακὸς ρεύματος πρὸς τὴν δ. δ. V πλέγματος-σύρματος ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν τῆς καθόδου καὶ σταθερὰν ἐπίσης δ. δ. ἀνόδου-καθόδου παρέχεται ἀπὸ τὰς καμπύλας τοῦ σχ. 746, αἱ ὁποῖαι ὀνομάζονται *χαρακτηριστικαὶ καμπύλαι.*

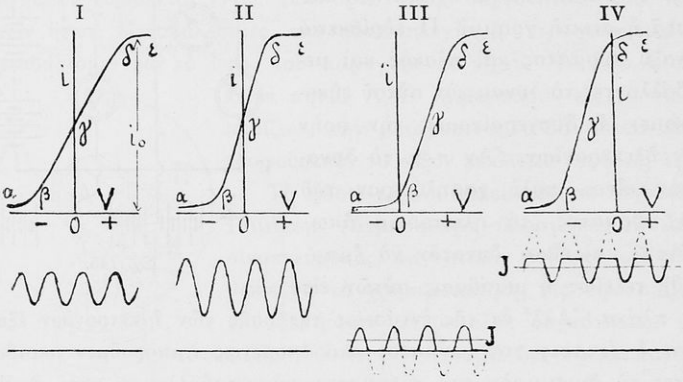
Αἱ καμπύλαι ὅλαι ἔχουν παρομοίαν μορφήν. Ὅταν δηλ. τὸ δυναμικὸν τοῦ πλέγματος εἶναι πολὺ χαμηλότερον τοῦ δυναμικοῦ τοῦ σύρματος (καθόδου), ρεῦμα σχεδὸν δὲν διέρχεται μεταξὺ καθόδου καὶ ἀνόδου (τμῆμα αβ). Ἀπὸ τοῦ σημείου β αὐξανομένου τοῦ δυναμικοῦ τοῦ πλέγματος αὐξάνεται *ἀναλόγως* περίπου καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, καὶ μάλιστα τόσον περισσότερον ὅσον ἀποτομώτερον ἀνέρχεται τὸ τμῆμα βγδ τῆς καμπύλης. Ἀπὸ τοῦ σημείου δ καὶ πέραν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

καὶ ἂν ἀκόμη αὐξηθῇ τὸ δυναμικὸν τοῦ πλέγματος ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος δὲν μεταβάλλεται (τμῆμα δε).

Ἰδιαιτέραν σπουδαιότητα ἔχουν τὰ σημεῖα β καὶ δ, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ καμπύλη ἀποτόμως ἀλλάσσει διεύθυνσιν.

Ἡ κλίσις τοῦ κατὰ προσέγγισιν εὐθυγράμμου τμήματος β δ τῆς καμπύλης, ἡ μεγίστη ἔντασις i_0 τοῦ ρεύματος καὶ τὸ σημεῖον τῆς τομῆς τῆς καμπύλης μὲ τὸν ἄξονα V=0 (δυναμικὸν πλέγματος



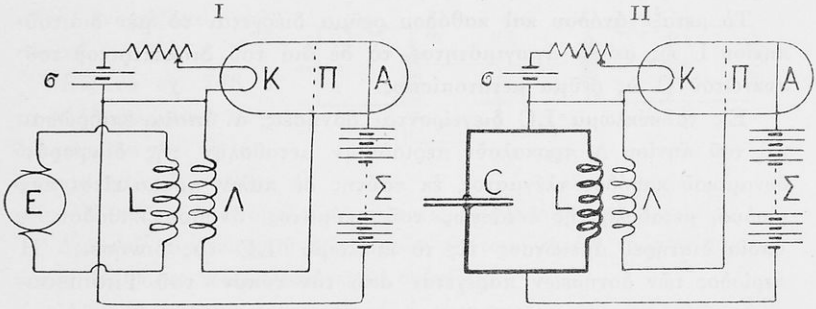
Σχ. 746.

ἴσον πρὸς τὸ τῆς καθόδου) ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν κατασκευὴν τοῦ λαμπτῆρος, ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ νήματος καὶ ἀπὸ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ ἀνόδου - καθόδου. Οὕτω π. χ. ἡ καμπύλη II τοῦ σχ. 746 ἀνέρχεται ἀτοτομώτερον τῆς καμπύλης I. Εἰς τὴν αὐτὴν μεταβολὴν τοῦ δυναμικοῦ τοῦ πλέγματος ἀντιστοιχεῖ λοιπὸν εἰς τὸν λαμπτῆρα τῆς καμπύλης II μεγαλυτέρα μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος παρὰ εἰς τὸν λαμπτῆρα τῆς καμπύλης I. Εἰς τὰς καμπύλας I, II ἡ τομὴ μὲ τὸν ἄξονα V=0 εὑρίσκεται εἰς τὸ γ, εἰς τὸ μέσον περίπου τοῦ εὐθυγράμμου τμήματος. Εἰς τὴν καμπύλην III ἡ τομὴ εὑρίσκεται εἰς τὸ σημεῖον β, εἰς δὲ τὴν καμπύλην IV ἡ τομὴ εὑρίσκεται εἰς τὸ δ.

Ὑποθέσωμεν ὅτι μεταξὺ καθόδου καὶ πλέγματος παρενθέτομεν ἀντὶ τῆς στήλης Σ, πηγὴν ἐναλλασσομένης ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως Πρὸς τοῦτο ἠμποροῦμεν π. χ. νὰ συνδέσωμεν (σχ. 747, I) τὸ πλέγμα

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

διὰ τῆς σπείρας Λ μὲ τὴν κάθοδον καὶ νὰ πλησιάσωμεν εἰς τὴν σπείραν Λ τὴν σπείραν L, διαρρεομένην ἀπὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, προερχόμενον ἀπὸ τὴν πηγὴν Ε. Τὸ δυναμικὸν τοῦ πλέγματος θὰ μεταβάλλεται περὶ τὴν τιμὴν τοῦ δυναμικοῦ τοῦ σύρματος καὶ μεταξὺ καθόδου καὶ ἀνόδου θὰ διέρχεται ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, τοῦ ὁποίου ἡ μορφὴ θὰ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν μορφὴν τῆς χαρακτηριστικῆς καμπύλης τοῦ λαμπτῆρος. Ἂν π. χ. ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις μεταβάλλεται ἁρμονικῶς καὶ ἡ χαρακτηριστικὴ καμπύλη ἔχῃ τὴν μορφὴν Ι ἢ ΙΙ τοῦ σχ. 745 (τομὴ ἄξονος καὶ καμπύλης εἰς τὸ γ) τὸ ρεῦμα, τῆς αὐτῆς πάντοτε φορᾶς, θὰ ἔχῃ ἔντασιν ἡμιτονοειδῶς μεταβαλλο-



Σχ. 747.

μένην περὶ μέσην τινὰ τιμήν, θὰ ἰσοδυναμῇ δηλ. μὲ τὸ ἄθροισμα συνεχοῦς καὶ ἡμιτονοειδοῦς ρεύματος ὅπως εἰς τὸ σχ. 745 δεικνύουν αἱ ὑποκάτω τῶν χαρακτηριστικῶν καμπύλαι. Ὁ τρίοδος λαμπτὴρ ἐνεργεῖ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ὡς *ἐνισχυτὴς* διότι μεταβολὴ τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως μικροῦ πλάτους προκαλεῖ μεταξὺ ἀνόδου-καθόδου ρεῦμα ἐναλλασσόμενον μεγάλου σχετικῶς πλάτους.

Ἂν ἡ χαρακτηριστικὴ καμπύλη ἔχῃ τὴν μορφὴν ΙΙΙ (τομὴ εἰς τὸ β), ὅταν μὲν τὸ δυναμικὸν τοῦ πλέγματος γίνεται ἀνώτερον τοῦ τῆς καθόδου, ρεῦμα θὰ διέρχεται, ὅταν ὅμως τὸ δυναμικὸν γίνεται κατώτερον τοῦ τῆς καθόδου ρεῦμα δὲν θὰ διέρχεται. Τὸ ρεῦμα λοιπὸν θὰ εἶναι ἡμιτονοειδὲς *ἡμιανορθωμένον*, ἡμιτονοειδὲς δηλ. τοῦ ὁποίου λείπουν ἐναλλὰξ αἱ ἡμιπερίοδοι. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ὁ λαμπτὴρ ἐνεργεῖ ὡς *βαλβίς*.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Εἰς τὴν χαρακτηριστικὴν καμπύλην 745 IV ἀντιστοιχεῖ ρεῦμα τὸ ὁποῖον ἰσοδυναμεῖ μὲ τὸ ἄθροισμα συνεχοῦς καὶ ἡμιανορθωμένου μὲ ἀρνητικὰς ἡμιπεριόδους. Ὁ λαμπτὴρ καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην λειτουργεῖ ὡς *βαλβίς*.

Ἂν, ἀντὶ νὰ διαβιβάσωμεν διὰ τῆς σπείρας L τὸ ἐκ τῆς πηγῆς Ε προερχόμενον ρεῦμα, διαβιβάσωμεν αὐτὸ τοῦτο τὸ ρεῦμα ἀνόδου-καθόδου συνδέοντες τὰ ἄκρα τῆς σπείρας μὲ τοὺς δύο ὁπλισμούς τοῦ πυκνωτοῦ C, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχ. 746 II, εἶναι δυνατὸν ὑπὸ καταλλήλους ὅρους, τῶν ὁποίων ἡ ἐξέτασις ἐνταῦθα θὰ παρεῖλκε, νὰ ἀναπτυχθοῦν ἀμείωτοι δονήσεις εἰς τὸ κύκλωμα, τῶν ὁποίων ἡ ἐνέργεια παρέχεται ἀπὸ τὴν στήλην Σ.

Τὸ μεταξὺ ἀνόδου καὶ καθόδου ρεῦμα διέρχεται τὸ μὲν διὰ τοῦ πηνίου L ὡς ρεῦμα ἀγωγιμότητος, τὸ δὲ διὰ τοῦ διηλεκτρικοῦ τοῦ πυκνωτοῦ C ὡς ρεῦμα μετατοπίσεως.

Εἰς τὸ κύκλωμα LC διεγείρονται δονήσεις, αἱ ὁποῖαι ἐπιδρῶσαι ἐπὶ τοῦ πηνίου Λ προκαλοῦν περιοδικὴν μεταβολὴν τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ καθόδου-πλέγματος, ἐκ ταύτης δὲ πάλιν προκαλεῖται περιοδικὴ μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἀνόδου-καθόδου, ἡ ὁποία διατηρεῖ ἀμειώτους εἰς τὸ κύκλωμα LC τὰς δονήσεις. Ἡ περίοδος τῶν δονήσεων παρέχεται ἀπὸ τὸν τύπον τοῦ Thomson.

§ 1101. ***Διέγερσις δι' ἐπαγωγῆς***. Αἱ ἠλεκτρομαγνητικαὶ δονήσεις πρωτεύοντος κυκλώματος ἠμποροῦν νὰ διεγείρουν εἰς δευτερεῦον κύκλωμα δονήσεις τόσον ἐντονωτέρας, ὅσον συμφωνότεραι εἶναι αἱ ἴδιαι συχνότητες τῶν δύο κυκλωμάτων καὶ ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ συντελεστὴς ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς αὐτῶν. Συνήθως ἡ αὐτεπαγωγὴ τῶν κυκλωμάτων εἶναι ἐντοπισμένη εἰς σπείρας ἢ πηνία αὐτεπαγωγῆς καὶ ὁ συντελεστὴς ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς ρυθμίζεται διὰ τῆς ὡς πρὸς ἄλληλα θέσεως τῶν πηνίων αὐτεπαγωγῆς τῶν δύο κυκλωμάτων (σχ. 748. 1).

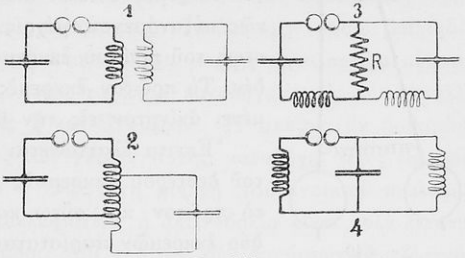
Ὅταν δύο κυκλώματα συνδέωνται κατὰ τὸν τρόπον τοῦτον, λέγομεν ὅτι εἶναι *συνεζευγμένα ἐπαγωγικῶς* καὶ ἡ σύζευξις εἶναι τόσον στενωτέρα, ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ συντελεστὴς ἐπαγωγῆς ἐν σχέσει πρὸς τοὺς συντελεστὰς αὐτεπαγωγῆς. Σημειωτέον ὅτι μέρος τῶν πηνίων αὐτεπαγωγῆς ἠμπορεῖ νὰ εἶναι κοινὸν εἰς τὰ δύο κυκλώματα (σχ. 748. 2). Ἐπίσης εἶναι δυνατὸν τὸ ἓν πηνίον νὰ περιβάλλῃ ἐν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὅλῳ ἢ ἐν μέρει τὸ ἄλλο καὶ νὰ ὑπάρχῃ ἐντὸς τοῦ ἐσωτερικοῦ σιδηροῦς πυρήν.

Ἐκτὸς τῆς ἐπαγωγικῆς συζεύξεως ὑπάρχουν δύο ἀκόμη ἁπλοῖ τρόποι συζεύξεως.

Εἰς τὸ σχ. 748, 3 τὰ δύο κυκλώματα συνδέονται διὰ τῆς κοινῆς ἄνευ αὐτεπαγωγῆς ἀντιστάσεως R. Ἡ ἐκ τῶν δονήσεων τοῦ πρωτεύοντος κυκλώματος ἀναπτυσσομένη δ. δ. εἰς τὰ πέρατα τῆς ἀντιστάσεως R προκαλεῖ τὰς δευτερογενεῖς δονήσεις εἰς τὸ δευτερεῦον κύκλωμα. Ἡ σύζευξις αὕτη ὀνομάζεται *γαλβανική*.



Σχ. 748.

Εἰς τὸ σχ. 748, 4 τὰ δύο κυκλώματα συνδέονται διὰ τοῦ εἰς ἀμφότερα κοινοῦ πυκνωτοῦ. Ἡ σύζευξις ὀνομάζεται *σύζευξις χωρητικότητος*.

Διὰ τοῦ συνδυασμοῦ τῶν τριῶν τούτων ἁπλῶν τρόπων προκύπτουν διάφοροι πολυπλοκώτεραι συζεύξεις.

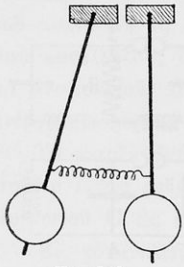
Ἀξία ἰδιαιτέρου λόγου εἶναι ἡ περίπτωσις τῆς συζεύξεως δύο κυκλωμάτων, τῶν ὁποίων ἡ ἰδία συχνότης εἶναι ἡ αὐτή, ἔστω ν, καὶ τῶν ὁποίων τὸ πρῶτον διεγείρεται εἰς φθινούσας δονήσεις. Διὰ τῆς συζεύξεως μεταβάλλεται ἡ ἰδία συχνότης καὶ ἀντὶ τῆς μιᾶς καὶ μόνης ἔχομεν δύο συχνότητας εἰς ἀμφότερα τὰ κυκλώματα, τὴν μὲν μίαν κατά τι μεγαλυτέραν τῆς ν τὴν δὲ ἄλλην κατά τι μικροτέραν. Ἐκ τῆς συμβολῆς τῶν δονήσεων τῶν δύο συχνοτήτων παράγονται συγκροτήσεις, οὕτως ὥστε εἰς ἀμφότερα τὰ κυκλώματα, τὸ πρωτεῦον καὶ τὸ δευτερεῦον, τὸ πλάτος τῶν δονήσεων περιοδικῶς αὐξομειώνεται καὶ εἰς τὰ μέγιστα τοῦ πλάτους τοῦ πρωτεύοντος ἀντιστοιχοῦν τὰ ἐλάχιστα τοῦ πλάτους τοῦ δευτερεύοντος καὶ ταὐτάπαλιν (σχ. 742, III). Ἡ ἐνέργεια τῆς δονήσεως μεταβαίνει λοιπὸν περιοδικῶς ἀπὸ τὸ ἓν κύκλωμα εἰς τὸ ἄλλο.

Ἂν, ὅταν τὸ πλάτος τῆς δονήσεως εἰς τὸ πρωτεῦον κύκλωμα μηδενισθῇ, καταστῇ ἀδύνατος ἡ ἀνάπτυξις δονήσεων εἰς αὐτό, ἡ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

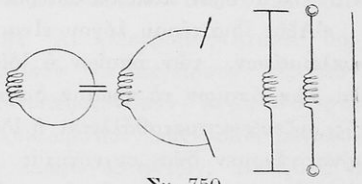
ἐνέργεια παραμένει ὁριστικῶς εἰς τὸ δευτερεῦον κύκλωμα, εἰς τὸ ὁποῖον ἔχομεν δονήσεις ἁπλῶς φθινούσας (σχ. 742, IV).

Μηχανικὸν ἀνάλογον τοῦ φαινομένου τούτου ἔχομεν ἂν συζεύξωμεν διὰ σπειροειδοῦς ἐλατηρίου δύο ὅμοια ἐκκρεμῆ, τῶν ὁποίων οἱ χρόνοι αἰωρήσεως εἶναι οἱ αὐτοὶ (σχ. 749). Ἂν θέσωμεν εἰς αἰώρησιν τὸ ἓν ἐκκρεμές, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ πλάτος τῆς αἰωρήσεως βαθμηδὸν ἐλαττώνεται, ἐνῷ τὸ συνεζευγμένον ἐκκρεμὲς ἐκτελεῖ αἰωρήσεις μὲ πλάτος διαρκῶς αὐξανόμενον, μέχρις ὅτου τὸ πλάτος αἰωρήσεως τοῦ πρώτου ἐκκρεμοῦς γίνῃ ἴσον πρὸς μηδέν. Τὸ πρῶτον ἐκκρεμὲς δηλ. ἐπὶ μίαν στιγμὴν μένει ἀκίνητον εἰς τὴν θέσιν ἰσορροπίας αὐτοῦ.


Σχ. 649.

Ἔπειτα ἐλαττώνεται τὸ πλάτος τῆς κινήσεως τοῦ δευτέρου ἐκκρεμοῦς καὶ ἀρχίζει νὰ αἰωρῆται τὸ πρῶτον καὶ οὕτω καθεξῆς. Ἡ κίνησις τῶν δύο ἐκκρεμῶν παρίσταται ἀπὸ καμπύλας ἀκριβῶς τῆς μορφῆς τοῦ διαγράμματος 742, III.

Ἂν, καθ' ἣν στιγμὴν τὸ ἓν ἐκκρεμὲς μένει ἀκίνητον, στερεώσωμεν αὐτὸ ὥστε νὰ μὴ ἠμπορῇ πλέον νὰ αἰωρῆται, ἡ ἐνέργεια τῆς αἰωρήσεως παραμένει ὁριστικῶς εἰς τὸ ἄλλο, τὸ ὁποῖον ἐκτελεῖ πλέον ἁπλῶς φθινούσας αἰωρήσεις (σχ. 742, IV).


Σχ. 750.

Τὰ δύο ἐκκρεμῆ ἠμποροῦμεν νὰ συζεύξωμεν καὶ χωρὶς ἐλατήριον, ἁπλῶς ἂν στηρίξωμεν τοὺς ἄξονας ἐξαρτήσεως αὐτῶν εἰς τὸ αὐτό, ὄχι πολὺ σταθερόν, στήριγμα (πρβλ. Τ. Α', σελ. 133 ὑποσημ.).

§ 1102. ***Κλειστὰ καὶ ἀνοικτὰ κυκλώματα.*** Ὅταν κύκλωμα ἀποτελούμενον ἀπὸ πυκνωτήν, τοῦ ὁποίου οἱ ὁπλισμοὶ συνδέονται διὰ σπείρας αὐτεπαγωγῆς (σχ. 750), διεγείρεται εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς δονήσεις, τὰ διαρρέοντα αὐτὸ ρεύματα εἶναι, καθὼς ἐπανειλημμένως ἐξετέθη, τὸ μὲν ρεύματα ἀγωγιμότητος, τὸ δὲ ρεύματα μετατοπίσεως. Τὰ ρεύματα μετατοπίσεως περιορίζονται εἰς τὸ μεταξὺ τῶν ὁπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ διηλεκτρικόν, ὅπου καὶ κυρίως εἶναι ἐντο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

πισμένον τὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον, καὶ ἕνεκα τούτου ἐλάχιστον ποσὸν τῆς ἐνεργείας τῆς δονήσεως ἀκτινοβολεῖται ὑπὸ μορφὴν κυμάτων, αἱ δὲ ἀπώλειαι καὶ ἡ ἐνδεχομένη μείωσις τοῦ πλάτους τῆς δονήσεως ὀφείλονται σχεδὸν ἀποκλειστικῶς εἰς μεταβολὴν τῆς ἐνεργείας εἰς θερμότητα τοῦ Joule.

Ἂν φαντασθῶμεν τοὺς ὁπλισμοὺς τοῦ πυκνωτοῦ βαθμηδὸν ἀπομακρυνομένους ἀπ' ἀλλήλων, τὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον ἐξαπλώνεται διαρκῶς περισσότερον καὶ ἡ ἀκτινοβολία τοῦ συστήματος αὐξάνεται. Ἀπὸ τοῦ *κλειστοῦ* συστήματος μεταβαίνομεν οὕτω βαθμηδὸν εἰς *ἀνοικτὸν* σύστημα, τοῦ ὁποίου ἄκρα μορφὴ εἶναι σπεῖρα αὐτεπαγωγῆς κυλινδρική, τῆς ὁποίας τὰ ἄκρα καταλήγουν εἰς δύο μεταλλίνας πλάκας, εἰς σφαίρας ἢ καὶ ἐλευθέρως. Ἡ σπεῖρα, ἂν βαθμηδὸν ἐλαττώνεται ἡ διάμετρος τῶν γύρων αὐτῆς, καταλήγει τέλος εἰς εὐθὺ σύρμα, τὸ ὁποῖον εἶναι ἡ ἀκροτάτη μορφὴ τοῦ ἀνοικτοῦ κυκλώματος. Τῶν ἀνοικτῶν κυκλωμάτων ἡ ἀκτινοβολία εἶναι πολὺ ἔντονος καὶ διὰ τοῦτο καὶ ἡ μείωσις τοῦ πλάτους τῶν δονήσεων εἶναι ἰσχυρὰ ἐφ' ὅσον ἡ ἐνέργεια δὲν ἀναπληρώνεται καταλλήλως. Τὰ κλειστὰ κυκλώματα τοὐναντίον, ἐφ' ὅσον ἡ ὠμεια ἀντίστασις τῶν ἀγωγῶν των εἶναι μικρά, ἔχουν πολὺ μικρὰν μείωσιν τοῦ πλάτους τῶν δονήσεων.

Εἰς τὰ ἀνοικτὰ κυκλώματα, καὶ ἰδίως εἰς τὰς ἄκρας αὐτῶν μορφάς, ἡ χωρητικότης καὶ ἡ αὐτεπαγωγὴ δὲν εἶναι ἐντοπισμέναι ὅπως εἰς τὰ κλειστά. Τὰ στοιχεῖα ταῦτα ὁρίζονται ἐκ τῆς πειραματικῶς ἢ καὶ εἰς σπανίας περιπτώσεις καὶ θεωρητικῶς εὑρισκομένης ἰδίας συχνότητος καὶ ἐξ ἄλλων τινων στοιχείων οὕτως ὥστε νὰ ἐπαληθεύεται ἡ ἐξίσωσις τοῦ Thomson.

Ἡ ἰδία συχνότης ἠμπορεῖ κατὰ προσέγγισιν εὐκόλως νὰ ὑπολογισθῇ εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ ἁπλοῦ σύρματος. Τὸ σύρμα διαρρέεται ἀπὸ τὰ ἰδιότυπα κύματα, τὰ ὁποῖα διαδίδονται μὲ τὴν ταχύτητα περίπου τοῦ φωτὸς (§ 1099) καὶ ἐκ τῆς ἀνακλάσεως τῶν ὁποίων παράγονται στάσιμα κύματα, ἀποτελούμενα ἀπὸ ἐναλλασσόμενα ρεύματα.

Τὰ μεταβλητὰ ποσὰ εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος καὶ τὸ δυναμικόν. Καὶ ἡ μὲν ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι διαρκῶς εἰς τὰ ἄκρα τοῦ σύρματος ἴση πρὸς μηδέν, τὸ δὲ δυναμικόν, ὡς ἐκ τῆς ἐναλλασσομένης συσσωρεύσεως ἀντιθέτων φορ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τίων, ἔχει εἰς τὰ ἄκρα τοῦ σύρματος τὰς μεγίστας μεταβολάς. Εἶναι λοιπὸν τὰ ἄκρα τοῦ σύρματος *δεσμοὶ* μὲν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, *κοιλίαι* δὲ τοῦ δυναμικοῦ. Μεταξὺ τῶν ἄκρων δεσμῶν ἢ κοιλιῶν ἠμποροῦν νὰ ὑπάρχουν καὶ διάμεσοι δεσμοὶ καὶ κοιλίαι οὕτως ὥστε νὰ ἔχωμεν εἰς τὸ μῆκος l τοῦ σύρματος $1, 2, 3 \ldots$ στάσιμα κύματα, τῶν ὁποίων ἑπομένως τὸ μῆκος θὰ εἶναι l, $l/2$, $l/3$, . . . καὶ τὸ ἀντίστοιχον μῆκος κύματος, ἴσον πρὸς τὸ διπλάσιον τοῦ στασίμου κύματος, θὰ εἶναι $2l$, $2\,l/2$, $2\,l/3$ . . .

Ἐκ τῆς θεμελιώδους ἐξισώσεως τοῦ κύματος εὑρίσκομεν τώρα τὴν συχνότητα τῶν ἀντιστοίχων δονήσεων

$$\nu = \frac{c}{2l}\ ,\ \frac{2c}{2l}\ ,\ \frac{3c}{2l}\ \ldots$$

ὅπου c ἡ ταχύτης τοῦ φωτός.

Ἂν ἑνώσωμεν τὸ ἓν ἄκρον τοῦ σύρματος μὲ τὴν γῆν, θὰ ἔχωμεν εἰς μὲν τὸ ἐλεύθερον ἄκρον δεσμὸν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος καὶ κοιλίαν τοῦ δυναμικοῦ, εἰς δὲ τὸ ἡνωμένον μὲ τὴν γῆν θὰ ἔχωμεν κοιλίαν μὲν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος δεσμὸν δὲ τοῦ δυναμικοῦ. Εἰς τὸ σύρμα λοιπὸν θὰ περιέχωνται $^1/_2$, $^3/_2$, $^5/_2$ . . . στάσιμα κύματα. Τὸ μῆκος τῶν στασίμων τούτων κυμάτων θὰ εἶναι $2l$, $2l/3$, $2l/5$ . . . καὶ τὸ ἀντίστοιχον μῆκος κύματος θὰ εἶναι $4l$, $4\,l/3$, $4\,l/5$. . .

Αἱ συχνότητες τῶν ἀντιστοίχων δονήσεων θὰ εἶναι

$$\nu = \frac{c}{4l}\ ,\ \frac{3c}{4l}\ ,\ \frac{5c}{4l}\ \ldots$$

Ἐκ τῆς διερευνήσεως ταύτης βλέπομεν ὅτι αἱ ἠλεκτρομαγνητικαὶ δονήσεις κατὰ μῆκος συρμάτων εἶναι ἐντελῶς ἀντίστοιχοι πρὸς τὰς ἀκουστικὰς δονήσεις τοῦ ἀέρος ἐντὸς ἠχητικῶν σωλήνων καὶ ὅτι τὸ μὲν ἐλεύθερον σύρμα ἀντιστοιχεῖ εἰς ἀνοικτὸν ἠχητικὸν σωλῆνα (Τ. Α΄ σχ. 289), τὸ δὲ ἡνωμένον μὲ τὴν γῆν ἀντιστοιχεῖ πρὸς κλειστὸν σωλῆνα (Τ. Α΄ σχ. 290).

Αἱ ἴδιαι συχνότητες ἐλευθέρου σύρματος ἀποτελοῦν πλήρη ἁρμονικὴν σειράν, αἱ δὲ τοῦ ἡνωμένου μὲ τὴν γῆν εἶναι αἱ *περιττῆς τάξεως* συχνότητες τοῦ ἐλευθέρου σύρματος, τὸ ὁποῖον ἔχει διπλάσιον μῆκος.

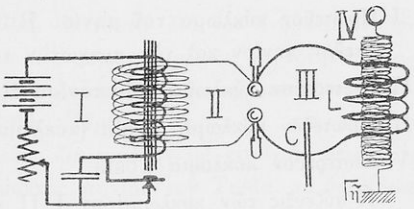
Ἡ σύνδεσις τοῦ ἄκρου τοῦ σύρματος μὲ τὴν γῆν ἰσοδυναμεῖ κατὰ ταῦτα μὲ κατοπτρισμὸν τοῦ σύρματος, ὡς ἐκ τοῦ ὁποίου τὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μῆκος του διπλασιάζεται. Τὸ μὲ τὴν γῆν ἡνωμένον σημεῖον ἔχει ἀμετάβλητον δυναμικὸν καὶ ἕνεκα τούτου ἀποκλείονται αἱ ἀρτίας τάξεως συχνότητες.

Ἂν περιτυλίξωμεν τὸ σύρμα εἰς σπεῖραν, μεταβάλλονται αἱ συχνότητες καὶ αἱ θέσεις τῶν διαμέσων δεσμῶν, ἀλλὰ *ποιοτικῶς* αἱ ἰδιότητες τῶν σπειρῶν ὁμοιάζουν μὲ τὰς τῶν εὐθυγράμμων ἀγωγῶν.

§ 1103. ***Ρεύματα ὑψίπυκνα (Tesla).*** Ἂν διὰ καταλλήλου μεταμορφωτοῦ ἀνυψώσωμεν τὴν τάσιν τῶν ρευμάτων μεγάλης συχνότητος, τὰ ὁποῖα διαρρέουν κυκλώματα διεγειρόμενα εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς δονήσεις, λαμβάνομεν ἐναλλασσόμενα ρεύματα χαρακτηριζόμενα ὄχι μόνον ἀπὸ μεγάλην συχνότητα, πολλῶν ἑκατοντάδων χιλιάδων περιόδων κατὰ δευτερόλεπτον, ἀλλὰ καὶ ἀπὸ ὑψηλὴν τάσιν, πολλῶν χιλιάδων ἢ ἑκατοντάδων χιλιάδων Volt. Τὰ ρεύματα ταῦτα ὀνομάζονται *ὑψίπυκνα* ἢ καὶ *ρεύματα τοῦ Tesla* ἀπὸ τὸ ὄνομα τοῦ Nicola Tesla, ὁ ὁποῖος πρῶτος παρήγαγεν αὐτά.



Σχ. 751.

Τὸ διάγραμμα 751 δεικνύει τὴν διάταξιν πρὸς παραγωγὴν ρευμάτων τοῦ Tesla. Τὸ πρωτεῦον δονούμενον κύκλωμα ἀποτελεῖται ἀπὸ τὴν χωρητικότητα (λάγηνον ἢ συστοιχίαν λαγήνων) C καὶ τὴν σπεῖραν ἐπαγωγῆς L, ἀποτελουμένην ἀπὸ ὀλίγους γύρους (10 ἢ καὶ ὀλιγωτέρους) παχέος χαλκίνου σύρματος, καὶ περιέχει ἐκκενωτήν, τοῦ ὁποίου αἱ σφαῖραι διὰ μονωτικῶν λαβῶν ἠμποροῦν νὰ πλησιάσουν ἢ νὰ ἀπομακρυνθοῦν ἀπ' ἀλλήλων.

Τὸ κύκλωμα διεγείρεται εἰς δόνησιν δι' ἐπαγωγικοῦ πηνίου, ἐκ τοῦ ὁποίου σύρματα καταλήγουν εἰς τὰς σφαίρας τοῦ ἐκκενωτοῦ. Τὸ πηνίον L ἀποτελεῖ τὸ πρωτεῦον πηνίον μεταμορφωτοῦ ὑψηλῆς τάσεως (μεταμορφωτοῦ τοῦ Tesla), τοῦ ὁποίου τὸ δευτερεῦον πηνίον ἀποτελεῖται ἀπὸ πολλὰς ἑκατοντάδας σπειρῶν ἐκ λεπτοῦ χαλκίνου σύρματος καὶ εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ πηνίου L. Τοῦ δευτερεύοντος τούτου πηνίου τὸ μὲν ἓν ἄκρον συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν, τὸ δὲ ἄλλο καταλήγει εἰς μεταλλίνην σφαῖραν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ὅταν λειτουργῇ τὸ πηνίον τοῦ Ruhmkorff καὶ σπινθῆρες ἀναπτύσσωνται μεταξὺ τῶν σφαιρῶν τοῦ ἐκκενωτοῦ, διεγείρεται τὸ κύκλωμα CL εἰς δονήσεις καὶ εἰς τὸ δευτερεῦον πηνίον τοῦ μεταμορφωτοῦ τοῦ Tesla, τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖ *ἀνοικτὸν* κύκλωμα (§ 1102), ἀναπτύσσονται ἐναλλασσόμενα ρεύματα μεγάλης συχνότητος ἐνῷ συγχρόνως τὸ πλάτος τῆς ἐναλλασσομένης διαφορᾶς δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν ἄκρων τοῦ πηνίου τούτου, δηλ. μεταξὺ τῆς σφαίρας καὶ τῆς γῆς, φθάνει τὴν τιμὴν πολλῶν χιλιάδων ἢ καὶ ἑκατοντάδων χιλιάδων Volt. Ἕνεκα τούτου ἀναχωροῦν ἀπὸ τὴν σφαῖραν θύσανοι σπινθήρων ἐλευθέρως ἀπολήγοντες εἰς τὸν ἀέρα μήκους πολλῶν ἑκατοστῶν τοῦ μέτρου (ἐκκένωσις διὰ θυσάνων). Μερικοὶ ἐκ τῶν σπινθήρων τούτων εἶναι πολὺ φωτεινότεροι τῶν λοιπῶν καὶ διατρέχουν ὡς ἀστραπαὶ τοὺς ὀλιγώτερον φωτεινοὺς θυσάνους.

Εἰς τὴν διάταξιν ταύτην ἔχομεν πραγματικῶς τέσσαρα συνεζευγμένα κυκλώματα δονήσεων.

I Πρωτεῦον κύκλωμα τοῦ πηνίου Ruhmkorff, περιέχον τὸ πρωτεῦον πηνίον καὶ τὸν πυκνωτὴν τοῦ διακόπτου.

II Δευτερεῦον κύκλωμα τοῦ πηνίου Ruhmkorff.

III Πρωτεῦον κύκλωμα Tesla (κύκλωμα CL).

IV Δευτερεῦον κύκλωμα Tesla,

Ἡ σύζευξις τῶν κυκλωμάτων I, II καὶ III, IV εἶναι ἐπαγωγικὴ τῶν δὲ II, III εἶναι ἐντελῶς ἰδιότυπος ἕνεκα τοῦ μεταξὺ τῶν σφαιρῶν παραγομένου σπινθῆρος.

Τὰ ἐντονώτατα ἀποτελέσματα ἐπιτυγχάνομεν ὅταν τὰ κυκλώματα I, II καὶ III, IV εἶναι συντονισμένα. Συντονίζομεν τὸ I πρὸς τὸ II μεταβάλλοντες τὴν χωρητικότητα τοῦ πυκνωτοῦ καὶ τὸν ἀριθμὸν τῶν σπειρῶν τοῦ πρωτεύοντος τοῦ πηνίου Ruhmkorff μεταβάλλομεν δὲ καὶ τὴν συχνότητα τῶν διακοπῶν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος μέχρις ὅτου ἐπιτύχωμεν τὴν ἀρίστην ἀπόδοσιν τοῦ πηνίου. Τὸ κύκλωμα III συντονίζομεν πρὸς τὸ IV μεταβάλλοντες τὴν χωρητικότητα C (ἀλλαγὴ πυκνωτῶν ἢ μεταβολὴ τῆς συνδέσεως αὐτῶν) καὶ παρενθέτοντες σπείρας αὐτεπαγωγῆς. Καὶ ἡ ἀπόστασις τῶν σφαιρῶν τοῦ ἐκκενωτοῦ ἐπιδρᾷ ἐπὶ τῆς ἰδίας συχνότητος τοῦ κυκλώματος.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὰ ρεύματα τοῦ Tesla παράγουν εἰς τὸν πέριξ χῶρον ἔνεκα τῆς μεγάλης αὐτῶν τάσεως καὶ συχνότητος καὶ τῆς ἀνοικτῆς μορφῆς τοῦ δευτερεύοντος πηνίου ἰσχυρότατα ἐναλλασσόμενα ἠλεκτρικὰ πεδία, ἐντὸς τῶν ὁποίων φερόμενοι ἀερόκενοι σωλῆνες φωτοβολοῦν ἐντόνως. Πεδία Tesla μεγάλης ἐντάσεως παράγονται ἰδίως μεταξὺ δύο μονωμένων μεταλλίνων πλακῶν, αἱ ὁποῖαι συγκοινωνοῦν μὲ δύο ἄκρα τοῦ δευτερεύοντος. Αἱ πλάκες ἀποτελοῦν πράγματι πυκνωτὴν καὶ τὸ κύκλωμα ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς κλειστόν. Ἂν αἱ πλάκες εἶναι τετράγωνοι, ἐκ τῶν γωνιῶν αὐτῶν ἐκπέμπονται φωτεινοὶ θύσανοι, ἀλλὰ καὶ τὰ σύρματα τὰ συνδέοντα τὰς πλάκας πρὸς τὸ δευτερεῦον πηνίον τοῦ Tesla ἐκπέμπουν θυσάνους. Ἂν συνδέσωμεν μὲ τὰ ἄκρα τοῦ δευτερεύοντος δύο κυκλικὰ παχέα χάλκινα σύρματα, τὰ ὁποῖα στηρίζονται συγκεντρικῶς ἐπὶ μονωτικῶν στηριγμάτων, ἀναπτύσσονται μεταξὺ αὐτῶν οἱ θύσανοι καὶ ἀποτελοῦν φωτεινὴν στεφάνην.

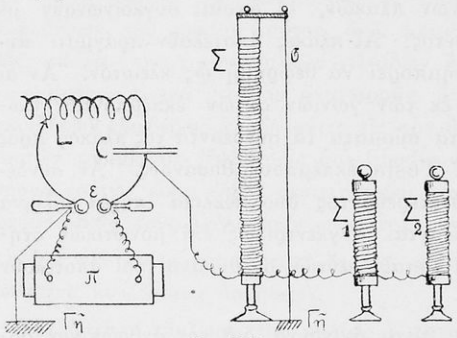
Τὰ ρεύματα τοῦ Tesla εἶναι ἀκίνδυνα διὰ τὸν ἀνθρώπινον ὀργανισμὸν πιθανῶς διότι ἔνεκα τῆς μεγίστης αὐτῶν συχνότητος διαδίδονται μόνον δι' ἐντελῶς ἐπιπολαίου λεπτοῦ στρώματος τῆς ἐπιδερμίδος (πρβλ. § 1014, 1099). Ἠμποροῦμεν π. χ. πλησιάζοντες τὴν χεῖρα μας, εἴτε ἄοπλον εἴτε ὡπλισμένην μὲ τεμάχιον μετάλλου, εἰς τὴν σφαῖραν τοῦ δευτερεύοντος πηνίου τοῦ Tesla, νὰ δεχθῶμεν τοὺς θυσάνους ἢ καὶ ζωηροὺς σπινθῆρας ἀκινδύνως. Ἂν θέσωμεν τὴν χεῖρα ἐπὶ τῆς σφαίρας, ἡ ἐκμπομπὴ τῶν θυσάνων παύει διότι μεταβάλλονται τὰ στοιχεῖα τοῦ κυκλώματος IV (χωρητικότης) καὶ ἑπομένως διαταράσσεται ὁ συντονισμὸς τούτου πρὸς τὸ III. Ἂν τὸ κύκλωμα IV ἔχῃ χωρητικότητα μικροτέραν ἐκείνης, ἡ ὁποία χρειάζεται διὰ τὸν συντονισμὸν μὲ τὸ III, παρατηροῦμεν πλησιάζοντες τὴν χεῖρα μας εἰς τὴν σφαῖραν αὔξησιν τῶν θυσάνων ἀλλὰ καὶ πάλιν ὅταν θέσωμεν τὴν χεῖρα ἐπὶ τῆς σφαίρας, ἐπειδὴ τώρα τὸ σῶμα μας ἀποτελεῖ μέρος τοῦ κυκλώματος IV, ὁ συντονισμὸς μὲ τὸ III διαταράσσεται ἐντελῶς καὶ ἐκλείπουν οἱ θύσανοι.

Εἰς τὴν διάταξιν τοῦ σχ. 752 ἔχομεν τὸ κύκλωμα CL, περιέχον ἐκκενωτὴν ε, πυκνωτὴν C καὶ μεταβαλλομένην αὐτεπαγωγὴν L. Εἰς τὸ κύκλωμα τοῦτο διεγείρονται διὰ πηνίου Ruhmkorff δονήσεις

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἠλεκτρομαγνητικαὶ ἕνεκα τῶν ὁποίων τὸ δυναμικὸν τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ C μεταβάλλεται ἁρμονικῶς.

Ἂν συνδέσωμεν τὸν ἕνα τῶν ὀπλισμῶν μὲ τὸ ἄκρον μονωμένης σπείρας Σ, διεγείρονται καὶ εἰς τὴν σπεῖραν δονήσεις, αἱ ὁποῖαι ἔχουν τὸ μέγιστον πλάτος ὅταν μεταβάλλοντες τὴν αὐτεπαγωγὴν L καταστήσωμεν τὴν ἰδίαν συχνότητα τοῦ κυκλώματος CL ἴσην πρὸς τὴν τῆς σπείρας. Αἱ δονήσεις εἰς τὴν σπεῖραν εἶναι κυρίως *στάσιμα κύματα*, ἕνεκα τῶν ὁποίων τὸ δυναμικὸν εἰς τὰ διάφορα σημεῖα αὐτῆς μεταβάλλεται περιοδικῶς μὲ διάφορον πλάτος.



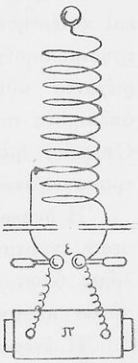
Σχ. 752.

Εἰς τὸ ἄνω ἄκρον ἔχομεν πάντως δεσμὸν τῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος καὶ κοιλίαν τῆς μεταβολῆς τοῦ δυναμικοῦ. Εἰς τὸ κάτω μέρος τῆς σπείρας, τὸ ὁποῖον συνδέεται μὲ τὸν ὀπλισμὸν τοῦ πυκνωτοῦ, ἔχομεν κατὰ προσέγγισιν κοιλίαν τοῦ ρεύματος, ἄρα δεσμὸν τοῦ δυναμικοῦ. Ἂν λοιπὸν τείνωμεν παραλλήλως πρὸς τὴν σπείραν τὸ σύρμα σ, μονωμένον ἀπὸ αὐτὴν καὶ συγκοινωνοῦν μὲ τὴν γῆν, καὶ λαμβάνοντες πρῶτον τὴν αὐτεπαγωγὴν L ἀρκετὰ μεγάλην ὥστε νὰ μὴ διεγείρεται ἡ σπεῖρα ἐλαττώνωμεν βαθμηδὸν αὐτήν, παρατηροῦμεν δι' ὡρισμένην τιμήν της ἐκκένωσιν θυσανόμορφον μεταξὺ τῆς σπείρας καὶ τοῦ σύρματος σ, οἱ δὲ θύσανοι εἶναι φωτεινότατοι εἰς τὸ ἄνω ἄκρον καὶ δὲν ἀναπτύσσονται εἰς τὸ κάτω ἄκρον. Ἂν ἐξακολουθήσωμεν ἐλαττώνοντες τὴν αὐτεπαγωγὴν L παρατηροῦμεν πρῶτον ὅτι οἱ θύσανοι ἐξαφανίζονται καὶ ὅταν ἀκόμη περισσότερον ἐλαττώσωμεν τὴν αὐτεπαγωγὴν ἀναφαίνονται πάλιν οἱ θύσανοι, ἀλλὰ τώρα ἐκτὸς τοῦ μεγίστου τῆς φωτεινότητος κατὰ τὸ ἄνω ἄκρον ἔχομεν καὶ δεύτερον μέγιστον εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ κάτω ἄκρου ἴσην πρὸς τὸ 1/3 τοῦ μήκους τῆς σπείρας. Ἀντὶ λοιπὸν ἡμίσεως στασίμου κύματος ἔχομεν τώρα ἓν καὶ ἥμισυ. Ἡ σπεῖρα διηγέρθη εἰς ἀνωτέραν ἁρμο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

νικὴν δόνησιν (πρβλ. § 1101). Ἐλαττώνοντες ἀκόμη τὴν αὐτεπαγωγὴν L καὶ ἐνδεχομένως καὶ τὴν χωρητικότητα τοῦ πυκνωτοῦ C ἠμποροῦμεν νὰ διεγείρωμεν τὴν ἀμέσως ἀνωτέραν ἁρμονικὴν δόνησιν μὲ δύο διάμεσα μέγιστα φωτεινότητος τῶν θυσάνων καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

Ἂν συνδέσωμεν μὲ τὸν ὁπλισμὸν τοῦ πυκνωτοῦ καὶ ἄλλας μονωμένας σπείρας, π. χ. τὴν Σ_1 ἀποτελουμένην ἀπὸ ὀλίγους γύρους παχέος σύρματος καὶ τὴν Σ_2 ἀποτελουμένην ἀπὸ πολλοὺς γύρους λεπτοτέρου σύρματος, καταληγούσας ἀμφοτέρας εἰς σφαίρας, ἠμποροῦμεν μεταβάλλοντες καταλλήλως τὴν αὐτεπαγωγὴν L καὶ τὴν χωρητικότητα C νὰ διεγείρωμεν εἴτε τὴν Σ_1 εἴτε τὴν Σ_2 εἰς δονήσεις καὶ νὰ προκαλέσωμεν τὴν ἐκ τῶν καταληκτικῶν σφαιρῶν ἐκπομπὴν τῶν χαρακτηριστικῶν θυσάνων.



Σχ. 753.

Τὸ σχ. 753 παριστᾷ μίαν τῶν συνηθεστάτων διατάξεων πρὸς παραγωγὴν ὑψιπύκνων ρευμάτων, τὴν διάταξιν τοῦ Oudin.

Ἓν μέρος τῶν γύρων τοῦ δευτερεύοντος πηνίου τοῦ μεταμορφωτοῦ τοῦ Tesla ἀποτελεῖ εἰς τὴν διάταξιν τοῦ Oudin τὴν αὐτεπαγωγὴν τοῦ πρωτεύοντος κυκλώματος (πρβλ. σχ. 748. 2) εἰς τὸ ὁποῖον περιέχονται ἀκόμη ἐκκενωτὴς καὶ δύο πυκνωταί. Τὰ δύο κυκλώματα, τὸ κλειστὸν πρωτεῦον καὶ τὸ ἀνοικτὸν δεντερεύον, φέρονται εἰς συντονισμὸν διὰ μεταβολῆς τοῦ εἰς ἀμφότερα κοινοῦ μέρους τοῦ πηνίου καθὼς καὶ διὰ ρυθμίσεως τῆς ἀποστάσεως τῶν σφαιρῶν τοῦ ἐκκενωτοῦ.

Τὰ ὑψίπυκνα ρεύματα ἐφαρμόζονται πολλαχῶς εἰς τὴν θεραπευτικήν.

§ 1104. ***Φωραταί.*** Τὴν ὕπαρξιν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων ἀναγνωρίζομεν ἐκθέτοντες εἰς τὴν ἐπίδρασιν αὐτῶν κατάλληλα δευτερεύοντα κυκλώματα, ἀνοικτὰ ἢ κλειστά, εἰς τὰ ὁποῖα διεγείρονται ἠλεκτρομαγνητικαὶ δονήσεις. Τὰ σύρματα, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν μέρος τῶν κυκλωμάτων τούτων, διαρρέονται ἀπὸ ἐναλλασσόμενα ρεύματα μεγάλης συχνότητος οἱ δὲ ὁπλισμοὶ τῶν πυκνωτῶν ἔχουν δυναμικὸν ἐπίσης ἐναλλασσόμενον. Τὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα χρησιμεύουν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

προς κατάδειξιν τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν τούτων δονήσεων τῶν δευτερευόντων κυκλωμάτων ὀνομάζονται *φωραταί*.

Εἰς τὸ ἀρχικὸν ἀντηχεῖον τοῦ Hertz δὲν ὑπῆρχεν ἰδιαίτερος φωρατὴς ἀλλ' ὁ μεταξὺ τῶν σφαιρῶν παραγόμενος σπινθὴρ ἐχρησίμευεν εἰς τὴν κατάδειξιν τῶν δονήσεων αὐτοῦ. Ἀλλὰ διὰ νὰ παραχθῇ ὑπὸ τοιούτους ὅρους σπινθὴρ πρέπει ἡ δ. δ. τῶν σφαιρῶν νὰ εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη καὶ διὰ τοῦτο τὸ ἀντηχεῖον τοῦ Hertz δὲν εἶναι εὐαίσθητον ὄργανον.

Οἱ ἠλεκτρικοὶ σπινθῆρες παράγονται εὐκολώτερον ἐντὸς ἀεροκένων σωλήνων. Διὰ τοῦτο συνέδεσεν ὁ Ἐμ. Δραγούμης τὰ ἄκρα τοῦ ἀντηχείου τοῦ Hertz μὲ τοὺς ἀκροδέκτας σωλῆνος Geissler καὶ κατέστησε τὸ ἀντηχεῖον εὐπαθέστερον. Τοὺς σωλῆνας Geissler χρησιμοποιοῦμεν σήμερον μὲ κλειστὰ δευτερεύοντα κυκλώματα περιέχοντα αὐτεπαγωγὴν καὶ πυκνωτὴν συνδέοντες αὐτοὺς μὲ τοὺς ὁπλισμοὺς τοῦ πυκνωτοῦ. Ἡ ἰσχὺς τῆς φωτοβολίας τῶν σωλήνων Geissler ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ὡς μέτρον τοῦ πλάτους τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν δονήσεων τοῦ κυκλώματος.

Ἡ δυσκολία τῆς ἀναγνωρίσεως τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν δονήσεων ἔγκειται κυρίως εἰς τὴν μεγάλην αὐτῶν συχνότητα καὶ πολλάκις, ὅπως π. χ. εἰς τὴν ἀσύρματον τηλεπικοινωνίαν, εἰς τὸ μικρὸν αὐτῶν πλάτος.

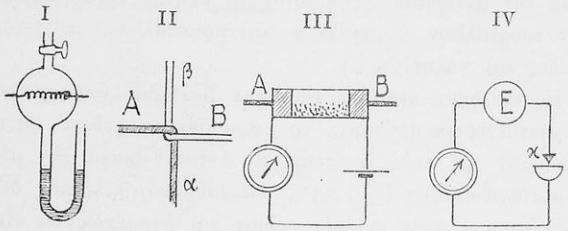
Ἡ ἔντασις τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα διατρέχουν τὰ κυκλώματα, καθὼς καὶ ἡ μορφὴ τῆς περιοδικῆς αὐτῶν μεταβολῆς ἠμπορεῖ νὰ προσδιορισθῇ, ὅταν ἡ συχνότης δὲν εἶναι πολὺ μεγάλη, διὰ παλμογράφου ἢ αὐτογραφικοῦ γαλβανομέτρου μὲ χορδὴν (§ 1032). Ὅταν ὅμως ἡ συχνότης ἀνέρχεται εἰς πολλὰς χιλιάδας περιόδων κατὰ δευτερόλεπτον, τὰ ὄργανα ταῦτα δὲν χρησιμεύουν καὶ καταφεύγομεν εἰς θερμικὰ ὄργανα, τοιαῦτα δὲ εἶναι τὰ ἀερικὰ θερμόμετρα, τὰ θερμοηλεκτρικὰ στοιχεῖα καὶ τὰ βολόμετρα.

Τὰ ἀερικὰ θερμόμετρα (σχ. 754, I) ἀποτελοῦνται ἀπὸ μικρὸν δοχεῖον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου ὑπάρχει μετάλλινον σύρμα καὶ τὸ ὁποῖον συνδέεται μὲ μικρὸν ἀνοικτὸν μανόμετρον. Στρόφιγξ εἰς τὸ ἄνω μέρος τοῦ δοχείου χρησιμεύει εἰς τὸ νὰ ἐξισώνωμεν κατὰ τὴν ἀρχὴν τῆς παρατηρήσεως τὴν πίεσιν τοῦ ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀέρος πρὸς τὴν ἐξωτερικήν. Ὅταν τὸ σύρμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐναλλασ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

σόμενον οἱασδήποτε συχνότητος, ἡ θερμοκρασία αὐτοῦ ἀνέρχεται καὶ ἡ διαφορὰ ὕψους τῶν ὑγρῶν στηλῶν εἰς τὸ μανόμετρον ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ὡς μέτρον τῆς ἐνεργοῦ ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.

Τὰ θερμοηλεκτρικὰ στοιχεῖα ἀποτελοῦνται ἀπὸ δύο ἑτερογενῆ λεπτότατα σύρματα διατεταγμένα εἰς σχῆμα σταυροῦ, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 754 II. Ἂν διέλθῃ ρεῦμα ἀπὸ τοῦ A εἰς τὸ B, θερ-



Σχ. 754.

μαίνεται ἡ ἐπαφὴ καὶ ἂν ἑνώσωμεν τὰ ἄκρα α, β μὲ τοὺς ἀκροδέκτας εὐπαθοῦς γαλβανομέτρου, παρατηροῦμεν ἀπόκλισιν, ἡ ὁποία ἠμπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ὡς μέτρον τῆς ἐνεργοῦ ἐντάσεως.

Τὰ βολόμετρα περιεγράφησαν εἰς τὴν § 1036.

Ἰδιάζουσαν σημασίαν, ἀπὸ ἱστορικῆς ἰδίᾳ ἀπόψεως (πρβλ. § 1107) ἔχει ὁ ὑπὸ τὸ ὄνομα τοῦ *ἀκτιναγωγοῦ* (radioconducteur, cohéreur) γνωστὸς φωρατής. Ὁ E. Branly παρετήρησεν ὅτι ἡ ἠλεκτρικὴ ἀντίστασις μεταλλικῶν κόνεων ἢ ψηγμάτων, ἡ ὁποία εἶναι πολὺ μεγάλη ἕνεκα τῶν πολλῶν κακῶν ἐπαφῶν, ἐλαττώνεται πολὺ ὅταν δι' αὐτῶν διέλθουν ρεύματα ἐξ ἠλεκτρομαγνητικῶν δονήσεων καὶ διατηρεῖ τὴν μικρὰν ταύτην τιμὴν καὶ ὅταν παύσουν αἱ δονήσεις. Δι' ἐλαφρᾶς κρούσεως ἐπανέρχονται τὰ ψήγματα εἰς τὴν προτέραν κατάστασιν.

Ἂν λοιπὸν θέσωμεν ἐντὸς ὑαλίνου σωλῆνος (σχ. 754, III) μετάλλινα ψήγματα μεταξὺ δύο μεταλλίνων ἐμβόλων, τὰ ὁποῖα συγκοινωνοῦν μὲ τὰ σύρματα A, B, καὶ ἑνώσωμεν τὰ δύο ἔμβολα μὲ κύκλωμα στήλης καὶ γαλβανομέτρου, ἡ ἀπόκλισις τοῦ γαλβανομέτρου θὰ εἶναι ἐλαχίστη ἕνεκα τῆς μεγάλης ἀντιστάσεως τῶν ψηγμάτων. Ἂν ὅμως διέλθουν διὰ τοῦ σωλῆνος ρεύματα ἐξ ἠλεκτρομαγνητικῶν δονήσεων, καθίσταται οὗτος ἀγωγὸς καὶ τὸ γαλβανόμετρον ἀποκλίνει ἰσχυρῶς διαρκεῖ δὲ ἡ μεγάλη ἀπόκλισις καὶ ὅταν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

παύσουν αἱ δονήσεις. Δι' ἐλαφροῦ κτυπήματος ἐπανέρχεται ὁ σωλὴν εἰς τὴν προτέραν κατάστασιν.

Παραλείποντες ἄλλους τύπους φωρατῶν θὰ ἀσχοληθῶμεν ἰδιαιτέρως μὲ τὰς καλουμένας *βαλβῖδας*, φωρατὰς δηλ. οἱ ὁποῖοι χαρακτηρίζονται ἐκ τούτου, ὅτι παρουσιάζουν ἄλλην ἀντίστασιν ὅταν τὸ ρεῦμα διέρχεται δι' αὐτῶν κατὰ μίαν φορὰν καὶ ἄλλην ὅταν διέρχεται κατὰ τὴν ἀντίθετον. Τὴν ἰδιότητα ταύτην ἔχουν ἐπαφαὶ δύο διαφόρων κρυστάλλων ἢ μετάλλου καὶ κρυστάλλου, π. χ. ὀρειχαλκίνης ἀκίδος καὶ γαληνίτου (*).

Ἂν εἰς κύκλωμα περιέχον τοιαύτην βαλβῖδα ὑπάρχῃ ἐναλλασσομένη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, τὸ παραγόμενον ρεῦμα θὰ εἶναι ἢ ἐναλλασσόμενον μὲ πολὺ μεγαλυτέραν ἔντασιν κατὰ τὴν μίαν φορὰν ἢ ἡμιανορθωμένον (§ 1100), θὰ ἰσοδυναμῇ λοιπὸν δι' ἀδρανὲς γαλβανόμετρον πρὸς συνεχὲς ρεῦμα καὶ ἑπομένως θὰ εἶναι δυνατὸν νὰ καταδειχθῇ διὰ γαλβανομέτρου συνεχοῦς ρεύματος.

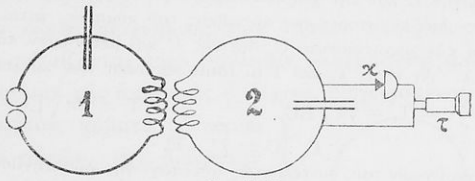
Ἡ χαρακτηριστικὴ καμπύλη τῶν τριόδων λαμπτήρων, ὅταν ἡ τομὴ αὐτῆς μὲ τὸν ἄξονα $V=0$ (σχ. 746) συμπίπτῃ μὲ τὸ σημεῖον β ἢ δ, δεικνύει ὅτι εἰς τὰς περιπτώσεις ταύτας οἱ τρίοδοι λαμπτῆρες ἔχουν τὰς ἰδιότητας βαλβῖδος. Πράγματι ἐδείχθη εἰς τὴν § 1100 ὅτι, ὅταν μεταξὺ καθόδου καὶ πλέγματος ὑπάρχῃ ἐναλλασσομένη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἂν μὲν ἡ τομὴ χαρακτηριστικῆς καὶ ἄξονος εὑρίσκεται εἰς τὸ β διέρχεται μεταξὺ ἀνόδου καὶ καθόδου ρεῦμα ἡμιανορθωμένον ἰσοδυναμοῦν πρὸς συνεχές, ἂν δὲ ἡ τομὴ εὑρίσκεται εἰς τὸ δ, διέρχεται ρεῦμα ἴσον πρὸς τὸ ἄθροισμα συνεχοῦς καὶ ἡμιανορθωμένου, ἰσοδύναμον πρὸς ρεῦμα συνεχὲς ἐντάσεως μικροτέρας ἐκείνης, τὴν ὁποίαν ἔχει τὸ ρεῦμα ἀνόδου-καθόδου ὅταν δὲν ὑπάρχῃ μεταξὺ καθόδου-πλέγματος ἐναλλασσομένη ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις. Ἂν λοιπὸν μεταξὺ καθόδου καὶ πλέγματος τριόδου λαμπτῆρος μὲ χαρακτηριστικὴν τέμνουσαν τὸν ἄξονα $V=0$ εἰς τὸ β παρεμβάλωμεν ἐναλλασσομένην διαφορὰν δυναμικοῦ (πρβλ. τὸ σχῆμα 747, I) ὀφειλομένην εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς δονήσεις, θὰ ἔχωμεν μεταξὺ ἀνόδου-καθόδου ρεῦμα συνεχές, τὸ ὁποῖον ἠμπορεῖ νὰ μετρηθῇ διὰ γαλβανομέτρου συνεχοῦς ρεύματος.

(*) Ἐκ της θερμανσεως τῆς ἐπαφῆς τῶν δύο διαφόρων οὐσιῶν παράγονται πιθανώτατα καὶ θερμοηλεκτρικαὶ ἠλεκτρεγερτικαὶ δυνάμεις.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Αἱ βαλβῖδες χρησιμοποιοῦνται κατ' ἰδιάζοντα τρόπον ὅταν αἱ δονήσεις εἶναι φθίνουσαι καὶ ἐπαναλαμβάνονται κατὰ κανονικὰ χρονικὰ διαστήματα, ὅπως π. χ. κατὰ τὴν διέγερσιν διὰ πηνίου Ruhmkorff μὲ σταθερὰν συχνότητα διακοπῶν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος.

Εἰς ἕκαστον σπινθῆρα τοῦ πηνίου ἀντιστοιχεῖ μία ὁμὰς ἠλεκτρομαγνητικῶν φθινουσῶν δονήσεων καὶ ἂν εἰς τὸ δευτερεῦον κύκλωμα ἑνώσωμεν τοὺς ὁπλισμοὺς τοῦ πυκνωτοῦ μὲ *τηλέφωνον* παρενθέτοντες βαλβῖδα, π. χ. κρυσταλλικὸν φωρατὴν κ (σχ. 755), ἐπειδὴ



Σχ. 755.

εἰς ἑκάστην ὁμάδα δονήσεων θὰ ἀντιστοιχῇ καὶ ἓν φθίνον συνεχὲς ρεῦμα, θὰ ἕλκεται ἑκάστοτε ἡ μεμβράνη τοῦ τηλεφώνου ὑπὸ τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου καὶ θὰ κινῆται μὲ τὴν συχνότητα τῶν σπινθήρων τοῦ πηνίου. Ἂν ἡ συχνότης αὕτη περιλαμβάνεται ἐντὸς τῶν ἀκουστῶν ὁρίων, θὰ ἐκπέμπεται ἐκ τοῦ τηλεφώνου ἦχος, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις θὰ εἶναι τὸ μέτρον τοῦ πλάτους τῶν δονήσεων.

§ 1105. ***Μέτρησις μήκους κύματος. Κυματόμετρα.*** Πρὸς μέτρησιν τῆς συχνότητος καὶ τοῦ ἀντιστοίχου μήκους κύματος ἠλεκτρομαγνητικῶν δονήσεων ἐκθέτομεν εἰς τὴν ἐπίδρασιν αὐτῶν κύκλωμα, τοῦ ὁποίου ὁ πυκνωτὴς καὶ ἡ αὐτεπαγωγὴ εἶναι μεταβληταὶ καὶ αἱ τιμαὶ αὐτῶν ἑκάστοτε γνωσταί. Μεταβάλλοντες τὰ στοιχεῖα τοῦ βοηθητικοῦ τούτου κυκλώματος μέχρις ὅτου αἱ ἐξ ἐπαγωγῆς εἰς αὐτὸ ἀναπτυσσόμεναι δονήσεις λάβουν τὸ μέγιστον πλάτος φέρομεν αὐτὸ εἰς συντονισμὸν μὲ τὴν ἐπιδρῶσαν δόνησιν καὶ ἐκ τῶν γνωστῶν τιμῶν τῆς χωρητικότητος καὶ αὐτεπαγωγῆς εὑρίσκομεν κατὰ τὸν τύπον τοῦ Thomson τὴν συχνότητα καὶ ἐξ αὐτῆς τὸ μῆκος κύματος. Τὸ βοηθητικὸν τοῦτο κύκλωμα ὀνομάζεται *κυματόμετρον*. Τοιοῦτο εἶναι π. χ. τὸ κύκλωμα 2 τοῦ σχ. 755. Ἀντὶ τοῦ κρυσταλλικοῦ φωρατοῦ καὶ τοῦ τηλεφώνου ἠμποροῦμεν νὰ μεταχειρισθῶμεν καὶ ἁπλοῦν σωλῆνα Geissler.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὰ κυματόμετρα ἔχουν συνήθως διάφορα ἀνταλλασσόμενα πηνία μὲ διάφορον αὐτεπαγωγήν, συνοδεύεται δὲ ἕκαστον πηνίον ἀπὸ πίνακα, εἰς τὸν ὁποῖον ἀναγράφεται τὸ εἰς ἑκάστην θέσιν τοῦ δείκτου τοῦ μεταβλητοῦ πυκνωτοῦ ἀντιστοιχοῦν μῆκος κύματος. Τὰ πηνία αὐτεπαγωγῆς χρησιμεύουν συγχρόνως καὶ πρὸς σύζευξιν.

§ 1106. ***Μέτρησις χωρητικότητος, αὐτεπαγωγῆς, σταθερᾶς διηλεκτρικότητος.*** Διὰ νὰ συγκρίνωμεν δύο χωρητικότητας, π. χ. τὴν χωρητικότητα C_1 λαγήνου πρὸς τὴν χωρητικότητα C προτύπου, συνθέτομεν πρῶτον κύκλωμα περιέχον αὐτεπαγωγὴν L καὶ τὴν χωρητικότητα C_1 καὶ διεγείροντες εἰς αὐτὸ δονήσεις μετροῦμεν διὰ κυματομέτρου τὸ μῆκος τοῦ κύματος, ἔστω λ_1. Ἀντικαθιστῶμεν ἔπειτα τὴν χωρητικότητα C_1 διὰ τῆς C καὶ μετροῦμεν πάλιν τὸ μῆκος κύματος, ἔστω λ. Ἂν εἶναι T_1 καὶ T αἱ ἴδιαι περίοδοι τῶν κυκλωμάτων, εἶναι

$$\frac{\lambda_1}{c} = T_1 = 2\pi\sqrt{LC_1} \qquad \frac{\lambda}{c} = T = 2\pi\sqrt{LC}$$

ὅθεν

$$C_1 : C = \lambda_1^2 : \lambda^2$$

Ὁμοίως συγκρίνομεν τοὺς συντελεστὰς αὐτεπαγωγῆς δύο πηνίων συνθέτοντες κυκλώματα μὲ σταθερὰν χωρητικότητα καὶ ἐναλλὰξ τὰ δύο πηνία καὶ μετροῦντες τὰ ἀντίστοιχα μήκη κύματος. Ἂν εἶναι L_1, L οἱ συντελεσταὶ αὐτεπαγωγῆς καὶ λ_1, λ τὰ μήκη κύματος, ἔχομεν πάλιν τὴν σχέσιν

$$L_1 : L = \lambda_1^2 : \lambda^2.$$

Ἂν διαθέτωμεν κυματόμετρον καὶ γνωστὴν αὐτεπαγωγὴν ἢ γνωστὴν χωρητικότητα ἠμποροῦμεν συνθέτοντες κυκλώματα μὲ ἄγνωστον χωρητικότητα ἢ ἄγνωστον αὐτεπαγωγὴν νὰ εὕρωμεν αὐτὰ ἐκ τοῦ μετρουμένου μήκους κύματος κατὰ τὸν τύπον τοῦ Thomson.

Τὴν σταθερὰν διηλεκτρικότητος ὑγρῶν, ὅταν δὲν ἠμπορῇ νὰ εὑρεθῇ ὅπως ἐξετέθη εἰς τὴν § 928, μετροῦμεν κατὰ τὸν ἑξῆς τρόπον (Drude). Παράγομεν κατὰ μέθοδον ἀνάλογον πρὸς τὴν τοῦ Lecher (§ 1099) ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα κατὰ μῆκος δύο παραλλήλων συρμάτων, τῶν ὁποίων μέρος εὑρίσκεται ἐντὸς ὑαλίνου ὑδατοστεγοῦς δοχείου.

Μετροῦμεν τὴν ἀπόστασιν δύο διαδοχικῶν δεσμῶν ἐντὸς τοῦ δοχείου πρῶτον ὅταν τοῦτο περιέχῃ ἀέρα (ἀπόστασις α) καὶ δεύτερον ὅταν περιέχῃ τὸ ἐξεταζόμενον ὑγρὸν (ἀπόστασις α′). Ἡ ἀπόστασις τῶν δεσμῶν εἶναι τὸ ἥμισυ τοῦ μήκους κύματος καὶ ἂν ὀνομάσωμεν ν τὴν σταθερὰν συχνότητα τῆς δονήσεως, c τὴν ταχύτητα τῶν κυμάτων εἰς τὸν ἀέρα καὶ c′ εἰς τὸ ὑγρόν, θὰ εἶναι

$$\alpha = \frac{1}{2}\lambda = \frac{1}{2}\frac{c}{\nu} \qquad \alpha' = \frac{1}{2}\lambda' = \frac{1}{2}\frac{c'}{\nu}$$

Ἀλλὰ κατὰ τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴν θεωρίαν τοῦ Maxwell ἂν εἶναι K, μ ἡ σταθερὰ διηλεκτρικότητος καὶ ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ ἀέρος καὶ K′, μ′ αἱ ἀντίστοιχοι σταθεραὶ τοῦ ὑγροῦ, εἶναι

$$c = \sqrt{K\mu} \qquad c' = \sqrt{K'\mu'}$$

Ἐκ τῶν ἐξισώσεων τούτων καὶ τῶν προηγουμένων λαμβάνομεν

$$K'\mu' : K\mu = \alpha'^2 : \alpha^2$$

καὶ ἐπειδὴ εἶναι κατὰ προσέγγισιν $K = 1$, $\mu' = \mu = 1$, εὑρίσκομεν

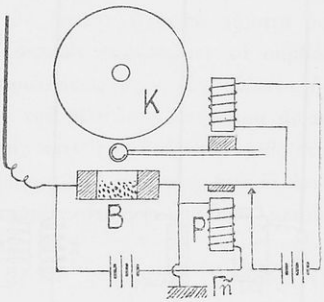
$$K' = \alpha'^2 : \alpha^2.$$

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΑΣΥΡΜΑΤΟΣ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑ

§ 1107. ***Πρόδρομοι.*** Ὁ δονητὴς καὶ τὸ ἀντηχεῖον τοῦ Hertz ἀποτελοῦν πομπὸν καὶ δέκτην ἠλεκτρικῆς ἀσυρμάτου τηλεπικοινωνίας, ἀλλ' αὐτὸς ὁ Hertz, ἕνεκα τῆς μικρᾶς ἐντάσεως τῶν παρατηρουμένων ἐπιδράσεων, δὲν ἐφαντάζετο ὅτι τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα εἶναι δυνατὸν νὰ χρησιμεύσουν πρὸς μεταβίβασιν σημάτων εἰς μεγάλας ἀποστάσεις. Τὸ πρόβλημα τῆς ἀσυρμάτου τηλεπικοινωνίας ἠμπορεῖ νὰ διατυπωθῇ ὡς ἑξῆς.

Κύματα ἠλεκτρομαγνητικά, τῶν ὁποίων τὸ μῆκος, ἡ ἔντασις καὶ ἡ διάρκεια ρυθμίζονται κατὰ βούλησιν, ἐκπέμπονται ἀπὸ τὸν *πομπόν*. Εἰς τὸν σταθμὸν τῆς ἀποδοχῆς ὁ *δέκτης*, διεγειρόμενος ἀπὸ τὰ προσβάλλοντα αὐτὸν κύματα, δεικνύει τὴν ὕπαρξιν αὐτῶν, τὴν διάρκειαν καὶ ἐνδεχομένως καὶ τὰς μεταβολὰς τῆς ἐντάσεως.



Σχ. 756.

Μεταξὺ τῶν προδρόμων τῆς ἀσυρμάτου τηλεγραφίας ἀναφέρομεν τὸν Ἐμ. Δραγούμην, ὁ ὁποῖος ἐπρότεινε νὰ συνδεθοῦν αἱ σφαῖραι τοῦ ἀντηχείου τοῦ Hertz μὲ ἠλεκτρικὸν κώδωνα καὶ στήλην. Ὅταν τὸ ἀντηχεῖον διεγείρετο, τὸ κύκλωμα τοῦ κώδωνος θὰ ἐκλείετο διὰ τοῦ ἀγωγοῦ σπινθῆρος καὶ ὁ κώδων θὰ ἐδείκνυε δι' ἀκουστοῦ σήματος τὴν ὕπαρξιν τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων.

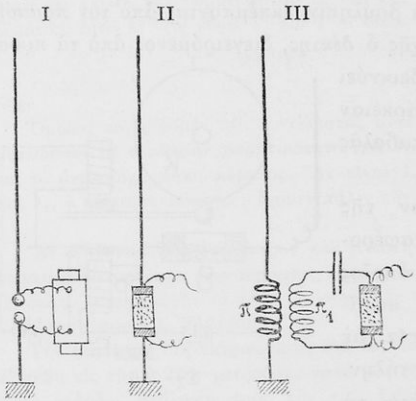
Ὁ σπινθὴρ ὅμως δὲν εἶναι κατάλληλος φωρατὴς καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἰδέα τοῦ Δραγούμη δὲν ἦτο πρακτικῶς ἐφαρμόσιμος. Σπουδαιότατον βῆμα πρὸς τὴν λύσιν τοῦ προβλήματος ἔκαμεν ὁ Popoff, ὅστις συνέθεσε τὸ 1895 συσκευήν, διὰ τῆς ὁποίας ἐδείκνυε τὴν ὕπαρξιν ἀτμοσφαιρικῶν ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων καὶ τῆς ὁποίας τὴν διάταξιν παριστᾷ σχηματικῶς τὸ διάγραμμα 756.

Σωλὴν τοῦ Branly B, τοῦ ὁποίου τὰ ἠλεκτρόδια συγκοινωνοῦν τὸ μὲν ἓν μὲ ἀλεξικέραυνον ἢ ἄλλον κατακόρυφον ἀγωγὸν τὸ δὲ ἄλλο μὲ τὴν γῆν, παρεντίθεται εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ ρευματονό-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μου P (πρβλ. § 1030), ὁ ὁποῖος ἠμπορεῖ νὰ κλείσῃ τὸ κύκλωμα τοῦ ἠλεκτρικοῦ κώδωνος K. Τὸ πλῆκτρον τοῦ κώδωνος πλήττει ὄχι μόνον τὸν κώδωνα ἀλλὰ καὶ τὸν σωλῆνα τοῦ Branly.

Ὅταν ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην διαταράξεις τῆς ἠλεκτρικῆς καταστάσεως τοῦ περιβάλλοντος προερχόμεναι ἐξ ἀτμοσφαιρικῶν ἐκκενώσεων, προσβάλλουν τὴν συσκευήν, ἀναπτύσσονται ἐξ ἐπαγωγῆς ρεύματα ἐπὶ τοῦ συστήματος, τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖται ἀπὸ τὸ ἀλεξικέραυνον καὶ τὸν σωλῆνα τοῦ Branly, ἐκ τούτων δὲ ὁ σωλὴν τοῦ Branly γίνεται ἀγώγιμος, ὁ ἠλεκτρονόμος διεγείρεται καὶ κλείει τὸ ρεῦμα τοῦ κώδωνος, ὁ ὁποῖος ἠχεῖ. Ἀλλὰ τὸ πλῆκτρον τοῦ κώδωνος πλήττει ἐπίσης τὸν σωλῆνα τοῦ Branly καὶ ἐπαναφέρει αὐτὸν ἑκάστοτε εἰς τὴν ἀδρανῆ κατάστασιν, οὕτως ὥστε μόνον ἐφ' ὅσον διαρκοῦν τὰ κύματα ἠχεῖ ὁ κώδων. Ὁ Popoff διήγειρε τὸν δέκτην αὐτοῦ δι' ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων παραγομένων ὑπὸ δονητοῦ τοῦ Hertz καὶ κατώρθωσε νὰ ἔχῃ θετικὰ ἀποτελέσματα μέχρι ἀποστάσεως 5 χιλιομέτρων.



Σχ. 757.

Οὕτω ὁ Popoff ἔλυσε πλήρως τὸ πρόβλημα τοῦ *δέκτου* μεταχειρισθεὶς τὸν κατακόρυφον ἀγωγὸν ὡς δευτερεῦον διεγειρόμενον κύκλωμα καὶ τὸν σωλῆνα τοῦ Branly ὡς φωρατήν.

§ 1108. ***Τηλέγραφος τοῦ Marconi.*** Τὸ τελευταῖον βῆμα πρὸς τὴν πλήρη λύσιν τοῦ προβλήματος ὀφείλεται εἰς τὸν G. Marconi, ὁ ὁποῖος τὸ 1896 συνέδεσε καὶ τὸν *πομπὸν* μὲ ἐξωτερικὸν ἀγωγόν.

Τὴν διάταξιν, εἰς τὴν ὁποίαν κατέληξεν ὁ Marconi μετὰ τὰ πρῶτα πειράματα, παριστᾷ σχηματικῶς τὸ διάγραμμα 757.

Ὁ *πομπὸς* (I) ἀποτελεῖται ἀπὸ *ἀνοικτὸν* κύκλωμα, τὸ ὁποῖον διεγείρεται εἰς δονήσεις ὑπὸ πηνίου Ruhmkorff μὲ τὴν βοήθειαν ἐκκενωτοῦ μὲ σφαίρας. Τὸ κύκλωμα συνίσταται εἰς σύρμα ἢ σύρ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ματα μονωμένα, τὴν *κεραίαν*, ἡ ὁποία κατ' ἀρχὰς μὲν ἐτείνετο κατακορύφως, ἔπειτα δὲ καὶ κατὰ ποικίλους τρόπους καὶ τῆς ὁποίας τὸ ἓν ἄκρον συνεδέετο μὲ τὴν μίαν σφαῖραν τοῦ ἐκκενωτοῦ. Ἡ ἄλλη σφαῖρα ἦτο ἡνωμένη μὲ τὴν γῆν.

Ὁ *δέκτης* (ΙΙ) εἶναι ἐπίσης ἀνοικτὸς ἀποτελούμενος ἀπὸ κεραίαν ὁμοίαν πρὸς τὴν τοῦ πομποῦ, τῆς ὁποίας τὸ ἓν ἄκρον συνδέεται μὲ τὴν γῆν παρεμβαλλομένου σωλῆνος τσῦ Branly. Ὁ σωλὴν τοῦ Branly συνδέεται μὲ ἠλεκτρονόμον καὶ κώδωνα ἀκριβῶς ὅπως εἰς τὸν δέκτην τοῦ Popoff.

Ὅταν ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα παράγωνται εἰς τὸν πομπόν, ὁ κώδων τοῦ δέκτου ἠχεῖ ἐφ' ὅσον τὰ κύματα διαρκοῦν καὶ ἐπομένως ἀποκαθιστῶντες ἢ διακόπτοντες τὸ τροφοδοτοῦν τὸ πηνίον ρεῦμα ἠμποροῦμεν νὰ προκαλέσωμεν εἰς τὸν δέκτην ἠχητικὰ σήματα διαφόρου χρονικῆς διαρκείας, διὰ τῶν ὁποίων παριστῶμεν τὰ σύμβολα τοῦ Morse. Εὐνόητον εἶναι ὅτι παραλλήλως πρὸς τὸν κώδωνα ἠμποροῦμεν νὰ συνδέσωμεν καὶ δέκτην τοῦ Morse μὲ σύστημα ἀρκετὰ ἀδρανές, ὥστε νὰ μὴ παρακολουθῇ τὰς κατὰ τὴν διάρκειαν μιᾶς στιγμῆς ἢ μιᾶς γραμμῆς τοῦ Morse διακοπὰς τοῦ ρεύματος καὶ νὰ καταγράψωμεν οὕτω τὰ διὰ τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων μεταδιδόμενα σήματα.

Ὁ Marconi ἀμέσως μετὰ τὰ πρῶτα πειράματα ἀφῆρεσε τὸν σωλῆνα τοῦ Branly ἀπὸ τὸ κύκλωμα τῆς κεραίας ἕνεκα τῆς μεγάλης του ἀντιστάσεως καὶ συνέθεσε τὸν δέκτην ὅπως εἰς τὸ διάγραμμα ΙΙΙ φαίνεται. Τὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα, τὰ ὁποῖα ἀναπτύσσονται εἰς τὴν κεραίαν, διαρρέοντα τὸ πηνίον π παράγουν ἐξ ἐπαγωγῆς ρεύματα εἰς κύκλωμα περιέχον τὸ πηνίον π_1, τὸν σωλῆνα τοῦ Branly καὶ πυκνωτήν.

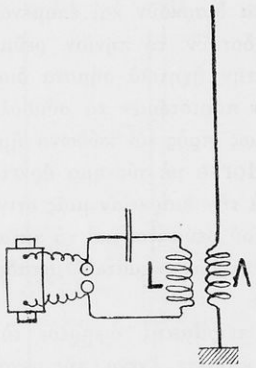
§ 1109. ***Συντονισμένη τηλεγραφία.*** Ὁ πομπὸς τοῦ Marconi ἔχει τὸ ἐλάττωμα ὅτι ἡ ἐξ αὐτοῦ ἀκτινοβολουμένη ἐνέργεια δὲν ἔχει ἓν καὶ μόνον σαφῶς καθωρισμένον μῆκος κύματος, ἀλλ' ἕνεκα τῆς φύσεως τῆς διεγέρσεως καὶ τῆς μορφῆς τοῦ κυκλώματος παράγονται κύματα πολλῶν διαφόρων μηκῶν. Ἀκουστικῶς θὰ ἐχαρακτηρίζετο ἡ ἀκτινοβολία ὡς *κρότος*.

Ὁ Braun κατώρθωσε νὰ ἐκπέμπῃ ἀκτινοβολίαν ἐνιαίου μήκους κύματος μεταχειρισθεὶς *κλειστὸν κύκλωμα* διὰ τὴν παραγωγὴν τῶν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

δονήσεων καὶ ἴδιον *ἀνοικτὸν κύκλωμα* τὸ κύκλωμα τῆς κεραίας, διὰ τὴν ἐκπομπὴν τῶν κυμάτων. Τὸ σχ. 758 παριστᾷ πομπὸν τοῦ Braun. Τὸ κύκλωμα τῶν δονήσεων ἀποτελεῖται ἀπὸ σπεῖραν μεταβλητῆς ἐπαγωγῆς, μεταβαλλόμενον πυκνωτὴν καὶ ἐκκενωτὴν μὲ σφαίρας. Τὸ κύκλωμα τοῦτο εἶναι συνεζευγμένον ἐπαγωγικῶς μὲ τὸ κύκλωμα τῆς κεραίας οὕτως ὥστε αἱ δονήσεις μεταδίδονται εἰς τὴν κεραίαν καὶ ἐκ ταύτης ἡ ἐνέργεια ἀκτινοβολεῖται ὑπὸ μορφὴν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων.

Ἂν συγκρίνωμεν τὰ σχήματα 758 καὶ 753, βλέπομεν ὅτι ὁ πομπὸς τοῦ Braun δὲν διαφέρει τῆς συσκευῆς τοῦ Oudin παρὰ μόνον κατὰ τὸν τρόπον τῆς συζεύξεως τῶν δύο κυκλωμάτων (πρβλ. καὶ τὸ σχ. 749 I, II).



Σχ. 758.

Ὅταν τὰ δύο κυκλώματα τοῦ πομποῦ εἶναι συντονισμένα, ἡ ἐνέργεια τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δονήσεως μεταβαίνει ἐναλλὰξ ἀπὸ τὸ ἓν εἰς τὸ ἄλλο. Ἕνεκα τούτου ἐπέρχεται ἄσκοπος ἀπώλεια ἐνεργείας ἐκ μεταβολῆς εἰς θερμότητα τοῦ Joule εἰς τὸ πρωτεῦον κλειστὸν κύκλωμα, ἀλλὰ καὶ ἡ κεραία δὲν χρησιμοποιεῖται ἐφ' ὅσον ἡ ἐνέργεια εὑρίσκεται εἰς τὸ πρωτεῦον κύκλωμα.

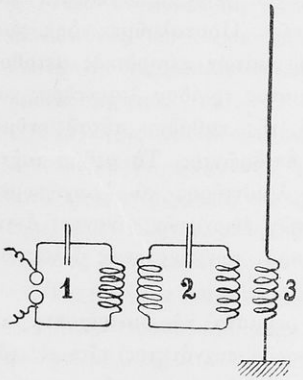
Ὁ M. Wien κατώρθωσε, μεταχειρισθεὶς καταλλήλους ἐκκενωτὰς εἰς τὸ πρωτεῦον κύκλωμα, νὰ ἐμποδίσῃ τὴν ἀνάπτυξιν τῶν συγκροτήσεων οὕτως ὥστε ἡ ἐνέργεια τῆς δονήσεως ἅπαξ μεταβιβασθεῖσα εἰς τὸ κύκλωμα τῆς κεραίας παραμένει εἰς αὐτὸ μέχρις ἐξαντλήσεως αὐτῆς δι' ἀκτινοβολίας καὶ μεταβολῆς εἰς θερμότητα τοῦ Joule.

Ὁ πρῶτος πομπὸς τοῦ Wien δὲν διαφέρει τοῦ πομποῦ τοῦ Braun εἰμὴ κατὰ τὸν ἐκκενωτήν, ὁ ὁποῖος εἶναι τοιαύτης φύσεως ὥστε μετὰ τὸ πρῶτον ἐλάχιστον (πρβλ. σχ. 742 IV) τὸ μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων ἀέριον παύει νὰ εἶναι ἀγώγιμον καὶ ἑπομένως εἶναι ἀδύνατος ἡ ἀνάπτυξις δονήσεως. Τοῦτο κατώρθωσεν ὁ Wien διαιρῶν τὸν σπινθῆρα διὰ διαμέσων ἠλεκτροδίων, ψύχων τὰ ἠλεκτρόδια καὶ ἀποδιώκων διὰ σφοδροῦ ρεύματος ἀέρος τὰ ἀναπτυσσόμενα

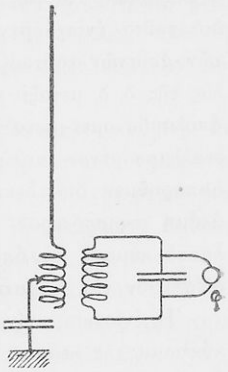
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἰόντα. Τὸ σύστημα τοῦ Wien ὀνομάζεται *σύστημα μὲ ἀποσβεννυομένους ἢ ἀποπνιγομένους σπινθῆρας*. Μετὰ τὴν ἀπόπνιξιν τοῦ σπινθῆρος εἰς τὸ πρωτεῦον κύκλωμα ἀποκλείεται ἡ εἰς αὐτὸ ἐπάνοδος τῆς ἐνεργείας, ἡ ὁποία οὕτω παραμένει ὁριστικῶς εἰς τὴν κεραίαν. Εἰς τὴν κεραίαν τοῦ Wien ἔχομεν οὕτω ἀντὶ συγκροτήσεων ἁπλῶς φθινούσας δονήσεις, αἱ ὁποῖαι ἐπαναλαμβάνονται εἰς ἕκαστον σπινθῆρα.

Εἰς τὴν πρᾶξιν ἡ σύνθεσις τῶν κυκλωμάτων εἶναι πολλάκις πολυπλοκωτέρα. Οὕτω π. χ. εἰς τὸ κύκλωμα τῆς κεραίας παρεντίθεται χω-



Σχ. 759.



Σχ. 760.

ρητικότης ἐν σειρᾷ πρὸς τὴν αὐτεπαγωγὴν ἢ ἐν παραλλήλῳ, ἐπίσης δὲ μετὰ τοῦ πρωτεύοντος κυκλώματος καὶ τοῦ κυκλώματος τῆς κεραίας παρεντίθεται τρίτον κύκλωμα, περιέχον πηνία ἐπαγωγῆς καὶ μεταβλητὴν χωρητικότητα (σχ. 759) ἀλλ' ἡ περαιτέρω ἐπὶ τῶν ζητημάτων τούτων ἐπέκτασις δὲν εἶναι ἐνταῦθα δυνατή.

Ἡ ἐκπομπὴ ἀκτινοβολίας ὡρισμένου μήκους κύματος διὰ τῶν πομπῶν τοῦ Braun καὶ τοῦ Wien εἶχεν ὡς ἄμεσον ἀποτέλεσμα καὶ τὴν ἀντίστοιχον διαμόρφωσιν τῶν δεκτῶν, ὥστε νὰ δέχωνται ὡρισμένα ἐπίσης μήκη κύματος. Πρὸς τοῦτο ὑπάρχουν εἰς τὸ κύκλωμα τῆς κεραίας τοῦ δέκτου (σχ. 760) μεταβλητὴ χωρητικότης καὶ μεταβλητὴ ἐπίσης αὐτεπαγωγή, διὰ τῆς ρυθμίσεως τῶν ὁποίων προσαρμόζεται ἡ ἰδία συχνότης τοῦ κυκλώματος πρὸς τὴν συχνότητα τῶν κυμάτων, τὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὁποῖα πρόκειται τοῦτο νὰ δεχθῇ. Πρὸς τὸ κύκλωμα τοῦτο συζευγνύεται δευτερεῦον κλειστὸν κύκλωμα, περιέχον πυκνωτὴν καὶ σπεῖραν ἐπαγωγῆς, τὸ ὁποῖον συντονίζεται πρὸς τὸ κύκλωμα τῆς κεραίας. Ἀγωγοὶ ἐκ τῶν δύο ὁπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ τοῦ κυκλώματος τούτου φέρουν εἰς τὸν φωρατήν.

Ὁ φωρατὴς τοῦ Branly δὲν εἶναι ἀσφαλὴς καὶ διὰ τοῦτο σήμερον δὲν χρησιμοποιεῖται. Ἀντ' αὐτοῦ χρησιμοποιοῦνται κρυσταλλικοὶ φωραταὶ ἢ τρίοδοι λαμπτῆρες καὶ τηλέφωνον.

Τὰ ρεύματα, τὰ ὁποῖα διαρρέουν τὸ κύκλωμα τῆς κεραίας, ὅταν ὁ ἐκπέμπων σταθμὸς ἀπέχῃ πολύ, εἶναι ἐν γένει ἀσθενέστατα καὶ διὰ τοῦτο ἐνισχύομεν αὐτὰ δι' *ἐνισχυτῶν*. Προκαλοῦμεν δηλ. διὰ τῶν ἀσθενῶν τούτων ἐναλλασσομένων ρευμάτων περιοδικὰς μεταβολὰς τῆς δ. δ. μεταξὺ καθόδου καὶ πλέγματος τριόδου λαμπτῆρος καὶ ἀπολαμβάνομεν μεταξὺ τῆς ἀνόδου καὶ τῆς καθόδου αὐτοῦ ρεῦμα ἐναλλασσόμενον πολὺ ἰσχυρότερον τοῦ ἐπιδρῶντος. Τὸ ρεῦμα τοῦτο ἠμποροῦμεν διὰ δευτέρου, τρίτου κ.λ. λαμπτῆρος νὰ ἐνισχύσωμεν ἀκόμη περισσότερον, οὕτως ὥστε διὰ τῶν ἐνισχυτῶν γίνονται ἀντιληπτὰ κύματα, τὰ ὁποῖα ἕνεκα τῆς μικρᾶς των ἐντάσεως ἄλλως θὰ διέφευγον τὴν παρατήρησιν.

Ἡ ἐνίσχυσις γίνεται εἴτε εἰς τὰ ρεύματα τὰ διατρέχοντα τὸ κύκλωμα τῆς κεραίας (ἐνίσχυσις τῆς ὑψηλῆς συχνότητος) εἴτε εἰς τὰς ὁμάδας τῶν ἡμιανορθωμένων δονήσεων, αἱ ὁποῖαι παράγονται ἀπὸ τὸν φωρατήν, κρυσταλλικὸν ἢ τρίοδον λαμπτῆρα (ἐνίσχυσις τῆς χαμηλῆς συχνότητος). Συνήθως ἐνισχύεται καὶ ἡ ὑψηλὴ συχνότης καὶ ἡ χαμηλή.

§ 1109. ***Τηλεγραφία δι' ἀμειώτων κυμάτων.*** Ἡ τηλεγραφία διὰ φθινόντων κυμάτων ἔχει πολλὰ μειονεκτήματα, τὰ κυριώτερα τῶν ὁποίων εἶναι τὰ ἑξῆς. Περιοδικὴ δόνησις μειουμένου πλάτους δὲν εἶναι *καθαρῶς περιοδικὸν φαινόμενον*, ἀφοῦ αἱ λεγόμεναι περίοδοι δὲν εἶναι ἰσότιμοι πρὸς ἀλλήλας. Καὶ πράγματι ἡ μαθηματικὴ ἀνάλυσις δεικνύει ὅτι, ὅπως δόνησις περιοδικὴ αὐξομειουμένου πλάτους (συγκρότησις) ἰσοδυναμεῖ πρὸς δύο δονήσεις διαφόρων πλατῶν, οὕτω καὶ ἡ ἁπλῶς μειουμένη δόνησις ἰσοδυναμεῖ πρὸς σύστημα πολλῶν δονήσεων διαφόρων πλατῶν. Ἐκ τούτου ὅμως ἕπεται ὅτι ἀκριβὴς συντονισμὸς δέκτου καὶ πομποῦ δὲν εἶναι δυνατός. Ἀλλὰ καὶ ἡ κεραία δὲν χρησιμοποιεῖται ἐπαρκῶς διότι κατὰ τὸ πλεῖστον μέρος τοῦ χρόνου τῆς ἐκπομπῆς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

εἴτε δὲν ἀκτινοβολεῖται ἐνέργεια, εἴτε ἀκτινοβολεῖται μὲ μικρὰν ἰσχύν.

Πραγματικῶς *περιοδικαὶ* δονήσεις εἶναι μόνον αἱ ἀμείωτοι καὶ μόνον εἰς τὰ ἀμείωτα κύματα ἔχουν πραγματικὴν σημασίαν αἱ ἔννοιαι τῆς συχνότητος καὶ τοῦ μήκους κύματος. Μὲ τὰ ἀμείωτα κύματα ὁ συντονισμὸς δέκτου καὶ πομποῦ εἶναι δυνατὸν νὰ γίνῃ μὲ μεγάλην ἀκρίβειαν καὶ οὕτω διεγείρονται εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ δέκτου δονήσεις αἰσθητοῦ πλάτους καὶ ὅταν ἀκόμη ἡ ἔντασις τῶν κυμάτων εἶναι πολὺ μικρά.

Οἱ τρόποι παραγωγῆς ἀμειώτων δονήσεων ἐξετέθησαν εἰς τὴν § 1100. Τὸ κύκλωμα, εἰς τὸ ὁποῖον παράγονται αἱ δονήσεις, μεταδίδει αὐτὰς εἰς τὸ συνεζευγμένον κύκλωμα τῆς κεραίας, ἀπὸ τὴν ὁποίαν ἡ ἐνέργεια ἐκπέμπεται ὑπὸ μορφὴν ἀμειώτων κυμάτων ὡρισμένου μήκους.

Ἡ *λῆψις* ἀμειώτων κυμάτων δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ γίνῃ διὰ κρυσταλλικοῦ φωρατοῦ ἢ τριόδου λαμπτῆρος καὶ τηλεφώνου κατὰ τοὺς περιγραφέντας τρόπους, διότι τὸ ἀνορθωμένον ρεῦμα διατηρεῖ ἀμετάβλητον μέσην ἔντασιν καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν ἑκάστου σήματος καὶ ἑπομένως ἡ μεμβράνη τοῦ τηλεφώνου δὲν δονεῖται.

Τὰ ἀμείωτα κύματα ἠμποροῦν νὰ γίνουν ἀντιληπτὰ ἂν ρυθμικῶς διακόπτωμεν διὰ μηχανικοῦ διακόπτου τὸ κύκλωμα τοῦ τηλεφώνου μὲ συχνότητα ἐντὸς τῶν ὁρίων τῶν ἀκουστῶν ἤχων (π. χ. 500 κατὰ δευτερόλεπτον). Ἀλλ' ἀντὶ τῆς μεθόδου ταύτης σήμερον γίνεται ἀποκλειστικῶς χρῆσις τῆς *μεθόδου τῶν συγκροτήσεων* (σχ. 761).

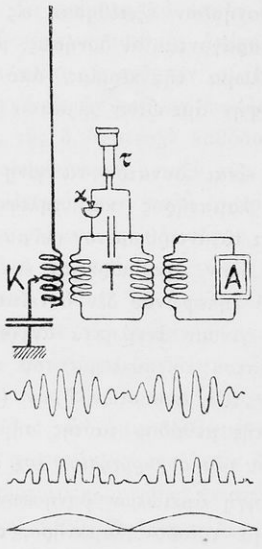
Παρὰ τὸν δέκτην δηλ. ὑπάρχει πηγὴ ἀμειώτων δονήσεων Α, π. χ. τόξον τοῦ Poulsen ἢ κύκλωμα μὲ τρίοδον λαμπτῆρα, τὸ δὲ κύκλωμα Τ τοῦ τηλεφώνου εὑρίσκεται ἐν συζεύξει καὶ μὲ τὴν κεραίαν Κ καὶ μὲ τὸ τοπικὸν κύκλωμα τῶν ἀμειώτων δονήσεων.

Εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ τηλεφώνου ἀναπτύσσονται δονήσεις ἐκ τῆς συμβολῆς τῶν ἐπιδράσεων τῆς κεραίας καὶ τοῦ τοπικοῦ κυκλώματος καὶ ἂν ἡ συχνότης τῶν τοπικῶν ἀμειώτων δονήσεων εἶναι ν', καὶ ν ἡ συχνότης τῶν προσπιπτόντων κυμάτων, θὰ παραχθοῦν εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ τηλεφώνου *συγκροτήσεις* μὲ συχνότηνα $|\nu - \nu'|$. (σχ. 761, Ι).

Ἂν τὰς δονήσεις ταύτας διαβιβάσωμεν κατὰ τὸν γνωστὸν τρόπον διὰ φωρατοῦ τοῦ τύπου βαλβῖδος, παράγεται ρεῦμα, τοῦ ὁποίου

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ἡ ἔντασις παρίσταται ἀπὸ τὸ διάγραμμα 761, II, καὶ τὸ ὁποῖον δι' ὄργανον μὲ ἀρκετὴν ἀδράνειαν, ὅπως τὸ τηλέφωνον, ἰσοδυναμεῖ μὲ ρεῦμα τῆς αὐτῆς πάντοτε φορᾶς, ἀλλὰ περιοδικῶς μεταβαλλομένης ἐντάσεως (σχ. 761, III). Ἡ μεμβράνη λοιπὸν τοῦ τηλεφώνου πάλλεται μὲ συχνότητα | ν-—ν′ | καὶ ἠμποροῦμεν ρυθμίζοντες τὸ μ. κ. τῶν τοπικῶν κυμάτων νὰ ρυθμίσωμεν κατὰ βούλησιν τὸ ὕψος τοῦ παραγομένου ἤχου. Ὅταν δηλ. τὸ ν′ εἶναι πολὺ μεγαλύτερον τοῦ ν, ἡ συχνότης ν′—ν εἶναι πολὺ μεγάλη καὶ ὁ ἦχος δὲν εἶναι ἀκουστός. Ἂν βαθμηδὸν ἐλαττώνωμεν τὴν συχνότητα ν′, ἀκούομεν ἦχον *ὀξύτατον* κατ' ἀρχάς, ὁ ὁποῖος διαρκῶς γίνεται βαρύτερος μέχρις ὅτου παύσῃ νὰ ἀκούεται ὅταν ἡ συχνότης ν′ γίνῃ ἴση μὲ τὴν ν. Ἂν ἐξακολουθήσωμεν νὰ ἐλαττώνωμεν τὴν συχνότητα ν′, ἀρχίζει πάλιν νὰ ἀκούεται βαρὺς κατ' ἀρχὰς ἦχος, ὁ ὁποῖος βαθμηδὸν γίνεται ὀξύτερος καὶ τέλος παύει νὰ ἀκούεται.



Σχ. 761.

§ 1110. ***Μορφὴ τῶν κεραιῶν.*** Αἱ κεραῖαι τοῦ ἀσυρμάτου τηλεγράφου ἔχουν ποικίλας μορφὰς ἀπὸ τοῦ ἁπλοῦ κατακορύφου σύρματος, τῆς ἀρχικῆς κεραίας τοῦ Marconi, μέχρι πολυπλοκωτάτων σχημάτων. Οἱ κυριώτεροι τύποι εἶναι: ἡ εὐθύγραμμος κεραία, κατακόρυφος, ὁριζοντία ἢ πλαγία, ἀποτελουμένη ἀπὸ ἓν ἢ περισσότερα σύρματα, ἡ κεραία εἰς σχῆμα Γ ἢ Τ, ἡ χωνοειδὴς κεραία καὶ ἡ κεραία σχήματος ἀλεξιβροχίου. Αἱ κεραῖαι αὗται χρησιμεύουν καὶ δι' ἐκπομπὴν καὶ διὰ λῆψιν.

Ἡ χρῆσις τῶν διὰ λαμπτήρων ἐνισχυτῶν κατέστησε δυνατὴν τὴν λῆψιν μὲ *κλειστὰ κυκλώματα*, ἀποτελούμενα ἀπὸ πηνίον καὶ πυκνωτήν. Τὸ πηνίον εἰς τὰ κυκλώματα ταῦτα ἔχει συνήθως ἀρκετὰ μεγάλας διαστάσεις καὶ ὀνομάζεται *πλαίσιον*. Ὅταν τὸ πλαίσιον ἐκτεθῇ εἰς ἐναλλασσόμενον μαγνητικὸν πεδίον, ἀναπτύσσονται εἰς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αὐτὸ ἐναλλασσόμενα ρεύματα, τῶν ὁποίων τὸ πλάτος εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὸ πλάτος τῆς μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς διὰ τοῦ πλαισίου ροῆς. Εἰς τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα γνωρίζομεν ὅτι ἡ διεύθυνσις τοῦ ἐναλλασσομένου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως αὐτῶν ἕνεκα δὲ τῆς ἐπιδράσεως τῆς γῆς τὸ πεδίον εἶναι ὁριζόντιον, καὶ ἑπομένως ἡ διὰ τοῦ πλαισίου ροὴ φθάνει τὰς μεγίστας τιμὰς ὅταν τὸ πλαίσιον εἶναι κατακόρυφον καὶ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ διερχομένου διὰ τοῦ πομποῦ. Ὅταν τὸ πλαίσιον εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦτο, εἶναι παράλληλον πρὸς τὸ μαγνητικὸν πεδίον καὶ ἑπομένως ἡ δι' αὐτοῦ ροὴ εἶναι διαρκῶς ἴση πρὸς μηδέν. Ἂν λοιπὸν στρέφωμεν τὸ κατακόρυφον πλαίσιον περὶ κατακόρυφον ἄξονα, θὰ ἀκούωμεν εἰς τὸ τηλέφωνον τὰ σήματα μὲ μεγίστην μὲν ἔντασιν ὅταν τὸ ἐπίπεδον τοῦ πλαισίου διέρχεται διὰ τοῦ πομποῦ, μὲ ἐλαχίστην δὲ ἔντασιν, ἢ καὶ δὲν θὰ τὰ ἀκούωμεν διόλου, ὅταν τὸ ἐπίπεδον τοῦ πλαισίου εἶναι κάθετον ἐπὶ τὴν ἐκ τοῦ πομποῦ εὐθεῖαν. Οὕτω δυνάμεθα νὰ προσδιορίσωμεν τὴν διεύθυνσιν ἐκ τῆς ὁποίας ἔρχονται τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα (γωνιομετρία).

Σημειωτέον ὅτι διὰ τῆς γωνιομετρίας προσδιορίζομεν μόνον τὸ ἀζιμουθιακὸν ἐπίπεδον ἐπὶ τοῦ ὁποίου εὑρίσκεται ὁ πομπός. Ἂν δηλ. ὁ πομπὸς εὑρίσκεται πρὸς Βορρᾶν, θὰ ἀναγνωρίζωμεν διὰ τοῦ πλαισίου ὅτι εὑρίσκεται ἢ πρὸς Βορρᾶν ἢ πρὸς Νότον.

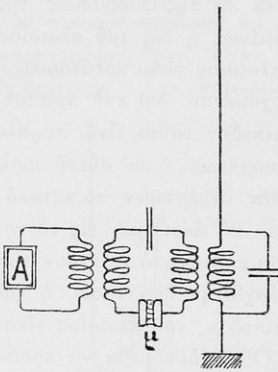
Αἱ ἀνωμαλίαι τοῦ ἐδάφους, ὄρη, κοιλάδες, μεταβάλλουν πολλάκις τὴν διεύθυνσιν τῶν κυμάτων, οὕτως ὥστε αἱ ἐνδείξεις τῆς γωνιομετρίας δὲν εἶναι ἀσφαλεῖς παρὰ ὅταν μεταξὺ πομποῦ καὶ δέκτου δὲν μεσολαβοῦν τοιούτου εἴδους κωλύματα, ὅπως π. χ. εἰς τὴν ἀνοικτὴν θάλασσαν.

§ 1111. ***Ἀσύρματος τηλεφωνία.*** Ἂν μεταβάλλωμεν καθ' οἱονδήποτε τρόπον τὴν ἔντασιν ἀμειώτων κυμάτων κατὰ τρόπον ἀντίστοιχον πρὸς τὰς αὐξομειώσεις τῆς πιέσεως τοῦ ἀέρος, αἱ ὁποῖαι χαρακτηρίζουν ὡρισμένον ἦχον, καὶ δεχόμενοι τὰ κύματα ταῦτα διαβιβάζωμεν αὐτὰ διὰ φωρατοῦ τοῦ τύπου βαλβῖδος καὶ τηλεφώνου, θὰ πάλλεται ἡ μεμβράνη τοῦ τηλεφώνου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἡμιανορθωμένου ρεύματος, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις μεταβάλλεται ἀκριβῶς

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὅπως καὶ ἡ ἔντασις τῶν κυμάτων, καὶ τὸ τηλέφωνον θὰ ἀναπαράγῃ τὸν ἦχον. Αὐτὴ εἶναι ἡ ἀρχὴ τῆς ἀσυρμάτου τηλεφωνίας.

Τὸ σχ. 762 παριστᾷ μίαν διάταξιν πομποῦ ἀσυρμάτου τηλεφώνου. Ἀμείωτοι δονήσεις παραγόμεναι ἀπὸ τὴν πηγὴν Α (τόξον ἢ κύκλωμα τριόδου λαμπτῆρος) ἐπιδροῦν διὰ τῆς σπείρας L ἐπὶ κυκλώματος περιέχοντος χωρητικότητα, ἐπαγωγικὰς σπείρας καὶ τὸ μικρόφωνον μ, αἱ δὲ δονήσεις τοῦ κυκλώματος τούτου διεγείρουν εἰς δονήσεις τὸ κύκλωμα τῆς κεραίας. Ἂν ὁμιλήσωμεν ἢ παραγάγωμεν οἱονδήποτε ἦχον πρὸ τοῦ μικροφώνου μ, ἡ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος μεταβάλλεται, ἐκ τούτου δὲ μεταβάλλεται τὸ πλάτος τῶν δονήσεων τοῦ κυκλώματος καὶ ἐπομένως καὶ τὸ πλάτος τῶν δονήσεων τῆς κεραίας. Οὕτω ἐκ τῆς κεραίας ἐκπέμπονται κύματα, τῶν ὁποίων ἡ ἔντασις μεταβάλλεται ἀντιστοίχως πρὸς τὰς ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἤχου δονήσεις τῆς μεμβράνης τοῦ μικροφώνου.



Σχ. 762.

Ἂν δεχθῶμεν τὰ κύματα ταῦτα διὰ συνήθους δέκτου μὲ φωρατὴν κρυσταλλικὸν ἢ λαμπτῆρα, θὰ ἀκούσωμεν εἰς τὸ τηλέφωνον ἀναπαραγομένην τὴν φωνὴν ἢ ἐν γένει τὸν ἦχον. Ὁ ἦχος ἠμπορεῖ νὰ ἐνισχυθῇ δι' ἐνισχυτῶν μὲ λαμπτῆρας εἴτε πρὸ τοῦ φωρατοῦ (ἐνίσχυσις ὑψηλῆς συχνότητος) εἴτε μετ' αὐτὸν (ἐνίσχυσις χαμηλῆς συχνότητος).

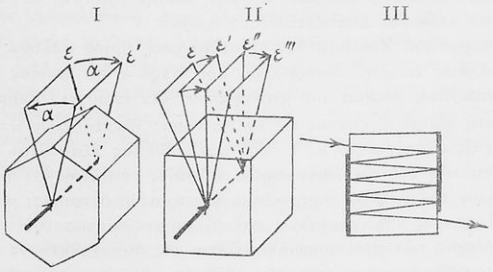
ΣΧΕΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ ΠΡΟΣ ΤΟΝ ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΝ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΝ

§ 1112. *Μαγνητοπτικὰ φαινόμενα* Αἱ διαστάσεις τοῦ λόγου τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς πρὸς τὴν ἠλεκτροστατικὴν μονάδα ποσότητος ἠλεκτρισμοῦ, διαστάσεις *ταχύτητος*, καὶ ἡ τιμὴ τοῦ λόγου τούτου, ἴση πρὸς τὴν τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν (σελ. 569), δεικνύουν ὅτι στενὴ σχέσις ὑπάρχει μεταξὺ τῶν φωτεινῶν καὶ τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν φαινομένων.

Ἀπὸ τὴν ἰδέαν ταύτην ἀγόμενος ὁ Faraday ἀνεζήτει ἐπὶ μακρὸν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ ὀπτικοῦ φαινομένου καὶ τέλος ἀνεκάλυψεν ὅτι ἰσότροπα καὶ ὀπτικῶς μὴ ἐνεργὰ μέσα εὑρισκόμενα ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου ἀποκτοῦν τὴν ἰδιότητα νὰ στρέφουν τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τοῦ φωτός. Ἡ ὑπὸ τοῦ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Faraday παρατηρηθεῖσα ἐπίκτητος στροφικὴ ἱκανότης διαφέρει θεμελιωδῶς τῆς φυσικῆς στροφικῆς ἱκανότητος τῶν ὀπτικῶς ἐνεργῶν μέσων κατὰ τοῦτο, ὅτι εἰς μὲν τὸν χαλαζίαν π. χ. ἢ φύσει ὀπτικῶς ἐνεργὸν ὑγρὸν ἡ *φορὰ* τῆς στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ μέσου καὶ ἀπὸ τὴν φορὰν τῆς διαδόσεως τοῦ φωτός, ἐνῶ εἰς τὰ ἐξ ἐπιδράσεως μαγνητικοῦ πεδίου ὀπτικῶς ἐνεργὰ μέσα ἡ φορὰ τῆς στροφῆς ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ μέσου καὶ ἀπὸ τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι δὲ ἀνεξάρτητος τῆς φορᾶς τῆς διαδόσεως τοῦ φωτός. Οὕτω π. χ. ἂν πολωμένον φῶς διέλθῃ διὰ πλακὸς χαλαζίου κατὰ τὴν φορὰν τοῦ βέλους (σχ. 763, I) τὸ ἐπίπεδον πολώσεως στρέφεται κατὰ τὴν γωνίαν α καὶ ἀπὸ τὴν θέσιν ε ἔρχεται εἰς τὴν ε′. Ἂν τώρα τὸ φῶς ἀνακλώμενον καθέτως διέλθῃ ἐκ νέου διὰ τῆς πλακός, ἀναστρέφεται ἡ φορὰ τῆς στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως καὶ ἐπανέρχεται πάλιν εἰς τὴν ἀρχικὴν θέσιν ε. Ἂν ὅμως διέλθῃ πολωμένον φῶς δι' ὀπτικοῦ μέσου εὑρισκομένου ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου (σχ. 764 II), ὅταν μὲν διέλθῃ κατὰ τὴν φορὰν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, θὰ στραφῇ τὸ ἐπίπεδον καὶ θὰ ἔλθῃ ἀπὸ τὴν θέσιν ε εἰς τὴν ε′, ὅταν δὲ ἀνα-



Σχ. 763.

κλώμενον καθέτως διέλθῃ ἐκ νέου διὰ τοῦ ἐνεργοῦ μέσου, τὸ ἐπίπεδον θὰ στραφῇ *κατὰ τὴν αὐτὴν φορὰν* καὶ θὰ ἔλθῃ εἰς τὴν θέσιν ε″ καὶ ἂν ἐκ νέου ἀνακλώμενον τὸ φῶς διέλθῃ πάλιν διὰ τοῦ ἐνεργοῦ μέσου, θὰ στραφῇ πάλιν τὸ ἐπίπεδον πολώσεως κατὰ τὴν αὐτὴν φορὰν καὶ θὰ ἔλθῃ εἰς τὴν θέσιν ε‴, οὕτως ὥστε ἡ στροφὴ θὰ εἶναι *ἰσαπλασία* τῆς ἐξ ἁπλῆς διαβάσεως προερχομένης.

Διὰ τοῦτο παρατηροῦμεν εὐκολώτατα τὴν μαγνητικὴν στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως εἰς παραλληλεπίπεδον ἐκ πολὺ θλαστικῆς ὑάλου, τοῦ ὁποίου δύο ἀπέναντι ἕδραι εἶναι ἐπάργυροι ἐκτὸς δύο στενῶν λωρίδων εἰς ἀντίθετα μέρη (σχ. 763 III). Θέτομεν τὸ παραλληλεπίπεδον μεταξὺ τῶν διατρήτων πόλων ἰσχυροῦ ἠλεκτρομαγνήτου καὶ διαβιβάζομεν φῶς διελθὸν διὰ πρίσματος Nicol οὕτως ὥστε νὰ εἰσέρχεται εἰς τὸ παραλληλεπίπεδον διὰ τῆς μιᾶς ἀνεπαργυρώτου λωρίδος καὶ μετὰ ἐπανειλημμένας ἀνακλάσεις νὰ ἐξέρχεται διὰ τῆς ἄλλης. Δι' ἀναλύτου ἐπιφέρομεν τὴν κατάσβεσιν τοῦ φωτός. Ἂν διεγείρωμεν τὸν ἠλεκτρομαγνήτην, παρατηροῦμεν ὅτι φῶς διέρχεται διὰ τοῦ ἀναλύτου καὶ στρέφοντες αὐτὸν ἐπιτυγχάνομεν ἀπόσβεσιν μὲν ἂν τὸ φῶς εἶναι μονόχρουν, παρατηροῦμεν δὲ διάφορα χρώματα ὡς ἐκ τῆς διαφόρου στροφῆς τοῦ φωτὸς διαφόρου μήκους κύματος ἂν τὸ φῶς εἶναι σύνθετον ἢ λευκὸν (στροφικὸς διασκεδασμός, § 813)

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἐπίκητος στροφικὴ ἱκανότης ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ μ. κ. τοῦ φωτός, ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ εἶναι ἐν γένει τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον θλαστικώτερον τὸ μέσον. Διὰ τοῦτο μεταχειριζόμεθα πρὸς κατάδειξιν τοῦ φαινομένου παραλληλεπίπεδον ἀπὸ πολὺ θλαστικὴν ὕαλον.

Μετὰ τὸν Faraday (1888) παρετήρησεν ὁ Kerr ὅτι ἂν πολωμένον φῶς ἀνακλασθῇ ἐπὶ τῆς κατοπτρικῆς ἐπιφανείας *μαγνήτου* ἐπέρχεται στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως ἢ μεταβολὴ τῆς εὐθυγράμμου πολώσεως εἰς ἐλλειπτικὴν (§ 809).

Τέλος ὁ Zeeman (1896) ἀνεκάλυψεν ὅτι, ἂν φωτεινὴ πηγὴ ἐκπέμπουσα φῶς γραμμικοῦ φάσματος εὑρίσκεται ἐντὸς ἰσχυροῦ μαγνητικοῦ πεδίου, αἱ γραμμαὶ τοῦ φάσματος μεταβάλλονται. Εἰς τὴν ἁπλουστάτην περίπτωσιν ὅταν μὲν παρατηροῦμεν τὸ φῶς καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου ἡ ἁπλῆ γραμμὴ φαίνεται ὡς τριπλῆ, ὅταν δὲ παρατηροῦμεν διὰ τοῦ διατρήτου πόλου τοῦ μαγνήτου παραλλήλως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμάς, ἡ γραμμὴ φαίνεται διπλῆ.

Εἰς τὴν τριπλῆν γραμμὴν ἡ μὲν μέση *συνιστῶσα* εἶναι πολωμένη καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς αἱ δὲ δύο ἄκραι *συνιστῶσαι* εἶναι πολωμέναι παραλλήλως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμάς. Εἰς τὴν διπλῆν γραμμὴν αἱ δύο συνιστῶσαι εἶναι πολωμέναι *κυκλικῶς* κατ' ἀντιθέτους φοράς.

Τὸ φαινόμενον τοῦ Zeeman δὲν εἶναι πάντοτε τόσον ἁπλοῦν· αἱ γραμμαὶ ἀναλύονται πολλάκις εἰς περισσοτέρας τῶν δύο ἢ τριῶν συνιστώσας καὶ διὰ τοῦτο πλήρης ἱκανοποιητικὴ θεωρία τοῦ φαινομένου δὲν ὑπάρχει ἀκόμη. Πάντως, ἀφοῦ ἡ ἐκπομπὴ φωτὸς ὀφείλεται εἰς μεταπτώσεις ἠλεκτρονίων ἀπὸ ἑνὸς ἐπιπέδου ἐνεργείας εἰς ἄλλο καὶ τὸ μ. κ. τῆς ἀκτινοβολίας ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν διαφορὰν ἐνεργείας τῶν δύο ἐπιπέδων (πρβλ. § 1087), εὐνόητον ὅτι μαγνητικὸν πεδίον, μεταβάλλον τὰς μεταξὺ πυρῆνος καὶ ἠλεκτρονίων δυνάμεις, μεταβάλλει καὶ τὰ ἐπίπεδα ἐνεργείας καὶ ἑπομένως καὶ τὰ μήκη κύματος τοῦ ἐκπεμπομένου φωτός. Ἡ πόλωσις τῶν συνιστωσῶν ὀφείλεται εἰς διατεταγμένους προσανατολιτῶν τροχιῶν τῶν ἠλεκτρονίων ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

Τῆς ἁπλῆς τυπικῆς περιπτώσεως τοῦ φαινομένου τοῦ Zeeman κατώρθωσεν ὁ Lorentz νὰ δώσῃ πλήρη στοιχειώδη ἐξήγησιν δεχθεὶς ὅτι τὸ φῶς προέρχεται ἐκ τῆς κινήσεως ἠλεκτρονίων κινουμένων ἐπὶ εὐθυγράμμων, ἐλλειπτικῶν ἢ κυκλικῶν τροχιῶν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν δυνάμεων παρομοίων πρὸς τὰς ἐξ ἐλαστικότητος, ὅτι ἡ συχνότης τοῦ φωτὸς εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν συχνότητατα τῆς κινήσεως τοῦ ἠλεκτρονίου (τὸν ἀριθμὸν περιφορῶν κατὰ δευτερόλεπτον), ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ ἐκπεμπομένου φωτὸς εἶναι μεγίστη καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῆς τροχιᾶς τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ ὅτι τὸ ἐξ ἑκάστου ἠλεκτρονίου ἐκπεμπόμενον φῶς εἶναι πάντοτε πολωμένον ἐπὶ ἐπιπέδου καθέτου ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τῆς τροχιᾶς (πρβλ. § 1116).

Μὲ τὴν στοιχειωδεστάτην ταύτην εἰκόνα τοῦ μηχανισμοῦ τῆς ἐκπομπῆς ἐξήγησεν ὁ Lorentz (πρβλ. § 1116) καὶ τὴν ἀνάλυσιν εἰς δύο ἢ τρεῖς συνιστώσας καὶ τὸ εἶδος τῆς πολώσεως τῶν συνιστωσῶν, εὗρεν ὅτι τὸ δονούμενον φορτίον εἶναι ἀρνητικὸν καὶ ὑπελόγισε τὴν τιμὴν τοῦ λόγου e/m. Ἐν τούτοις σήμερον ἡ ἁπλῆ θεωρία τοῦ Lorentz δὲν ἐπαρκεῖ πρῶτον μὲν διότι ἡ ἀνάλυσις τῶν γραμμῶν εἶναι πολλάκις πολυπλοκωτέρα καὶ δεύτερον διότι ἐντελῶς κατ' ἄλλον τρόπον φανταζόμεθα τὸν μηχανισμὸν τῆς ἐκπομπῆς.

Ἂν φῶς συνεχοῦς φάσματος διέλθῃ δι' ἀερίου εὑρισκομένου ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου, ἐπειδὴ ἕνεκα τοῦ πεδίου ἡ ἐκπομπὴ τοῦ ἀερίου μεταβάλλεται ἔπε-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ται ὅτι κατὰ τὸν νόμον τοῦ Kirchhoff μεταβάλλεται ἀντιστοίχως καὶ ἡ ἀπορρόφησις καὶ ἑπομένως αἱ γραμμαὶ ἀπορροφήσεως εἶναι διάφοροι παρὰ ὅταν ἐπὶ τοῦ ἀερίου δὲν ἐπιδρᾷ μαγνητικὸν πεδίον.

Καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς π. χ. τὸ ἀέριον ἐκπέμπει τρεῖς διαφόρους συχνότητας μὲ πόλωσιν παράλληλον μὲν πρὸς τὰς γραμμὰς διὰ τὰς ἄκρας συχνότητας κάθετον δὲ πρὸς αὐτὰς διὰ τὴν μέσην. Ἐκ τούτου ἔπεται ὅτι τὰς ἀντιστοίχους συνιστώσας τοῦ φωτὸς θὰ ἀπορροφήσῃ τὸ ἀέριον, καὶ εἰς τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως θὰ ἔχωμεν ἀντὶ μιᾶς τελείως σκοτεινῆς γραμμῆς (πλήρης ἀπορρόφησις) τρεῖς γραμμὰς ὀλιγώτερον φωτεινάς, ἐκ τῶν ὁποίων αἱ μὲν ἄκραι θὰ εἶναι πολωμέναι καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς ἡ δὲ μέση παραλλήλως.

Ἂν τὸ προσπίπτον φῶς εἶναι πολωμένον, παρατηροῦμεν ὅταν μὲν τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως εἶναι παράλληλον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς μόνον τὰς ἄκρας γραμμὰς ἀπορροφήσεως ἐντελῶς σκοτεινάς, ὅταν δὲ εἶναι κάθετον ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς μόνον τὴν μέσην.

Ἀντίστοιχα εἶναι τὰ φαινόμενα τῆς ἀπορροφήσεως ὅταν τὸ φῶς διέρχεται διὰ τοῦ ἀερίου παραλλήλως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμάς. Ἂν τὸ φῶς εἶναι πολωμένον κυκλικῶς, φαίνεται ἡ μία μόνον τῶν γραμμῶν ἀπορροφήσεως ἐντελῶς σκοτεινή. Ἂν μεταβάλωμεν τὴν φορὰν τῆς κυκλικῆς πολώσεως, ἐξαφανίζεται ἡ πρώτη γραμμὴ καὶ ἐμφανίζεται ἡ ἄλλη. Ἂν τὸ προσπίπτον φῶς δὲν εἶναι πολωμένον, ἀναφαίνονται ἀμφότεραι αἱ γραμμαὶ ἀπορροφήσεως ὡς γραμμαὶ ὀλιγώτερον φωτειναὶ ἀπὸ τὸ ὑπόλοιπον φάσμα καὶ παρουσιάζουν κυκλικὴν πόλωσιν.

Τὸ φαινόμενον τοῦτο ὀνομάζεται *ἀντίστροφον φαινόμενον τοῦ Zeeman*.

Τὸ φαινόμενον τοῦ Zeeman παρετήρησεν ὁ Hale (1908) εἰς τὸ φῶς τὸ προερχόμενον ἀπὸ τὰς ἡλιακὰς κηλίδας καὶ ἐβεβαίωσεν οὕτω ὅτι εἰς τὰς κηλίδας ὑπάρχουν ἰσχυρὰ μαγνητικὰ πεδία. Τὰ *τοπικὰ* ταῦτα πεδία ἐξηγοῦνται ἂν δεχθῶμεν, συμφώνως πρὸς τὴν ἐξ ἄλλων λόγων διαμορφωθεῖσαν θεωρίαν τῶν κηλίδων, ὅτι αὗται ἀντιστοιχοῦν εἰς *δίνας* τῶν ἀερίων τοῦ Ἡλίου, καὶ ὅτι ἐντὸς τῶν κινουμένων ἀερίων ὑπάρχουν καὶ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια. Τῶν κυκλικῶν τούτων ρευμάτων *μεταφορὰς* τὸ μαγνητικὸν πεδίον προκαλεῖ τὸ φαινόμενον τοῦ Zeeman.

Ἐκ τῆς ἀποστάσεως τῶν συνιστωσῶν, εἰς τὰς ὁποίας αἱ γραμμαὶ ἀναλύονται, εὗρεν ὁ Hale ὅτι ἡ ἐντασις τοῦ πεδίου εἰς τὸ κεντρικὸν μέρος τῶν κηλίδων φθάνει τὰς 4500 Gauss (§ 860) ἐκ δὲ παρατηρήσεων κατὰ τὴν κατακόρυφον τοῦ Ἡλίου (κηλὶς εἰς τὸ μέσον τοῦ ἡλιακοῦ δίσκου) καὶ κατὰ τὴν ὁριζοντίαν (κηλὶς εἰς τὴν περιφέρειαν τοῦ δίσκου) εὗρεν ὅτι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ (ὁ ἄξων τῆς δίνης) σχηματίζουν γωνίαν μὲ τὴν κατακόρυφον καὶ ὅτι μία δίνη εἶναι δυνατὸν νὰ συνδέῃ δύο κηλίδας αἱ ὁποῖαι εἶναι αἱ καταλήξεις τοῦ ἄξονος αὐτῆς. Εἰς τὰς δύο ταύτας κηλίδας, ἐπειδὴ ἡ φορὰ τῆς περιστροφικῆς κινήσεως εἶναι ἀντίθετος, εἶναι ἀντίθετος καὶ ἡ φορὰ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

Ἡ ἀνακάλυψις τοῦ Hale εἶνε μία τῶν ὡραιοτέρων ἀστρονομικῶν ἀνακαλύψεων τῶν τελευταίων χρόνων.

§ 1113 **Ἠλεκτροπτικὰ φαινόμενα.** Ἡ ἐπίδρασις ἠλεκτροστατικῶν πεδίων ἐπὶ τῶν φωτεινῶν φαινομένων καθὼς καὶ ταὐτάπαλιν ἡ ἐπίδρασις τοῦ φωτὸς ἐπὶ ἠλεκτρικῶν φαινομένων εἶναι πολλαπλῆ. Ἤδη ἀνεφέραμεν τὸ φωτοηλεκτρι-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

κὸν φαινόμενον, τὸ ὁποῖον συνίσταται εἰς τὴν ἐκπομπὴν καθοδικῶν ἀκτίνων ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν φωτός.

Ὁ Kerr παρετήρησεν ὅτι ἰσότροπα μέσα στερεὰ ἢ ὑγρὰ γίνονται διπλοθλαστικὰ ἐντὸς ἰσχυρῶν ἠλεκτροστατικῶν πεδίων.

Τὸ 1913 ἀνεκάλυψεν ὁ J. Stark ἠλεκτροπτικὸν φαινόμενον ἀντίστοιχον πρὸς τὸ μαγνητοπτικὸν τοῦ Zeeman. Παρετήρησε δηλ. ὅτι ἂν φωτεινὴ πηγή, ἐκπέμπουσα φῶς γραμμικοῦ φάσματος, εὑρίσκεται ἐντὸς ἰσχυροῦ ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου, αἱ γραμμαὶ τοῦ φάσματος αὐτῆς ἀναλύονται εἰς πολωμένας συνιστώσας, πολλάκις ἄνω τῶν 30.

Τὸ φαινόμενον τοῦ Stark κατωρθώθη νὰ ἐξηγηθῇ θεωρητικῶς ἐπὶ τῇ βάσει τῶν περὶ τοῦ μηχανισμοῦ τῆς ἐκπομπῆς ἀντιλήψεων ὄχι μόνον ποιοτικῶς ἀλλὰ καὶ ποσοτικῶς ἡ δὲ πλήρης συμφωνία τῶν ἐξαγομένων τῆς θεωρίας πρὸς τὰς παρατηρήσεις ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἓν τῶν κυριωτέρων θεμελίων τῆς θεωρίας τῶν στοιχειωδῶν ποσῶν ἐνεργείας.

§ 1114. *Ἠλεκτρομαγνητικὴ θεωρία τοῦ φωτός.* Ἐκ τῶν μέχρι τοῦδε ἐκτεθέντων δὲν ὑπολείπεται πλέον καμμία ἀμφιβολία ὅτι τὰ φωτεινὰ φαινόμενα εἶναι ἁπλῶς μερικαὶ μορφαὶ τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν φαινομένων καὶ ὅτι ἀντιλαμβανόμεθα τὸ φῶς ὡς φῶς μόνον ὡς ἐκ τῆς ἰδιαζούσης φύσεως τοῦ αἰσθητηρίου μας, ἀκριβῶς ὅπως ἀντιλαμβανόμεθα μηχανικὰς διαταράξεις τοῦ περιβάλλοντος ἀέρος ὡς ἤχον ἕνεκα τῆς φύσεως τοῦ αἰσθητηρίου τῆς ἀκοῆς.

Πράγματι πλήρης εἶναι ἡ ταυτότης τῶν φωτεινῶν καὶ ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων. Ἡ ταχύτης διαδόσεως εἶναι ἡ αὐτή, εἶναι δὲ τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα *ἐγκάρσια* ὅπως καὶ τὰ φωτεινά. Οἱ νόμοι τῆς ἀνακλάσεως, διαθλάσεως, περιθλάσεως εἶναι ἐντελῶς οἱ αὐτοί. Διὰ τοῦτο ὁ Hertz, ὅταν ἀνεκοίνωσε τὰ πρῶτα αὐτοῦ πειράματα, δικαίως εἶπεν ὅτι τὰ ὑπ' αὐτοῦ ἀνακαλυφθέντα ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα εἶναι φωτεινὰ κύματα μεγάλου μήκους.

Εἰς τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα τὰ χαρακτηριστικὰ ἀνυσματικὰ ποσὰ εἶναι αἱ ἐντάσεις τοῦ ἠλεκτρικοῦ καὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τῶν ὁποίων αἱ διευθύνσεις εἶναι κάθετοι ἐπ' ἀλλήλας καὶ ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως τοῦ κύματος, δηλ. ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος. Οὕτω αἱ *δονήσεις* εἰς τὰς ὁποίας ὀφείλεται ἡ διάδοσις τοῦ φωτὸς (§ 777 σελ. 260) εἶναι αἱ μεταβολαὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ καὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τὸ ἐπίπεδον πολώσεως θὰ εἶναι βεβαίως παράλληλον μὲν πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἑνὸς πεδίου, κάθετον δὲ ἐπὶ τὴν τοῦ ἄλλου, δεικνύεται δὲ ἐκ τῆς λεπτομερεστέρας θεωρητικῆς ἐρεύνης ὅτι τὸ ἐπίπεδον πολώσεως εἶναι κάθετον ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου καὶ παράλληλον πρὸς τὴν τοῦ μαγνητικοῦ. Πειραματικῶς ἐβεβαίωσε τοῦτο ὁ Clemencic διὰ τῆς παρατηρήσεως τῆς διαθλάσεως ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων διὰ πολωτικῆς στήλης (§ 775) ἐξ ὑαλίνων πλακῶν.

Τὸ πρόβλημα λοιπόν, τὸ ὁποῖον παρουσιάζεται εἰς τὴν ἐλαστικὴν θεωρίαν τοῦ φωτός, περὶ τῆς θέσεως τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως ὡς πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῶν κραδασμῶν ἀποδεικνύεται μὴ ὑφιστάμενον διότι ἔχομεν *κραδασμούς* δηλαδὴ *περιοδικὰς μεταβολὰς ἀνυσματικοῦ ποσοῦ*, καὶ παραλλήλως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως καὶ καθέτως ἐπ' αὐτό.

Ἡ ἓξις μόνον οὐσιώδης διαφορὰ τῶν κυρίως ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων ἀπὸ τῶν φωτεινῶν, θερμικῶν ἢ κυμάτων Röntgen πρέπει ἰδιαιτέρως νὰ ἐξαρθῇ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, ἐκπεμπόμενα ἀπὸ ἓν καὶ μόνον σύστημα χαρακτηριστικῆς ἰδίας συχνότητος, εἶναι πράγματι ἑνιαῖα, καὶ διὰ τοῦτο εἶναι δυνατὸν κύματα προερχόμενα ἀπὸ διαφόρους πηγὰς νὰ συμβάλουν (πρβλ. § 1100), ὅπως εἶναι δεκτικὰ συμβολῆς τὰ κύματα τὰ προερχόμενα ἀπὸ δύο διαφόρους ἑνιαίας *ἠχητικὰς* πηγάς, π. χ. ἀπὸ δύο ἠχητικοὺς σωλῆνας. Εἰς τὸ φυσικὸν ὅμως φῶς, καὶ ὑπὸ τὴν ἔννοιαν ταύτην περιλαμβάνομεν ὄχι μόνον τὸ κυρίως φῶς ἀλλὰ καὶ τὴν θερμικὴν ἀκτινοβολίαν, καὶ τὴν ὑπεριώδη, καὶ τὰς ἀκτῖνας Röntgen, ἔχομεν πράγματι μέγα πλῆθος κυμάτων, τὰ ὁποῖα προέρχονται ἕκαστον ἀπὸ ἰδίαν πηγήν. Διὰ τοῦτο αἱ φυσικαὶ ἀκτινοβολίαι δὲν εἶναι δεκτικαὶ συμβολῆς ἐφ' ὅσον δὲν προέρχονται ἀπὸ τὴν αὐτὴν πηγήν, ἐκτὸς δὲ τούτου ὡς ἐκ τοῦ μεγάλου πλήθους τῶν ἀποτελούντων αὐτὰς συστατικῶν ἔχουν ἰδιότητας σχετικὰς μὲ τὴν στατιστικὴν τῆς κατανομῆς τῶν φάσεων καὶ τῆς ἐνεργείας. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι τὰ *τεχνητὰ* ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα χαρακτηρίζονται ἀπὸ μόνον τὸ μῆκος κύματος καὶ τὴν ἔντασιν, τὸ ποσὸν δηλ. τῆς ἐνεργείας, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου διέρχεται διὰ τῆς μονάδος τῆς ἐπιφανείας, καθέτου ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως, ἐνῷ αἱ *φυσικαὶ* ἀκτινοβολίαι ἔχουν καὶ χαρακτηριστικὰ *στατιστικῆς φύσεως, ἐντροπίαν καὶ θερμοκρασίαν* (πρβλ. Τ. Α' § 440,511).

Ἐκ τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς θεωρίας τοῦ φωτὸς ἠμπορεῖ νὰ ἐξαχθῇ ἀμέσως ἓν σπουδαιότατον συμπέρασμα.

Ἂν εἶναι Κ καὶ μ ἡ σταθερὰ διηλεκτρικότητος καὶ ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης μέσου τινός, ἡ ταχύτης διαδόσεως τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων, καὶ ἑπομένως καὶ τοῦ φωτός, εἶναι

$$c' = \frac{c}{\sqrt{K\mu}}$$

ὅπου c ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν.

Ἀλλ' ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου εἶναι (πρβλ. § 558)

$$\nu = \frac{c}{c'} = \sqrt{K\mu}$$

καὶ ἂν τὸ μέσον δὲν εἶναι σιδηρομαγνητικόν, ὅπως ἐν γένει δὲν εἶναι τὰ διαφανῆ μέσα, εἶναι $\mu = 1$ καὶ ἑπομένως

$$\nu^2 = K.$$

Ἡ ἐξίσωσις αὕτη ὀνομάζεται *σχέσις τοῦ Maxwell* καὶ εὑρέθη πραγματικῶς ἰσχύουσα διὰ τὰ κυρίως ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα.

Ὅτι ἀκριβῶς δὲν ἰσχύει διὰ τὸ φῶς εἶναι εὐνόητον, ἀφοῦ ὁ δείκτης διαθλάσεως ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος. Ἐν τούτοις εἰς πολλὰς περιπτώσεις ἡ τιμὴ τῆς σταθερᾶς διηλεκτρικότητος ὑγρῶν ἢ ἀερίων εὑρέθη περίπου ἴση πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς μέσης τιμῆς τοῦ δείκτου διαθλάσεως.

Τὴν ἀσυμφωνίαν τῆς σχέσεως τοῦ Maxwell πρὸς τὴν παρατήρησιν ἐξήγησεν ἡ ἠλεκτρονικὴ θεωρία τοῦ διασκεδασμοῦ, ἡ ὁποία ἀναχωροῦσα ἀπὸ τὴν ἐκδοχὴν ὅτι ἐντὸς τῶν διηλεκτρικῶν ὑπάρχουν ἠλεκτρόνια συγκρατούμενα εἰς θέσιν ἰσορροπίας ἀπὸ δυνάμεις ὁμοίας πρὸς ἐλαστικὰς καὶ ἑπομένως χαρακτηριζόμενα ἀπὸ *ἰδίαν συχνότητα* κραδασμοῦ, κατέληξεν εἰς τοὺς τύπους τοῦ διασκεδασμοῦ, τοὺς ὁποίους ὑπεδείξαμεν εἰς τὴν § 869 καὶ οἱ ὁποῖοι ἀποδίδουν μὲ ἀρκετὴν ἀκρίβειαν

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὴν σχέσιν τοῦ δ. δ. πρὸς τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός. Τὰ ἠλεκτρόνια τοῦ συστήματος κατὰ τὸν γενικὸν νόμον τοῦ συντονισμοῦ ἀπορροφοῦν κυρίως τὰς ἀκτινοβολίας, τῶν ὁποίων ἡ συχνότης συμπίπτει μὲ τὴν ἰδίαν αὐτῶν συχνότητα. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι, ἂν γνωρίζωμεν τὰς ταινίας ἀπορροφήσεως τῆς οὐσίας, ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν τὸν τύπον τοῦ διασκεδασμοῦ, ἀλλὰ καὶ τἀνάπαλιν γνωρίζοντες τὴν καμπύλην τοῦ διασκεδασμοῦ εἰς τὸ ὁρατὸν φάσμα ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν τὴν ἰδίαν συχνότητα τῶν δονουμένων ἠλεκτρονίων καὶ ἐπομένως τὴν θέσιν τῶν ταινιῶν ἀπορροφήσεως, αἱ ὁποῖαι ἠμποροῦν νὰ εἶναι ὄχι μόνον εἰς τὸ ὁρατὸν φάσμα ἀλλὰ καὶ εἰς τὸ ὑπερέρυθρον καὶ εἰς τὸ ὑπεριῶδες.

Ἡ ἠλεκτρονικὴ θεωρία τοῦ διασκεδασμοῦ προεῖπε πράγματι τὴν ὕπαρξιν τοιούτων ταινιῶν ἀπορροφήσεως, αἱ ὁποῖαι ἀνευρέθησαν πειραματικῶς.

§ 1115. *Πίεσις τοῦ φωτός.* Ἓν τῶν σπουδαιοτάτων συμπερασμάτων, εἰς τὰ ὁποῖα θεωρητικῶς ἔφθασεν ὁ Maxwell, εἶναι ὅτι τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα ἐξασκοῦν *πίεσιν* ἐπὶ τῶν ἐπιφανειῶν, τὰς ὁποίας προσβάλλουν. Πράγματι, ὅταν σῶμα, τὸ ὁποῖον διὰ τὴν ἁπλότητα θεωροῦμεν ὡς καλὸν ἀγωγὸν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, εὑρεθῇ εἰς τὸν δρόμον τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων, ἀναπτύσσονται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας αὐτοῦ ὡς ἐκ τοῦ περιβάλλοντος ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου ἠλεκτρικὰ φορτία ἐναλλασσομένου σημείου, συγχρόνως δὲ παράγονται ἐξ ἐπαγωγῆς ρεύματα ἐναλλασσόμενα. Ἐπὶ τῶν στατικῶν φορτίων ἐνεργοῦν δυνάμεις ἐκ τοῦ περιβάλλοντος πεδίου, αἱ ὁποῖαι, καθὼς ἡ λεπτομερὴς θεωρητικὴ ἔρευνα δεικνύει, εἶναι *ἑλκτικαί*, ἀλλ' ἐπὶ τῶν ἐξ ἐπαγωγῆς ρευμάτων ἐνεργοῦν ἐκ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τῶν κυμάτων δυνάμεις *ἀπωστικαί*, μεγαλύτεραι τῶν ἑλκτικῶν, οὕτως ὥστε ἡ συνισταμένη εἶναι *ἄπωσις*. Ὡθεῖ δηλ. τὸ ἠλεκτρομαγνητικὸν κῦμα τὸ σῶμα ἐπὶ τοῦ ὁποίου προσπίπτει, ἤτοι ἀσκεῖ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας αὐτοῦ *πίεσιν*. Ἂν κῦμα ἐντάσεως E προσπίπτῃ καθέτως ἐπὶ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας τελείως ἀγωγοῦ σώματος (τελείου κατόπτρου) ἀποδεικνύεται ἐκ τῆς θεωρίας τοῦ Maxwell ὅτι ἡ πίεσις εἶναι

$$p = \frac{2E}{c} \qquad (1)$$

ὅπου c ἡ ταχύτης τοῦ φωτός. Ἂν λοιπὸν δεχθῶμεν ὅτι τὰ φωτεινὰ κύματα εἶναι πράγματι ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, πρέπει τὸ φῶς νὰ ἀσκῇ ἐπὶ τῶν ἐπιφανειῶν, τὰς ὁποίας προσβάλλει, *πίεσιν*, τὴν πίεσιν τοῦ Maxwell, καὶ ὅταν ἡ πρόσπτωσις εἶναι κάθετος καὶ ἡ ἐπιφάνεια τελείως κατοπτρικὴ τὸ μέγεθος τῆς πιέσεως παρέχεται ἀπὸ τὸν τύπον (1).

Ἀλλὰ καὶ κατὰ τὴν θεωρίαν τῆς ἐκπομπῆς πρέπει νὰ περιμένωμεν πίεσιν τοῦ φωτός, καθὼς ἤδη ὁ Kepler (1619) ὑπέδειξεν, τῆς ὁποίας τὸ μέγεθος εὐκόλως ἠμποροῦμεν νὰ ὑπολογίσωμεν.

Ἔστω n ὁ ἀριθμὸς τῶν σωματίων, τὰ ὁποῖα εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου προσπίπτουν καθέτως ἐπὶ τῆς μονάδος τῆς ἐπιφανείας, m ἡ μᾶζα αὐτῶν καὶ c ἡ ταχύτης, ἡ γνωστὴ ταχύτης τοῦ φωτός.

Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἑκάστου σωματίου εἶναι $\frac{1}{2}mc^2$ καὶ τὰ n σωμάτια διαβιβάζουν εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου διὰ τῆς ἐπιφανείας ἐνέργειαν $\frac{1}{2}nmc^2$.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἀλλὰ τὸ ποσὸν τοῦτο ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὴν *ὕλην* Ε τῆς φωτεινῆς δέσμης, εἶναι δηλ.

$$E = \frac{1}{2} nmc^2. \quad (2)$$

Τὰ σωμάτια ταῦτα ἀνακλῶνται ἐπὶ τῆς τελείως κατοπτρικῆς ἐπιφανείας ἄνευ ἀπωλείας ἐνεργείας, κατὰ τοὺς νόμους τῆς ἐλαστικῆς κρούσεως, ἀναστρέφεται δηλ. ἁπλῶς ἡ ταχύτης αὐτῶν (Τ. Α′ § 160).

Ἡ ποσότης κινήσεως τῶν n σωματίων πρὸ τῆς κρούσεως εἶναι nmc (Τ. Α′ § 59) μετ' αὐτὴν δὲ —nmc καὶ ἑπομένως ἡ *μεταβολὴ* τῆς ποσότητος κινήσεως εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου εἶναι —2nmc. Διὰ νὰ παραχθῇ ἡ μεταβολὴ αὕτη χρειάζεται δύναμις, ἀσκουμένη ἐκ τῆς ἐπιφανείας ἐπὶ τοῦ ρεύματος τῶν σωματίων, τῆς ὁποίας ἡ ἔντασις εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν

$$F = 2nmc.$$

Πρὸς τὴν δύναμιν ταύτην εἶναι κατὰ τὸ ἀξίωμα τῆς δράσεως καὶ ἀντιδράσεως ἴση ἡ ἐκ τοῦ φωτὸς ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ἀσκουμένη δύναμις, ἡ ὁποία, ἐπειδὴ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας εἶναι ἴσον πρὸς τὴν μονάδα, ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὴν πίεσιν. Κατὰ ταῦτα ἡ πίεσις τοῦ φωτὸς εἶναι

$$p = 2nmc$$

ἤ, ἂν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν τὴν ἐξ. (2)

$$p = \frac{4E}{c} \quad (3)$$

Ἐκ τῆς συγκρίσεως τῶν ἐξ. (1,3) εὑρίσκομεν ὅτι ἡ τιμὴ τῆς πιέσεως τοῦ φωτὸς εὑρίσκεται κατὰ τὴν θεωρίαν τῆς ἐκπομπῆς *διπλασία* τῆς κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Maxwell ὑπολογιζομένης καὶ ἑπομένως εἶναι δυνατὸν καὶ ἐκ τῆς μετρήσεως τῆς πιέσεως ταύτης νὰ ἐξελεγχθῇ ἡ ὀρθότης τῶν δύο θεωριῶν.

Τὴν πίεσιν τοῦ φωτὸς κατώρθωσε πράγματι νὰ παρατηρήσῃ καὶ μετρήσῃ ὁ Lebedew (1900), ὁ ὁποῖος εὗρε τιμὴν σύμφωνον πρὸς τὴν κατὰ τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴν θεωρίαν εὑρισκομένην.

Ἂν ἡ ἐπιφάνεια, ἐπὶ τῆς ὁποίας τὸ φῶς προσπίπτει, δὲν εἶναι ἀκίνητος, ἡ πίεσις εἶναι διάφορος, ἔργον παράγεται εἴτε ὑπὸ τῆς ἀκτινοβολίας ὅταν ἡ ἐπιφάνεια ὑποχωρῇ, ἕνεκα τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις τοῦ ἀνακλωμένου φωτὸς ἐλαττώνεται, εἴτε ὑπὸ τῆς δυνάμεως, ἡ ὁποία κινεῖ τὴν ἐπιφάνειαν ἀντιθέτως πρὸς τὸ φῶς, ὡς ἐκ τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις τοῦ ἀνακλωμένου φωτὸς αὐξάνεται. Συγχρόνως ὅμως καὶ τὰ μήκη κύματος τοῦ φωτὸς μεταβάλλονται καὶ ἡ φασματικὴ σύνθεσις τοῦ ἀνακλωμένου φωτὸς εἶναι διάφορος τῆς τοῦ προσπίπτοντος καὶ ἐξαρτᾶται καὶ ἀπὸ τὰς γωνίας τῆς προσπτώσεως καὶ ἀνακλάσεως, αἱ ὁποῖαι εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην δὲν εἶναι ἴσαι.

Ἐπὶ τῶν σχέσεων τούτων τῆς ἐντάσεως τῆς προσπιπτούσης καὶ ἀνακλωμένης ἀκτινοβολίας, τοῦ παραγομένου ἔργου καὶ τῆς μεταβολῆς τῶν μηκῶν κύματος ἐστηρίχθη ὁ Wien διὰ νὰ εὕρῃ τὸν φερώνυμον αὐτοῦ νόμον τῆς ἀκτινοβολίας (Τ. Α′, § 503).

Κατὰ τὰ ἀνωτέρω τὸ ἡλιακὸν φῶς πίέζει τὰς ἐπιφανείας, τὰς ὁποίας προσβάλλει, καὶ ἀπωθεῖ τὰ σώματα, ἡ δὲ ἄπωσις, ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ φωτός, εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἀποστάσεως. Ἐπο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μένως ὁ λόγος τῆς ἀπώσεως πρὸς τὴν νευτώνειον ἕλξιν εἶναι δι' ἕκαστον σῶμα (ὑπὸ τὸν αὐτὸν προσανατολισμὸν) ἀνεξάρτητος τῆς ἀπὸ τοῦ Ἡλίου ἀποστάσεως.

Ἡ ἕλξις εἶναι ἀνάλογος τῆς μάζης τοῦ σώματος, ἀνάλογος λοιπὸν τοῦ ὄγκου διὰ τὸ αὐτὸ ὑλικόν, ἢ τῆς τρίτης δυνάμεως τῶν γραμμικῶν διαστάσεων. Ἡ ἄπωσις ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ὑπὸ τοῦ φωτὸς προσβαλλομένην ἐπιφάνειαν καὶ μολονότι, ὅταν τὸ σῶμα εἶναι μικρόν, τὰ φαινόμενα τῆς περιθλάσεως σημαντικῶς ἀλλοιώνουν τὴν πίεσιν τοῦ φωτός, ἠμποροῦμεν κατὰ προσέγγισιν νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἡ ἐκ τῆς πιέσεως τοῦ φωτὸς ἄπωσις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν, ἀνάλογος δηλ. πρὸς τὴν δευτέραν δύναμιν τῶν γραμμικῶν διαστάσεων τοῦ σώματος. Ὁ λόγος τῆς ἀπώσεως πρὸς τὴν ἕλξιν εἶναι λοιπὸν ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὰς γραμμικὰς διαστάσεις τοῦ σώματος καί, ὅταν τὸ σῶμα εἶναι *πολὺ μικρόν*, εἶναι δυνατὸν ἡ ἐκ τῆς πιέσεως τοῦ φωτὸς ἄπωσις νὰ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς νευτωνείου ἕλξεως καὶ ἑπομένως τὸ σῶμα νὰ *ἀπωθῆται* ἀπὸ τὸν Ἥλιον κατὰ λόγον ἀντίστροφον τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως.

Διὰ τῆς ἀπώσεως ταύτης ἐξηγεῖται ὁ σχηματισμὸς τῆς οὐρᾶς τῶν Κομητῶν, ὁ δὲ Arrhenius θεωρεῖ τὰς ἐκ τῆς πιέσεως τῆς ἀκτινοβολίας δυνάμεις ὡς ἐξ ἴσου σημαντικὰς διὰ τὴν γένεσιν τῶν κοσμικῶν συστημάτων πρὸς τὰς κατὰ τὸν νόμον τοῦ Νεύτωνος ἕλξεις.

Τὴν πίεσιν τοῦ φωτὸς ἔδειξαν οἱ Nichols καὶ Hull χαρακτηριστικώτατα ὡς ἑξῆς. Δι' ἀπανθρακώσεως σπορίων τοῦ γαστερομύκητος λυκοπέρδου, τὰ ὁποῖα εἶναι περίπου σφαιρικὰ καὶ ἔχουν διάμετρον ἴσην πρὸς 0,002 mm, ἔλαβαν κόνιν πυκνότητος περίπου 0,1 τὴν ὁποίαν ἀνέμιξαν μὲ λεπτὴν κόνιν σμύριδος. Τὸ μῖγμα ἔθασαν ἐντὸς δοχείου ὁμοίου πρὸς ὡρολόγιον μὲ ἄμμον, ἀπὸ τὸ ὁποῖον ἀφήρεσαν μέχρι τοῦ ἄκρου δυνατοῦ ὁρίου τὸν ἀέρα. Διευθύνοντες ἐντονον φωτεινὴν δέσμην ἐπὶ τῆς κόνεως, ἡ ὁποία ἔπιπτεν ὑπὸ μορφὴν λεπτῆς φλεβὸς ἀπὸ τὴν ὀπὴν τὴν ἑνώνουσαν τὰ δύο μέρη τοῦ δοχείου, παρετήρουν ὅτι τὰ σπόρια ἐξετρέποντο ἀπὸ τὴν κατακόρυφον τροχιὰν παρασυρόμενα ἀπὸ τὴν πίεσιν τοῦ φωτὸς ἐνῶ ἡ πυκνοτέρα σμύρις ἐξηκολούθει νὰ πίπτῃ κατακορύφως.

§ 1116. ***Μηχανισμὸς τῆς ἀκτινοβολίας.*** Κατὰ τὴν κλασικὴν ἠλεκτροδυναμικὴν τοῦ Maxwell ἡ ἐπιτάχυνσις τῆς κινήσεως ἠλεκτρονίων συνοδεύεται ἀπὸ ἐκπομπὴν ἀκτινοβολίας, ὅπως εἰς τὴν μερικὴν περίπτωσιν τῆς § 1097 λεπτομερέστερον ἐξετέθη, καὶ διὰ τοῦτο εἶχε διαμορφωθῇ ἡ ἑξῆς εἰκὼν τῆς στοιχειώδους ἀκτινοβολίας.

Ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ ἠλεκτρόνιον, εὑρισκόμενον ἐντὸς ἰσοτρόπου μέσου, συγκρατεῖται εἰς θέσιν ἰσορροπίας ἀπὸ δυνάμεις ὁμοίας πρὸς τὰς ἐλαστικάς, τοιαύτας δηλ. ὥστε, ἂν ἀπομακρυνθῇ ἀπὸ τὴν θέσιν του κατὰ τὸ μικρὸν διάστημα δ, νὰ ἀναπτύσσεται δύναμις ἐντάσεως αδ τείνουσα νὰ ἐπαναφέρῃ αὐτὸ εἰς τὴν ἀρχικὴν θέσιν. Ἂν τὸ ἠλεκτρόνιον ἀπομακρυνθῇ τῆς ἀρχικῆς θέσεως καὶ ἀφεθῇ ἐλεύθερον, δεικνύεται εὐκόλως ὅτι ἐκτελεῖ περὶ τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας εὐθύγραμμον ἁρμονικὴν κίνησιν, τῆς ὁποίας τὸ μὲν πλάτος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν μετατόπισιν, ἡ δὲ περίοδος εἶναι

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{a}} \qquad (1)$$

ὅπου m ἡ μᾶζα τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ α ἡ χαρακτηριστικὴ τῶν δυνάμεων σταθερά.

Ἂν ἡ ἀρχικὴ μετατόπισις συνοδεύεται καὶ ἀπὸ πλαγίαν ὥθησιν, τὸ ἠλεκ-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τρόνιον ἐκτελεῖ συγχρόνως δύο περιοδικὰς κινήσεις τῆς αὐτῆς περιόδου, τῶν ὁποίων τὰ πλάτη καὶ αἱ σχετικαὶ φάσεις ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὸν τρόπον τῆς ἀρχικῆς διεγέρσεως. Τὸ ἠλεκτρόνιον λοιπὸν κινεῖται ἐν γένει ἐπὶ εὐθυγράμμου, ἐλλειπτικῆς ἢ κυκλικῆς τροχιᾶς (Τ. Α′ § 42), ἡ δὲ κίνησίς του πάντως ἰσοδυναμεῖ πρὸς δύο ἁρμονικὰς κινήσεις ἐπὶ καθέτων εὐθειῶν.

Ἀλλ' ἠλεκτρόνιον κινούμενον παλινδρομικῶς ἐπ' εὐθείας ἀποτελεῖ σύστημα ἐντελῶς ἀντίστοιχον πρὸς τὰς δύο σφαίρας τῆς § 1097, αἱ ὁποῖαι ἐναλλὰξ ἠλεκτρίζονται θετικῶς καὶ ἀρνητικῶς, καὶ ἐπομένως ἀποτελεῖ πηγὴν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων, τῶν ὁποίων ἡ ἐνέργεια δὲν ἠμπορεῖ νὰ προέρχεται παρὰ ἀπὸ τὴν διὰ τῆς ἀρχικῆς ὠθήσεως ἀποταμιευθεῖσαν δυναμικὴν καὶ κινητικὴν ἐνέργειαν. Ἡ κίνησις λοιπὸν θὰ ἔχῃ μειούμενον πλάτος καὶ τὰ κύματα θὰ εἶνσι φθίνοντα.

Ἡ ἔντασις τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ εὐθυγράμμως κινουμένου ἠλεκτρονίου εἶναι μεγίστη κατὰ διεύθυνσιν κάθετον ἐπὶ τὴν τροχιάν του, ἴση δὲ πρὸς μηδὲν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς τροχιᾶς.

Ἐκ τῆς περιόδου τῆς κινήσεως τοῦ ἠλεκτρονίου εὑρίσκομεν τὸ μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας

$$\lambda = cT = 2\pi c \sqrt{\frac{m}{a}}.$$

Ἡ εἰκὼν αὕτη τῆς ἀκτινοβολίας ἐφαίνετο βεβαιουμένη ἀπὸ τὸ φαινόμενον τοῦ Zeeman (§ 1114) τὸ ὁποῖον πράγματι δι' αὐτῆς ἠμπορεῖ νὰ *ἐξηγηθῇ*, ὅταν ἔχῃ τὴν ἁπλῆν τυπικὴν μορφήν.

Οὕτω π. χ. ὅταν ἠλεκτρόνιον κινῆται ἐπὶ κυκλικῆς τροχιᾶς, καθέτου ἐπὶ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς μαγνητικοῦ πεδίου, ἐνεργεῖ ἐπ' αὐτοῦ δύναμις ἐκ τοῦ πεδίου κάθετος ἐπὶ τὴν τροχιὰν καὶ εὑρισκομένη ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου αὐτῆς, ἡ ὁποία ἀναλόγως πρὸς τὴν φορὰν τῆς κινήσεως εἶναι ἑλκτικὴ πρὸς τὸ κέντρον ἢ ἀπωστικὴ (§ 1050).

Αὐξάνεται λοιπὸν ἢ ἐλαττώνεται ἡ κεντρομόλος δύναμις καὶ ἕνεκα τούτου καὶ ἡ περίοδος τῆς κινήσεως μεταβάλλεται. Οὕτω ἔχομεν δύο δυνατὰς κυκλικὰς δονήσεις τοῦ ἠλεκτρονίου μὲ διαφόρους περιόδους καὶ ἐπομένως ἂν διὰ τοῦ διατρήτου πόλου τοῦ μαγνήτου παρατηρήσωμεν τὸ φῶς, θὰ εὕρωμεν δύο γραμμὰς μὲ διάφορον μῆκος κύματος πολωμένας κυκλικῶς κατ' ἀντιθέτους φορὰς (Lorentz).

Ἀλλὰ τὸ φαινόμενον τοῦ Zeeman δὲν παρουσιάζεται πάντοτε ὑπὸ τὴν ἁπλῆν τυπικὴν μορφὴν καὶ ἐπομένως ἤδη ἐκ τούτου φαίνεται ἡ ἀνεπάρκεια τῆς εἰκόνος.

Ἡ ἀτομικὴ θεωρία τοῦ Bohr (§ 1086) εὑρίσκεται εἰς ἀντίθεσιν πρὸς τὴν περιγραφεῖσαν εἰκόνα ἀλλὰ καὶ πρὸς τὴν κλασικὴν ἠλεκτροδυναμικὴν ἐν γένει. Πράγματι εἴδομεν ὅτι διὰ νὰ ἐξηγηθοῦν τὰ διάφορα ἐπίπεδα ἐνεργείας πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι ὑπάρχουν ὡρισμέναι *εὐσταθεῖς* τροχιαὶ τῶν ἠλεκτρονίων, τῶν ὁποίων τὰ στοιχεῖα παρέχονται ἀπὸ τὴν θεωρίαν τῶν κουάντων καὶ ἐπὶ τῶν ὁποίων τὰ ἠλεκτρόνια ἠμποροῦν νὰ κινοῦνται *ἐπ' ἄπειρον*, ἂν *ἐξωτερικὴ αἰτία* δὲν τὰ ἀπομακρύνῃ ἀπὸ αὐτάς. Ἀλλ' ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι ἡ ἐνέργεια τοῦ συστήματος μένει ἀμετάβλητος καὶ ὅτι τὸ ἠλεκτρόνιον, μολονότι κινεῖται ἐπὶ κλειστῆς τροχιᾶς καὶ ἐπομένως διαρκῶς μεταβάλλει κινητικὴν κατάστασιν (κεντρο-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

μόλος ἐπιτάχυνσις) δὲν ἀκτινοβολεῖ ἐφ' ὅσον κινεῖται ἐπὶ τῶν ἐξαιρετικῶν τούτων τροχιῶν.

Ἀλλὰ καὶ ἡ συχνότης τῆς ἐκπεμπομένης ἀκτινοβολίας, ἐξαρτωμένη κατὰ τοὺς νόμους τῶν Einstein καὶ Bohr ἀπὸ τὰ διαθέσιμα ποσὰ ἐνεργείας καὶ τὸ στοιχεῖον δράσεως τοῦ Planck, δὲν ἔχει ἄμεσον σχέσιν μὲ τὴν περίοδον τῆς κινήσεως τῶν ἠλεκτρονίων.

Ἐκ τῶν συντομωτάτων τούτων ὑποδείξεων φαίνεται ἐπαρκῶς ὅτι ἡ θεωρία τοῦ λεπτομεροῦς μηχανισμοῦ τῆς ἐκπομπῆς τῶν φωτεινῶν καὶ θερμικῶν ἀκτινοβολιῶν ἐν γένει εὑρίσκεται ἀκόμη εἰς τὸ στάδιον τῆς διαμορφώσεως καὶ ὅτι πρὸς τὸ παρὸν διατυπώνομεν μαθηματικῶς τοὺς νόμους τῆς θεωρίας τῶν κουάντων χωρὶς ἀκόμη νὰ εἴμεθα εἰς θέσιν νὰ *ἐξηγήσωμεν* αὐτούς (Τ. Α΄ § 2).

§ 1117. ***Φύσις τοῦ λευκοῦ φωτός.*** Ἐκ τῆς ἀναλύσεως τοῦ λευκοῦ φωτὸς διὰ πρίσματος εἰς τὰ ἁπλᾶ χρώματα τοῦ φάσματος καὶ τῆς συνθέσεως πάλιν τῶν ἁπλῶν χρωμάτων εἰς λευκὸν ἐξήγαγεν ὁ Νεύτων (§ 579) τὸ συμπέρασμα ὅτι τὸ λευκὸν φῶς εἶναι σύνθετον, ὅτι δηλ. εἰς αὐτὸ περιέχονται *καὶ πρὸ τῆς διὰ τοῦ πρίσματος ἀναλύσεως* ὅλα τὰ χρώματα τοῦ φάσματος.

Ἂν σκεφθῶμεν ὅτι τὸ φῶς διαδίδεται διὰ κυμάτων, ὅτι δηλ, κατὰ τὴν διάδοσιν τοῦ φωτὸς ἡ κατάστασις τῶν ὀπτικῶν μέσων, χαρακτηριζομένη ἀπὸ ἀνυσματικὸν ποσόν, περιοδικῶς μεταβάλλεται καὶ ὅτι, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ φασματικὴ σύνθεσις τοῦ φωτός, ἡ μεταβολὴ αὕτη εἰς ὡρισμένον σημεῖον τοῦ ὀπτικοῦ μέσου ἠμπορεῖ νὰ παρασταθῇ ἀπὸ μίαν μόνην ἀνυσματικὴν συνάρτησιν τοῦ χρόνου, εὑρίσκομεν ὅτι ἡ ἄποψις τοῦ Νεύτωνος δὲν ἠμπορεῖ νὰ γίνῃ δεκτὴ χωρὶς ἐπιφύλαξιν.

Ἡ ἀκριβεστέρα διατύπωσις τῆς προτάσεως τοῦ Νεύτωνος θὰ ἦτο ἡ ἑξῆς: Ἡ ἀνυσματικὴ μεταβολὴ τῆς καταστάσεως τοῦ ὀπτικοῦ μέσου ἡ συνοδεύουσα τὴν διάδοσιν λευκοῦ ἢ ἐν γένει *συνθέτου* φωτὸς δὲν εἶναι ἁπλῆ ἁρμονικὴ συνάρτησις τοῦ χρόνου ἀλλὰ πολυπλοκωτέρα συνάρτησις, περιοδικὴ ἢ καὶ μὴ περιοδική. Ἀλλ' ἐκ τῆς μαθηματικῆς ἀναλύσεως εἶναι γνωστὸν ὅτι πᾶσα συνάρτησις ἠμπορεῖ νὰ παρασταθῇ διὰ τριγωνομετρικῆς σειρᾶς, ἠμπορεῖ δηλ. νὰ ἀναλυθῇ εἰς ἄθροισμα ἁρμονικῶν συναρτήσεων (θεώρημα τοῦ Fourier. πρβλ. Τ. Α΄. § 41). Καὶ ἡ συνάρτησις λοιπὸν ἡ χαρακτηρίζουσα τὸ διαδιδόμενον φῶς ἠμπορεῖ διὰ καταλλήλου ὀργάνου νὰ *ἀναλυθῇ* εἰς τὰ κατὰ τὸ θεώρημα τοῦ Fourier ἀποτελοῦντα αὐτὴν ἁρμονικὰ συστατικά.

Ἐντελῶς ἀντίστοιχον φαινόμενον ἔχομεν εἰς τὴν ἀκουστικήν. Ὅταν ἡ μεμβράνη φωνογράφου πάλλεται, ἐκτελεῖ κινήσεις πολυπλοκωτάτας καὶ ἡ ἐξ αὐτῶν προκύπτουσα μεταβολὴ τῆς πυκνότητος τοῦ περιβάλλοντος ἀέρος παρίσταται ἀπὸ πολυπλοκωτάτην συνάρτησιν τοῦ χρόνου. Ἡ συνάρτησις αὕτη διὰ καταλλήλων ὀργάνων ἠμπορεῖ νὰ ἀναλυθῇ εἰς τὰ ἁρμονικὰ αὐτῆς συστατικά, τοιοῦτο δὲ ὄργανον εἶναι σύστημα ἀντηχείων ἢ τὸ ὄργανον τοῦ Corti (Τ. Α΄. § 359). Ἀντιλαμβανόμεθα λοιπὸν σύνθετον ἦχον ὡς *συγχορδίαν*, εἴτε ἐνσυνειδήτως εἴτε ὑποσυνειδήτως (Τ. Α΄. § 442) διότι εἰς τὸ αἰσθητήριόν μας ὑπάρχουν συστήματα δεκτικὰ ἁρμονικῶν δονήσεων μὲ χαρακτηριστικὰς συχνότητας. Ἡ ἁπλῆ ἁρμονικὴ μορφὴ τῶν συστατικῶν, εἰς τὰ ὁποῖα τὸ αἰσθητήριόν μας ἀναλύει τὸν ἦχον, *ὀφείλεται* εἰς τὴν ἁπλῆν ἁρμονικὴν μορφὴν τῶν ἰδίων δονήσεων τοῦ αἰσθητηρίου.

Οὕτω καὶ ἡ ἀνάλυσις τοῦ συνθέτου φωτὸς εἰς ἁπλᾶ ἁρμονικὰ συστατικὰ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ὀφείλεται εἰς *περιοδικότητας* συμφυεῖς πρὸς τὰ *ὄργανα* τὰ χρησιμεύοντα εἰς τὴν ἀνάλυσιν. Εἰς τὰ φράγματα π. χ. ἡ περιοδικότης συνίσταται εἰς τὴν ἐπανάληψιν διαφανοῦς καὶ ἀδιαφανοῦς ἢ ἀνακλώσης καὶ μὴ ἀνακλώσης ταινίας καθ' ὡρισμένας ἀποστάσεις. Εἰς τὰ πρίσματα ὑπάρχει ἐπίσης περιοδικότης προερχομένη ἀπὸ τὴν περιοδικὴν μεταβολὴν *τῆς μορφῆς τοῦ κύματος* κατὰ τὴν διάδοσιν ἐντὸς μέσου παρουσιάζοντος διασκεδασμόν.

Ἡ ἐπέκτασις ἐπὶ τοῦ ζητήματος τούτου δὲν εἶναι δυνατὴ εἰς στοιχειῶδες βιβλίον, ἀλλ' ἐνόμισα ὅτι δὲν εἶναι ἄσκοπος ἡ ὑπόδειξις τοῦ προβλήματος τῆς φύσεως τοῦ λευκοῦ φωτὸς διότι ἐκ τοῦ παραδείγματος τούτου σαφέστατα καταφαίνεται ὅτι, ἐφ' ὅσον τὸ πεδίον τῶν γνώσεων ἡμῶν εὐρύνεται, ὄχι μόνον νέα διαρκῶς προβλήματα παρουσιάζονται, ἀλλὰ καὶ παλαιὰ ἀνακύπτουν ὑπὸ νέαν μορφήν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

ΟΠΤΙΚΑ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΑΣ

ΜΕΤΕΩΡΟΛΟΓΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

§ 1118. Τὰ ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας παρατηρούμενα ὀπτικὰ φαινόμενα εἶναι ποικίλα, ὀφειλόμενα εἰς ἀνάκλασιν, διάθλασιν καὶ περίθλασιν τοῦ φωτός. Τὰ κυριώτερα τῶν φαινομένων τούτων θὰ περιγράψωμεν συντομώτατα.

Ἡ ἀτμόσφαιρα εἶναι μέσον ὀπτικὸν ἰσότροπον ἀνομογεν�ὲς (§ 517), τοῦ ὁποίου ὁ δείκτης διαθλάσεως ὑπὸ κανονικοὺς ὅρους εἶναι τόσον μικρότερος ὅσον μεγαλύτερον τὸ ὕψος. Ἕνεκα τούτου αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας εἶναι καμπύλαι, κοῖλαι πρὸς τὰ κάτω.

Ἂν ἡ πυκνότης τῆς ἀτμοσφαίρας εἰς κάθε ὁριζόντιον ἐπίπεδον ἦτο σταθερά, αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες θὰ ἦσαν ἐπίπεδοι καὶ τὸ ἐπίπεδόν των θὰ ἦτο κατακόρυφον. Ἀλλ' ἡ κατανομὴ τῆς πυκνότητος τῆς ἀτμοσφαίρας εἶναι συνήθως ἀνώμαλος καὶ διὰ τοῦτο αἱ ἀκτῖνες συνήθως δὲν εἶναι ἐπίπεδοι. Ἕνεκα τῆς *ἀτμοσφαιρικῆς διαθλάσεως* βλέπομεν τὰ ἀπομακρυσμένα ἀντικείμενα εἰς θέσιν ἀλλοίαν τῆς πραγματικῆς, μετατοπισμένα κυρίως μὲν κατὰ τὴν κατακόρυφον (πρὸς τὰ ἄνω) ἐν μέρει δὲ καὶ πρὸς τὰ πλάγια. Οὕτω π. χ. βλέπομεν οὐράνια σώματα πρὸ τῆς πραγματικῆς ἀνατολῆς των καὶ μετὰ τὴν πραγματικὴν δύσιν αὐτῶν.

Ἂν εἰς ἐξαιρετικὰς περιπτώσεις τὰ χαμηλότερα στρώματα τῆς ἀτμοσφαίρας εἶναι ἀραιότερα τῶν ὑψηλοτέρων, αἱ ἀκτῖνες εἶναι κυρταὶ πρὸς τὰ κάτω. Ἂν λοιπὸν ἀκτὶς διευθύνεται σχεδὸν ὁριζοντίως μὲ μικρὰν κλίσιν πρὸς τὰ κάτω, ἡ κλίσις αὐτῆς βαθμηδὸν ἐλαττώνεται καὶ εἶναι δυνατὸν συναντῶσα ἐπιφάνειαν, ἡ ὁποία χω-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρίζει δύο στρώματα ἀέρος, τὸ ἀνώτερον μὲ μεγαλύτερον δείκτην διαθλάσεως τὸ δὲ κατώτερον μὲ μικρότερον, ὑπὸ γωνίαν μεγαλυτέραν τῆς ὁρικῆς νὰ ἀνακλασθῇ ὁλικῶς. Ἡ χωρίζουσα τὰ δύο στρώματα τοῦ ἀέρος ἐπιφάνεια ἐνεργεῖ ὡς κάτοπτρον. Τὸ φαινόμενον τοῦτο ὀνομάζεται *ἀντικατοπτρισμὸς* καὶ παρατηρεῖται ὅταν ἐν καιρῷ νηνεμίας ἐπίπεδον ἔδαφος ἰσχυρῶς θερμαίνεται ἀπὸ τὸν ἥλιον. Εἰς τοὺς ἀσφαλτοστρωμένους δρόμους τῶν Ἀθηνῶν παρατηρεῖται εὐκολώτατα ὁ ἀντικατοπτρισμὸς κατὰ τοὺς θερινοὺς μῆνας ἀρκεῖ ὁ παρατηρητὴς νὰ θέσῃ ἀρκετὰ χαμηλὰ τὸν ὀφθαλμόν του. Χαρακτηριστικώτατα παρατηρεῖται ὁ ἀντικατοπτρισμὸς εἰς τὴν λεωφόρον Συγγροῦ. Ἀλλὰ καὶ εἰς τὴν θάλασαν παρατηρεῖται ἀντικατοπτρισμός. Ἀπὸ τὸ Φάληρον π. χ. φαίνεται συνηθέστατα ἡ νησὶς Φλέβες ἀντικατοπτριζομένη ὄχι ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς θαλάσσης ἀλλ' ἐπὶ ἐπιφανείας ἡ ὁποία χωρίζει δύο στρώματα ἀέρος διαφόρου πυκνότητος.

Ὁ οὐρανὸς φαίνεται τὴν ἡμέραν ὁλόκληρος φωτεινός, τὸ δὲ ἐξ αὐτοῦ φῶς ἐξεταζόμενον διὰ πρίσματος Nicol εὑρίσκεται μερικῶς πεπολωμένον. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι τὸ φῶς τοῦ οὐρανοῦ προέρχεται ἐξ ἀνακλάσεως τοῦ ἡλιακοῦ φωτὸς τὸ δὲ κυανοῦν αὐτοῦ χρῶμα δεικνύει, ὅτι ἡ ἀνάκλασις εἶναι ἐκλεκτική, ὅτι δηλ. κατὰ προτίμησιν ἀνακλῶνται τὰ μικρότερα μήκη κύματος τοῦ ὁρατοῦ φάσματος. Τοῦτο ἐξηγεῖται ἐκ τῆς μικρότητος τῶν ἀνακλώντων σωματίων (κονιορτοῦ), τὰ ὁποῖα ἔχουν διαστάσεις τοῦ μ. κ. τῶν ἐρυθρῶν ἀκτίνων. Αἱ ἐρυθραὶ ἀκτῖνες δὲν ἀνακλῶνται αἰσθητῶς ὑπὸ τὰ μικρὰ ταῦτα σωμάτια καὶ διὰ τοῦτο ἐνῷ τὸ διάχυτον ἐξ ἀνακλάσεως φῶς τοῦ οὐρανοῦ εἶναι κυανοῦν ὁ δύων ἢ ἀνατέλλων ἥλιος φαίνεται ἐρυθρός.

Δὲν εἶναι ἀπίθανον ὅτι μέρος τοῦ φωτὸς τοῦ οὐρανοῦ προέρχεται ἀπὸ περίθλασιν περὶ αὐτὰ τὰ μόρια τῶν ἀερίων τῆς ἀτμοσφαίρας (Rayleigh).

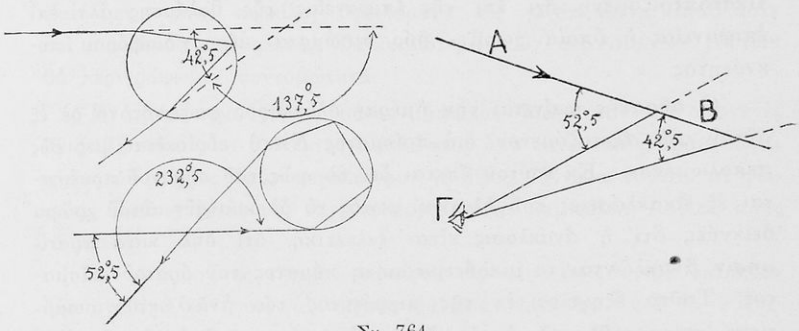
Εἰς περίθλασιν τοῦ φωτὸς περὶ λεπτὰ σταγονίδια ὕδατος ὀφείλεται ἡ *ἡλιακὴ* καὶ ἡ *σεληνιακὴ ἅλως*, φωτεινὸν κυκλικὸν πεδίον μὲ ἔγχρουν παρυφήν, τὸ ὁποῖον παρατηρεῖται δυσκολώτερον περὶ τὸν Ἥλιον, ἕνεκα τοῦ ἐκτυφλωτικοῦ ἡλιακοῦ φωτός, συνηθέστατα δὲ περὶ τὴν Σελήνην.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Κύκλοι περὶ τὸν Ἥλιον καὶ τὴν Σελήνην μὲ ἐρυθρὰν ἐσωτερικὴν παρυφήν, τῶν ὁποίων ἡ ἀκτὶς εἶναι 22^0 ἢ 46^0 ὀφείλονται εἰς διάθλασιν τοῦ φωτὸς δι' ἐξαγωγικῶν πρισμάτων πάγου.

Ἐκ τῆς ἀνακλάσεως τοῦ ἡλιακοῦ ἢ σεληνιακοῦ φωτὸς ἐπὶ τῶν ἐπιπέδων βάσεων βελονοειδῶν κρυσταλλίων πάγου, τὰ ὁποῖα ἐν καιρῷ νηνεμίας πίπτοντα βραδέως λαμβάνουν ὁριζοντίαν διεύθυνσιν (Τ. Α΄ § 235) σχηματίζεται λευκὸς ὁριζόντιος κύκλος εἰς τὸ ὕψος τοῦ Ἡλίου ἢ τῆς Σελήνης. Εἰς τὴν τομὴν τοῦ κύκλου τούτου μὲ τὸν κύκλον 22^0 ἢ 46^0 φαίνονται πολλάκις φωτεινοὶ δίσκοι, οἱ Παρήλιοι ἢ αἱ Παρασελῆναι.

Ἓν τῶν συνηθεστάτων ὀπτικῶν φαινομένων τῆς ἀτμοσφαίρας εἶναι τὸ *οὐράνιον τόξον*, τὸ ὁποῖον παρατηρεῖται ὅταν ἡλιακαὶ ἀκτῖ-



Σχ. 764.

νες προσπίπτουν ἐπὶ πιπτούσης βροχῆς. Ὁ παρατηρητὴς πρέπει νὰ εὑρίσκεται μεταξὺ τοῦ ἡλίου καὶ τῶν σταγόνων τῆς βροχῆς.

Αἱ ἡλιακαὶ ἀκτῖνες προσπίπτουσαι ἐπὶ σφαιρικῆς σταγόνος βροχῆς εἰσέρχονται εἰς αὐτὴν διαθλώμεναι, ἀνακλῶνται ἔπειτα ἅπαξ ἢ δὶς ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς σταγόνος καὶ ἐξέρχονται μετὰ δευτέραν διάθλασιν (σχ. 764).

Ἡ γωνία τὴν ὁποίαν σχηματίζει ἡ ἐξερχομένη ἀκτὶς μὲ τὴν εἰσερχομένην ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ χρῶμα τοῦ φωτὸς ἀλλὰ καὶ ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως, ἀπὸ τὸ μέρος δηλ. τῆς ἐπιφανείας τῆς σταγόνος, εἰς τὸ ὁποῖον προσπίπτει ἡ ἀκτίς. Ἐν τούτοις ἀποδεικνύεται ὅτι *τὸ πλεῖστον μέρος* τῶν ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι προσπίπτουν ἐπὶ τῆς σταγόνος, ἐξέρχεται κατὰ τὴν αὐτὴν περίπου διεύθυνσιν.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἡ ἐκτροπὴ τῶν ἐρυθρῶν ἀκτίνων εἶναι ἴση πρὸς 137°,5 ἂν ἅπαξ ἀνακλασθοῦν ἐσωτερικῶς, 232°,5 δὲ ἂν δὶς ἀνακλασθοῦν. Αἱ ἰώδεις ἀκτῖνες ἐκτρέπονται περισσότερον.

Ἂν λοιπὸν τὸ φῶς τοῦ ἡλίου προσπίπτῃ κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΑΒ ἐπὶ τῶν σταγόνων βροχῆς Β(σχ. 764), παρατηρητὴς εὑρισκόμενος εἰς τὸΓ θὰ βλέπῃ φῶς ἰῶδες μὲν προερχόμενον ἀπὸ διευθύνσεις, αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν μὲ τὴν διεύθυνσιν τῶν ἡλιακῶν ἀκτίνων γωνίαν κατά τι μικροτέραν τῶν 42°,5, ἐρυθρὸν δὲ ἀπὸ διευθύνσεις αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν μὲ τὴν διεύθυνσιν τῶν ἡλιακῶν ἀκτίνων γωνίαν ἴσην πρὸς 42°,5. Τὰ διάμεσα χρώματα τοῦ φάσματος θὰ βλέπῃ κατὰ διαμέσους διευθύνσεις. Θὰ βλέπῃ λοιπὸν τόξον, τοῦ ὁποίου τὸ μὲν ἐξωτερικὸν μέρος εἶναι ἐρυθρόν, τὸ δὲ ἐσωτερικὸν ἰῶδες, ἡ δὲ ἐξωτερικὴ ἀκτὶς εἶναι ἴση πρὸς 42°,5.

Τὰς ἐκ διπλῆς ἀνακλάσεως προερχομένας ἀκτῖνας θὰ βλέπῃ τὰς μὲν ἰώδεις κατὰ διευθύνσεις αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν μὲ τὴν διεύθυνσιν τῶν ἡλιακῶν ἀκτίνων γωνίαν κατά τι μεγαλυτέραν τῶν 42°,5 τὰς δὲ ἐρυθρὰς κατὰ διευθύνσεις, αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν μὲ τὴν διεύθυνσιν τῶν ἡλιακῶν ἀκτίνων γωνίαν ἴσην πρὸς 42°,5. Θὰ βλέπῃ λοιπὸν καὶ δεύτερον ἐξωτερικὸν τόξον, συγκεντρικὸν πρὸς τὸ πρῶτον, ἀλλὰ πολὺ ἀσθενέστερον ἕνεκα τῆς ἐκ τῆς διπλῆς ἀνακλάσεως ἀπωλείας τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον εἶναι ἀντιθέτως πρὸς τὸ πρῶτον ἰῶδες μὲν πρὸς τὰ ἔξω, ἐρυθρὸν δὲ πρὸς τὰ ἔσω. Ἡ ἐσωτερικὴ ἀκτὶς τοῦ δευτέρου τούτου τόξου εἶναι ἴση πρὸς 42°,5.

ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

§ 1119. ***Γήϊνον ἠλεκτροστατικὸν πεδίον.*** Κατὰ τὸ 1753 ὁ B. Franklin ἀνυψώσας χαρταετὸν κρατούμενον ἀπὸ καννάβινον σχοινίον, τὸ ὁποῖον κατέληγεν εἰς μονωτικὸν στήριγμα καὶ ἔφερεν εἰς τὸ ἄκρον σιδηρᾶν κλεῖδα, κατώρθωσε νὰ ἀποσπάσῃ ἀπὸ αὐτὴν ἰσχυροὺς ἠλεκτρικοὺς σπινθῆρας. Τὸ πείραμα τοῦτο ἔδειξεν ὅτι μεταξὺ δύο σημείων τῆς ἀτμοσφαίρας, τὰ ὁποῖα εὑρίσκονται εἰς διάφορα ὕψη, ὑπάρχει *διαφορὰ δυναμικοῦ*, ὅτι δηλ. ἡ Γῆ περιβάλλεται ἀπὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον. Τὰ πεδία χαρακτηρίζονται ἀπὸ φορὰν καὶ ἔντασιν καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἔρευνα τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἠλεκτρισμοῦ θὰ στηριχθῇ πρὸ παντὸς ἐπὶ τῆς παρατηρήσεως τῆς σχέσεως τῆς δια-

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

φορᾶς δυναμικοῦ δύο σημείων πρὸς τὴν κατακόρυφον ἀπόστασιν αὐτῶν.

Διὰ νὰ μετρήσωμεν τὸ δυναμικὸν σημείου τινος τῆς ἀτμοσφαίρας φέρομεν εἰς αὐτὸ ἀγωγόν, τὸν ὁποῖον ἐφοδιάζομεν μὲ ἀκίδα ἢ καλλίτερον μὲ μικρὰν φλόγα. Ὁ ἀγωγὸς λαβάνει τὸ δυναμικὸν τοῦ περιβάλλοντος καὶ ἂν συνδέσωμεν αὐτὸν μὲ τὰ φύλλα ἠλεκτροσκοπίου ἢ ἐν γένει μὲ τὸ κινητὸν σύστημα ἠλεκτρομέτρου, τοῦ ὁποίου τὸ δοχεῖον συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν, εὑρίσκομεν ἐκ τῆς ἀποκλίσεως τοῦ ἠλεκτρομέτρου τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ τοῦ θεωρουμένου σημείου καὶ τῆς γῆς. Ἐκ τοῦ εἴδους τοῦ φορτίου τὸ ὁποῖον λαμβάνουν τὰ φύλλα τοῦ ἠλεκτροσκοπίου ἠμποροῦμεν προσέτι νὰ ἀναγνωρίσωμεν ἂν τὸ δυναμικὸν εἶναι ἀνώτερον (θετικὸν φορτίον) ἢ κατώτερον (ἀρνητικὸν φορτίον) τοῦ τῆς γῆς. Συνδέοντες δύο ἀγωγοὺς μὲ τὰ φύλλα καὶ τὸ δοχεῖον μονωμένου ἠλεκτροσκοπίου ἠμποροῦμεν νὰ εὕρωμεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ δύο οἱωνδήποτε σημείων τῆς ἀτμοσφαίρας.

Ἐκ τοιούτων παρατηρήσεων ἐδείχθη ὅτι τὸ δυναμικὸν *αὐξάνεται* ἐφ' ὅσον ἀνερχόμεθα εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν καὶ ὅτι τὸ πεδίον, κατακόρυφον κατὰ προσέγγισιν, ἔχει πλησίον τῆς ἐπιφανείας τῆς γῆς ἔντασιν ποικίλλουσαν ἀπὸ 50 Volt μέχρι χιλιάδων τινῶν Volt κατὰ μέτρον. Ἡ ἔντασις εἶναι ἐν γένει μικροτέρα τὸ θέρος καὶ μεγαλυτέρα τὸν χειμῶνα, αὐξάνεται δὲ μέχρι δέκα ἢ περισσοτέρων χιλιάδων Volt κατὰ μέτρον ὅταν προσεγγίζῃ βροχὴ ἢ καταιγίς. Εἰς μεγαλύτερα ὕψη ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι σημαντικῶς μικροτέρα.

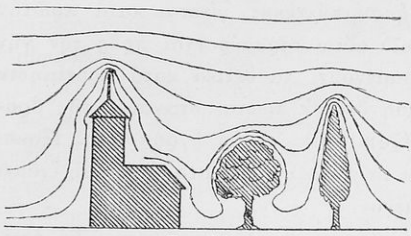
Ἔχομεν λοιπὸν εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς γῆς *καταλήξεις* δυναμικῶν γραμμῶν, δηλ. *ἀρνητικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία*. Ἐπειδὴ ὁ ἀριθμὸς τῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἐλαττώνεται ὅταν ἀνερχώμεθα εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν, ἔπεται ὅτι ἔχομεν ἐντὸς αὐτῆς ἐλεύθερα *θετικὰ φορτία*.

Ἂν ὅλαι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ περιορίζονται ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας, ἂν δηλ. τὰ θετικὰ φορτία τῆς ἀτμοσφαίρας εἶναι ἴσα πρὸς τὰ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς γῆς ἀρνητικὰ φορτία, δὲν εἶναι μετὰ βεβαιότητος γνωστόν.

Εἰς τὴν ἐλευθέραν ἀτμόσφαιραν αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι περίπου κατακόρυφοι καὶ αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι ὁριζόντιαι. Πλησίον ὅμως τῆς ἐπιφανείας τῆς γῆς ἡ κατανομὴ τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου εἶναι πολυπλοκωτέρα. Ἡ ἐπιφάνεια τῆς γῆς καὶ τῶν ἐπ'

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

αὐτῆς κτιρίων, δένδρων κ. λ. εἶναι ἰσοδυναμικὴ ἐπιφάνεια καὶ ἑπομένως αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι κάθετοι ἐπ' αὐτήν. Οὕτω π. χ. πλησίον κατακορύφου τοίχου τὸ πεδίον εἶναι ὁριζόντιον. Ἐκ τοῦ ποιοτικοῦ διαγράμματος 765 φαίνεται ὅτι περὶ τὰς κορυφὰς οἰκοδομημάτων, δένδρων ἢ ἄλλων ἐξοχῶν τοῦ ἐδάφους αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι εἶναι πολὺ πλησίον ἀλλήλων καὶ ὅτι ἑπομένως ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἶναι ἐξαιρετικῶς μεγάλη.



Σχ. 765.

§ 1120. ***Αἴτια τοῦ γηΐνου ἠλεκτροστατικοῦ πεδίου.*** Ἡ ἀτμόσφαιρα ἔχει μικρὰν μὲν ἀλλ' αἰσθητὴν ἀγωγιμότητα ὀφειλομένην εἰς ἰόντα, τὰ ὁποῖα παράγονται εἴτε ὑπὸ τῆς ὑπεριώδους ἀκτινοβολίας τοῦ Ἡλίου, εἴτε ὑπὸ τῶν ἀκτινοβολιῶν τῶν ἀκτινεργῶν οὐσιῶν, εἴτε ἐκ καθοδικῶν ἀκτίνων προερχομένων ἀπὸ τὸ κοσμικὸν διάστημα, καὶ ἑπομένως αἱ διαφοραὶ δυναμικοῦ θὰ ἐξισοῦντο ἂν δὲν ὑπῆρχεν αἰτία διαρκῶς ἀναπαράγουσα αὐτάς. Βεβαίως δὲν ὑπάρχει ἀμφιβολία ὅτι τὴν ἐξήγησιν τῆς διατηρήσεως τοῦ γηΐνου πεδίου θὰ μᾶς δώσουν αἱ ἰδιότητες τῶν ἀερίων ἰόντων, καὶ πράγματι ἐπ' αὐτῶν στηρίζονται ὅλαι αἱ ἄξιαι λόγου ὑποθέσεις περὶ τῆς αἰτίας τῆς ἀναγεννήσεως τῶν θετικῶν φορτίων τῆς ἀτμοσφαίρας.

Ἡ διαφορὰ τῆς εὐκινησίας τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἰόντων, ἕνεκα τῆς ὁποίας τὰ ἀρνητικὰ ταχύτερον διαχέονται, ἠμπορεῖ νὰ ἐξηγήσῃ τὴν ὕπαρξιν θετικῶν κατὰ προτίμησιν ἰόντων ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας. Πράγματι ὁ ἀὴρ ὁ εὑρισκόμενος ἐντὸς ρηγμάτων τῆς γῆς ἰονίζεται ὑπὸ τῆς ἀκτινοβολίας τῶν ἀκτινεργῶν οὐσιῶν ἐκ δὲ τῶν ἀναπτυσσομένων ἰόντων τὰ ἀρνητικὰ ταχύτερον διαχεόμενα ἀποδίδουν εὐκολώτερον τῶν θετικῶν τὰ φορτία αὐτῶν εἰς τὰ τοιχώματα οὕτως ὥστε, ὁσάκις ἕνεκα τῆς ἐλαττώσεως τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως ἀθρόος ἐξέρχεται ὁ ἀὴρ εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν, συμπαρασύρει περίσσειαν θετικῶν ἰόντων.

Ἡ πιθανωτάτη τῶν ὑποθέσεων στηρίζεται ἐπὶ τῆς παρατηρήσεως τοῦ Wilson (§ 1060) ὅτι οἱ ὑδρατμοὶ συμπυκνοῦνται πρῶτον

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

περὶ τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα καὶ ἔπειτα περὶ τὰ θετικά. Ἰόντα ὑπάρχουν πάντοτε εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν· ὅταν λοιπὸν ὑδρατμοὶ συμπυκνώνωνται εἰς σταγόνας βροχῆς, ἡ συμπύκνωσις γίνεται κατὰ πρῶτον περὶ τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα, τὰ ὁποῖα οὕτω παρασύρονται πρὸς τὴν γῆν καὶ εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν παραμένουν τὰ θετικὰ κατὰ προτίμησιν ἰόντα. Πράγματι δὲ παρετηρήθη ὅτι αἱ πρῶται σταγόνες τῆς βροχῆς φέρουν ἀρνητικὰ φορτία (Gerdien). Ἂν ἡ ὑγροποίησις ἐξακολουθῇ, σχηματίζονται καὶ περὶ τὰ θετικὰ ἰόντα σταγόνες καὶ ἔχομεν οὕτω νέφος θετικῶς ἠλεκτρισμένον.

§ 1121. ***Ἠλεκτρικαὶ ἐκκενώσεις τῆς ἀτμοσφαίρας.*** Τὰ ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας ἑτερώνυμα φορτία ἢ τὰ ἀτμοσφαιρικὰ καὶ τὰ γήϊνα ἐξουδετερώνονται διαρκῶς ἐνούμενα κατὰ ποικίλους τρόπους. Αἱ ἀτμοσφαιρικαὶ αὗται ἐκκενώσεις, καὶ ὅταν ἀκόμη δὲν εἶναι βίαιαι καὶ ἀμέσως αἰσθηταί, γίνονται ἐν τούτοις ὀχληρότατα ἀντιληπταὶ εἰς τοὺς δέκτας τοῦ ἀσυρμάτου τηλεγράφου καὶ ἀποτελοῦν τὸ κυριώτερον πρόσκομμα εἰς τὴν ἐπιτυχῆ ἀσύρματον τηλεφωνίαν εἰς μεγάλας ἀποστάσεις.

Τὰ φορτία ἐν τούτοις καὶ αἱ διαφοραὶ δυναμικοῦ δυνατὸν πολλάκις νὰ αὐξηθοῦν τόσον, ὥστε αἱ ἐκκενώσεις νὰ γίνωνται ὑπὸ μορφὴν σπινθῆρος. Ἡ ἐκκένωσις μεταξὺ δύο νεφῶν ὀνομάζεται, ὡς γνωστόν, *ἀστραπὴ* καὶ συνοδεύεται ἀπὸ κρότον, ὁ ὁποῖος διαρκεῖ ἐπὶ ἀρκετὸν χρόνον τὸ μὲν ἕνεκα τῶν διαφόρων ἀνακλάσεων, τὸ δὲ ἕνεκα τοῦ μεγάλου μήκους τῆς ἀστραπῆς. Ἂν π. χ. ἡ ἀστραπὴ ἔχῃ μῆκος 1000 μέτρων, ἡ βροντὴ παράγεται κατὰ τὴν αὐτὴν πρακτικῶς στιγμὴν καθ' ὅλον τὸ μῆκος αὐτῆς· ἐν τούτοις ὅμως τὸν ἐκ τοῦ τελευταίου τμήματος ἦχον θὰ ἀκούσωμεν τρία περίπου δευτερόλεπτα μετὰ τὸν ἐκ τοῦ πλησιεστάτου καὶ ἐπομένως ἡ βροντὴ καὶ ἄνευ τῶν ἀνακλάσεων θὰ διαρκέσῃ ἐπὶ τρία δευτερόλεπτα.

§ 1122 ***Ἀλεξικέραυνα.*** Ἡ ἐκκένωσις μεταξὺ νέφους καὶ γῆς ὀνομάζεται *κεραυνός*. Ἐκ τοῦ διαγράμματος 765 φαίνεται ἀμέσως ὅτι, ἀφοῦ τὸ ἠλεκτροστατικὸν πεδίον εἶναι ἰσχυρότατον περὶ τὰς κορυφὰς τῶν ἐξοχῶν τοῦ ἐδάφους, μεταξὺ αὐτῶν κυρίως καὶ τοῦ νέφους θὰ παραχθῇ ὁ σπινθήρ.

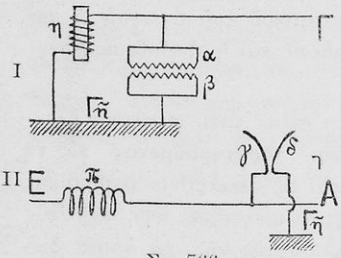
Ὁ Franklin, ἀφοῦ ἀπέδειξεν ὅτι ἡ ἀστραπὴ καὶ ὁ κεραυνὸς εἶναι ἠλεκτρικαὶ ἐκκενώσεις, ἐσκέφθη νὰ προφυλάξῃ τὰ κτίρια ἀπὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τὸν κεραυνὸν ἐφοδιάζων τὰς κορυφὰς αὐτῶν μὲ μεταλλίνας ῥάβδους, αἱ ὁποῖαι καταλήγουν εἰς ἀκίδα καὶ ἔχουν καλὴν ἠλεκτρικὴν συγκοινωνίαν μὲ τὸ ἔδαφος καὶ ὅλα τὰ σημαντικὰ μετάλλινα μέρη τῶν οἰκοδομημάτων (1765). Τὰ σημερινὰ ἀλεξικέραυνα δὲν διαφέρουν οὐσιωδῶς ἀπὸ τὸ πρῶτον ἀλεξικέραυνον τοῦ Franklin.

Τὸ ἀλεξικέραυνον προφυλάσσει ἐν μέρει ἐξισῶνον διὰ τῆς ἀκίδος τὴν μεταξὺ τοῦ οἰκοδομήματος καὶ τοῦ νέφους διαφορὰν δυναμικοῦ (§ 896) κυρίως ὅμως χρησιμεῦον ὡς ἀγωγὸς τοῦ ρεύματος τοῦ τυχὸν προσβάλλοντος τὸ οἰκοδόμημα κεραυνοῦ.

Ἰδιάζουσαν μορφὴν ἔχουν τὰ ἀλεξικέραυνα, τὰ ὁποῖα προφυλάσσουν τὰς τηλεγραφικὰς ἢ τηλεφωνικὰς συσκευὰς ἀπὸ τὰς ἀτμοσφαιρικὰς ἐκκενώσεις (σχ. 766, I). Ἡ γραμμὴ Γ συγκοινωνεῖ πρὸ τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου η τῆς συσκευῆς μὲ μονωμένην μεταλλίνην πλάκα α, ἡ ὁποία φέρει σειρὰν ἀκίδων καὶ εὑρίσκεται ἀπέναντι ὁμοίας πλακὸς β, ἡ ὁποία συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν. Αἱ δύο σειραὶ τῶν ἀκίδων εὑρίσκονται πολὺ πλησίον ἀλλήλων.



Σχ. 766.

Ἂν ρεῦμα ἐξ ἀτμοσφαιρικῆς ἐκκενώσεως ἔλθῃ διὰ τῆς γραμμῆς Γ εἰς τὸν σταθμόν, τὸ πηνίον τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου ἐνεργοῦν ἀποπνικτικῶς δὲν ἐπιτρέπει τὴν διάβασιν αὐτοῦ καὶ ἡ ἐκκένωσις γίνεται διὰ τῶν ἀκίδων μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν πρὸς τὴν γῆν.

Ἐντελῶς ὁμοία κατ' ἀρχὴν εἶναι ἡ διάταξις, διὰ τῆς ὁποίας προφυλάσσονται ἀπὸ τὸν κεραυνὸν ἠλεκτρικὰ ἐργοστάσια (σχ. 766, II). Μεταξὺ τοῦ ἐργαστασίου Ε καὶ τῆς γραμμῆς Α, ἡ ὁποία διοχετεύει ἀπ' αὐτοῦ ἢ πρὸς αὐτὸ τὴν ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν, ὑπάρχει τὸ ἀποπνικτικὸν πηνίον π, τὸ ὁποῖον ἐπιτρέπει ἐλευθέρως τὴν δίοδον τῶν συνήθων ρευμάτων τοῦ ἐργοστασίου. Ἡ γραμμὴ συγκοινωνεῖ μὲ μονωμένον μετάλλινον στέλεχος γ, κεκαμμένον ὅπως εἰς τὸ σχῆμα φαίνεται καὶ εὑρισκόμενον ἀπέναντι ὁμοίου στελέχους δ, τὸ ὁποῖον συγκοινωνεῖ μὲ τὴν γῆν. Τὰ δύο ταῦτα στελέχη ἀποτελοῦν τὸ ἀλεξικέραυνον, τὸ ὁποῖον ἕνεκα τῆς μορφῆς αὐτοῦ ὀνομάζεται *ἀλεξικέραυνον μὲ κέρατα*. Ἂν κεραυνὸς προσβάλῃ τὴν γραμμὴν Α, τὸ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρεῦμα ἕνεκα τοῦ ἀποπνικτικοῦ πηνίου π δὲν ἠμπορεῖ νὰ εἰσέλθῃ εἰς τὸ ἐργοστάσιον καὶ ἡ ἐκκένωσις γίνεται μεταξὺ τῶν κεράτων τοῦ ἀλεξικεραύνου πρὸς τὴν γῆν. Ἀλλ' ἐκ τῆς ἐκκενώσεως ταύτης ἀναπτύσσεται μεταξὺ τῶν κεράτων τόξον, τὸ ὁποῖον, ἂν ἐξηκολούθει τροφοδοτούμενον ἀπὸ τὸ ρεῦμα τοῦ ἀγωγοῦ Α, ὄχι μόνον θὰ ἐπροκάλει ἄσκοπον ἀπώλειαν ἐνεργείας, ἀλλὰ θὰ ἐπροξένει ἴσως καὶ ζημίας εἰς τὰς μηχανάς.

Ἡ ἀπόσβεσις τοῦ τόξου ἐπιτυγχάνεται διὰ τοῦ σχήματος τῶν κεράτων. Τὸ τόξον δηλ. θερμαῖνον τὸν πέριξ ἀέρα προκαλεῖ ρεῦμα αὐτοῦ πρὸς τὰ ἄνω, ὑπὸ τοῦ ὁποίου καὶ παρασύρεται. Οὕτω ἀνέρχεται τὸ τόξον εἰς μέρος τῶν κεράτων, ὅπου ἡ ἀπόστασις αὐτῶν εἶναι τόσον μεγάλη ὥστε ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ τοῦ ἀγωγοῦ Α καὶ τῆς γῆς δὲν ἐπαρκεῖ πρὸς διατήρησιν αὐτοῦ καὶ ἡ ἀπόσβεσις ἐπέρχεται αὐτομάτως.

§ 1123. ***Πολικὸν σέλας***. Τὸ πολικὸν σέλας εἶναι φωτεινὸν ἠλεκτρικὸν φαινόμενον ποικιλωτάτης μορφῆς παρατηρούμενον εἰς τὰ περὶ τοὺς πόλους μέρη τῆς γῆς. Ὀφείλεται εἰς ἠλεκτρόνια (καθοδικὰς ἀκτῖνας) κινούμενα εἰς μεγάλα ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας ὕψη περὶ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τῆς γῆς, τὰ ὁποῖα διεγείρουν εἰς φωτοβολίαν τὰ ἀραιότατα ἀέρια τῆς ἀτμοσφαίρας ὅπως τοῦτο συμβαίνει εἰς τοὺς σωλῆνας Geissler.

Δὲν εἶναι μετὰ βεβαιότητος γνωστὸν ἂν αἱ καθοδικαὶ αὗται ἀκτῖνες εἶναι κοσμικῆς προελεύσεως προερχόμεναι ἀπ' εὐθείας ἐκ τοῦ Ἡλίου ἢ παράγονται ἐντὸς τῆς γηΐνης ἀτμοσφαίρας ὑπὸ τῆς ὑπεριώδους ἀκτινοβολίας τοῦ Ἡλίου.

Πάντως στενὴν ἔχει σχέσιν τὸ φαινόμενον μὲ τὴν ὕπαρξιν κηλίδων ἐπὶ τοῦ Ἡλίου καὶ παρατηρεῖται συχνότερον κατὰ τὰ ἔτη κατὰ τὰ ὁποῖα εἶναι ἀφθονώτεραι αἱ κηλῖδες τοῦ Ἡλίου, συνοδεύεται δὲ πάντοτε ἀπὸ μαγνητικὰς καταιγίδας.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΕΠΙΛΟΓΟΣ

Συνεπὴς πρὸς τὸ πρόγραμμα, τὸ ὁποῖον ἔθεσα εἰς τὸν Πρόλογον τοῦ Α΄ Τόμου, προσεπάθησα νὰ ὁδηγήσω τὸν ἀναγνώστην μέσα εἰς τὸν πολυποίκιλον καὶ ὡραῖον κόσμον τῆς Φυσικῆς Γνώσεως προϋποθέτων ὡς ἐφόδια στοιχεῖα μόνον Μαθηματικῶν, ἀσφαλῆ κρίσιν καὶ πολλὴν καλὴν θέλησιν. Τὸ πρόγραμμά μου ἀπέκλειε βεβαίως τὴν λεπτομερῆ ἔκθεσιν τῶν μερῶν ἰδίως ἐκείνων τῆς Φυσικῆς, τῶν ὁποίων ἡ κατανόησις εἶναι ἀδύνατος χωρὶς τὴν βοήθειαν τῆς μαθηματικῆς ἀναλύσεως. Ἔχω ἐν τούτοις τὴν ἐλπίδα ὅτι ἔδειξα ἀπὸ μακρὰν τοὐλάχιστον τὰ πεδία ἐκεῖνα τῆς ἐρεύνης, ὅπου προνομιοῦχοι σκαπανεῖς ἐργάζονται καὶ κατασκευάζουν τὰ μονοπάτια, τὰ ὁποῖα αὔριον θὰ εἶναι αἱ Λεωφόροι τῆς Ἐπιστήμης.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΠΙΝΑΞ XII

Είδικὴ ἀντίστασις μετάλλων εἰς 18°

(ἀντίστασις κύβου πλευρᾶς 1 cm εἰς Ohm)

	Εἰδ. Ἀντίστασις	Θερμικὸς συντελεστὴς
Ἀργίλλιον	0,032 $\times 10^{-4}$	3,6 $\times 10^{-3}$
Ἄργυρος	0,016 »	3,7 »
Konstantan	0,49 »	ἀσήμαντος
Λευκόχρυσος	0,108 »	3,6 »
Manganin	0,42 »	ἀσήμαντος
Νεάργυρος	0,16—0,40 »	0,6—0,23 »
Νικέλιον	0,08 - 0,11 »	μέχρι 6 »
Ὀρείχαλκος	0,07—0,09 »	
Σίδηρος	0,09—0,15 »	μέχρι 6 »
Ὑδράργυρος	0,958 »	0,92 »
Χαλκὸς	0,017 »	4 »
Χάλυψ	0,15 - 0,5 »	
Χρυσὸς	0,023 »	3,5 »
Ψευδάργυρος	0,061 »	3,7 »

ΠΙΝΑΞ XIII

Σταθερὰ διηλεκτρικότητος (18°).

Ἀὴρ	1,0006	Τολουόλη	2,3
Αἰθὴρ αἰθυλικὸς	4,35	Ὕδωρ	81
Ἀκετόνη	21	Γομμαλάκα	2,8—3,7
Ἀλκόλη αἰθυλικὴ	25	Γουτταπέρκα	2,5
» μεθυλικὴ,	33	Ἐβυνίτης	2—3
Ἀνιλίνη	7,2	Θεῖον	2—4
Βενζόλη	2,27	Καουτσοὺκ	2,2—2,7
Θειοῦχος ἄνθραξ	2,5	Μαρμαρυγίας	4—8
Κικινέλαιον	4,7	Παραφφίνη	1,7—2,3
Νιτροβενζόλη	36	Πορσελάνη	4,4
Πετρέλαιον	2,2	Ὕαλος	4—10
Τερεβινθέλαιον	2,2	Χαλαζίας	4,5

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΠΙΝΑΞ XIV

Εἰδικὴ ἀγωγιμότης διαλυμάτων εἰς 18°.

('Αντίστροφον τῆς ἀντιστάσεως εἴς Ohm κύβου πλευρᾶς 1 cm).

'Η περιεκτικότης εἶναι τὸ πηλίκον τῆς μάζης τοῦ ἀνύδρου ἅλατος ἢ ὀξέος διὰ τῆς μάζης τοῦ διαλύματος.

Περιεκτικότης	K Cl	θερμικὸς συντελ.	Na Cl	θερμικὸς συντελ.	$Zn SO_4$	θερμικὸς συντελ.	$Cu SO_4$	θερμικὸς συντελ.	$H_2 SO_4$	θερμικὸς συντελ.
	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-2}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-2}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-2}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-2}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-2}$
5 %	69	2,0	67	2,2	19	2,2	19	2,2	209	1,21
10	136	1,9	121	2,1	32	2,2	32	2,2	392	1,28
15	202	1,8	164	2,1	42	2,3	42	2,3	543	1,36
20	268	1,7	196	2,2	47	2,4			653	1,45
25			214	2,3	48	2,6			717	1,54
30					44	2,7			740	1,62
35									724	1,70
40									680	1,78
50									541	1,93
60									373	2,13
70									216	2,56
80									111	3,49

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΠΙΝΑΞ XV

Διαστάσεις καὶ μονάδες μαγνητικῶν καὶ ἠλεκτρικῶν ποσῶν.

Εἶδος ποσοῦ	Διαστάσεις		Σχέσεις μονάδων. Μία ἠλεκτρομαγνητ. μονὰς ἰσοῦται πρὸς ἠλεκτροστ. μονάδας	Πρακτικὴ μονὰς		
				Ὄνομα	ἰσοῦται πρὸς	
	Ἠλεκτροστατ. σύστημα CGS	Ἠλεκτρομαγνητ. σύστημα CGS			ἠλεκτροστατ. μονάδας	ἠλεκτρομαγνητ. μονάδας
Μαγνητικὸν φορτίον . .	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	1			
Μαγνητικὴ ροπὴ . . .	$L^{\frac{5}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{5}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	1			
Ἔντασις μαγνητ. πεδίου .	$L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	1	Gauss	1	1
Μαγνητ. δυναμικὸν . . .	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	1			
Μαγνητικὴ ροὴ	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	1			
Μαγνητικὴ διαπερατότης	$L^0 M^0 T^0$	$L^0 M^0 T^0$	1			
Ἠλεκτρικὸν φορτίον . .	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{0}$	3.10^{10}	Coulomb	0,1	$3\ 10^9$
Ἔντασις ἠλεκτροστ. πεδίου	$L^{-\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}$	$3^{-1}\ 10^{-10}$	Volt/cm	10^8	1/300
Ἠλεκτρικὸν δυναμικὸν ἢ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}$	$3^{-1}\ 10^{-10}$	Volt	10^8	1/300
Χωρητικότης	$L^1 M^0 T^0$	$L^{-1} M^0 T^2$	9.10^{20}	Farad	9.10^{11}	10^{-9}
Σταθερὰ διηλεκτρικότητος	$L^0 M^0 T^0$	$L^0 M^0 T^0$	1			

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ἔντασις ρεύματος . . .	$L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}$	$L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$3 . 10^{10}$	Ampère	0,1	$3 . 10^{9}$
Ἠλεκτρικὴ ἀντίστασις.	$L^{-1} M^{0} T^{1}$	$L M^{0} T^{-1}$	$3^{-2} . 10^{-20}$	Ohm	$3^{-2} \cdot 10^{-11}$	10^{9}
Συντελεστὴς ἐπαγωγῆς .	$L^{-1} M^{0} T^{2}$	$L^{1} M^{0} T^{0}$	$3^{-2} . 10^{-20}$	Henry	$3^{-2} . 10^{-11}$	10^{9}
Ἐνέργεια ἢ ἔργον . . .	$L^{2} M T^{-2}$	$L^{2} M T^{-2}$	1	Joule (1)	10^{7}	10^{7}
Ἰσχὺς	$L^{2} M T^{-3}$	$L^{2} M T^{-3}$	1	Watt (2)	10^{7}	10^{7}

(1) 1 Kg*m $= 9{,}81 . 10^{7}$ erg $= 2{,}725 . 10^{-6}$ Kwh
1 Joule $= 10^{7}$ erg
1 Kwh $= 3{,}6 . 10^{13}$ erg $= 3{,}6 . 10^{6}$ Joule $= 3{,}67 . 10^{5}$ Kg*m

(2) 1 Watt $= 10^{7}$ erg/sec
1 Kw $= 10^{10}$ CGS $= 1{,}36$ HP
1 HP $= 75$ Kg*m/sec $= 7{,}36 . 10^{9}$ CGS $= 0{,}736$ Kw.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΔΙΩΡΘΩΣΙΣ ΠΑΡΟΡΑΜΑΤΩΝ

Σελ.	*στ.*	*ἀντὶ*	*γράφε*
43	13	$\gamma = \delta$	$\gamma = \beta$
50	3 κάτωθεν	ημ β	ημ δ
71	Εἰς τὸ σχ. 424 μεταξὺ A_2 καὶ O	α_1	α_2
76	4 κάτωθεν	§ 606	§ 602
77	16	ἀπὸ	ἐπὶ
79	τελευτ.	$F = (\nu - 1)\left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_1}\right)$	$\frac{1}{F} = (\nu - 1)\left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2}\right)$
92	17 κάτωθεν	ἀστιγματικὴ	στιγματικὴ
»	15 »	ἀστιγματικὸν	στιγματικόν
103	5 »	ἀστιγματικὴν	στιγματικὴν
104	4 »	σώματος	κύματος
210	5 »	518	517
224	τελευτ.	σωλῆνα	σωλῆνας
227	27, 17, 16 »	K_2	K_1
243	12	τροπὰς	ἐκτροπὰς
253	12 κάτωθεν	$\tilde{A}^{-1}$	cm^{-1}

273 Οἱ πέντε πρῶτοι στίχοι νὰ ἀντικατασταθοῦν διὰ τῶν ἑξῆς :

Αἱ σκέψεις αὗται ἀποτελοῦν τὴν βάσιν τῆς ἐλαστικῆς θεωρίας τοῦ Fresnel. Ἐπὶ παντὸς ἐπιπέδου δηλ. ἀποδεικνύεται ὅτι δύο μόνον δυναταὶ διευθύνσεις δονήσεων ὑπάρχουν, κάθετοι ἐπ' ἀλλήλας. Ἂν λοιπὸν φέρωμεν ὅλα τὰ διά τινος σημείου διερχόμενα ἐπίπεδα καὶ ἐπὶ ἑκάστου ἐξ αὐτῶν δύο εὐθείας παραλλήλους πρὸς τὰς δυνατὰς διευθύνσεις τῶν κραδασμῶν καὶ μήκους ἑκατέρωθεν ἀναλόγου πρὸς τὰς εἰς τὰς διευθύνσεις τῶν κραδασμῶν ἀντιστοιχούσας ταχύτητας διαδόσεως ἐπιπέδου κύματος, δεικνύεται ὅτι τὰ ἄκρα

299	5	479	579
447	2 κάτωθεν	§ 948	§ 949
497	10 »	$\Phi = -L_1 i$	$\Phi = L i$
502	9 »	$\frac{1}{2} K \omega^2_2$	$\frac{1}{2} K \omega^2$
509	10 »	$\frac{3T}{3}$	$\frac{3T}{2}$
569	Νὰ διορθωθοῦν οἱ ἐκθέται τοῦ πίνακος συμφώνως πρὸς τὸν Πίν. XV		
693	9	745	746

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

024000028226
Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ΒΙΒΛΙΟΔΕΤΕΙΟΝ Μ. ΑΡΝΙΩΤΟΥ
Σ. ΤΡΙΚΟΥΠΗ 77 - ΑΘΗΝΑΙ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής