



60





ΑΛΚΙΝΟΟΥ Ε. ΜΑΖΗ

Ε 2ΦΞ1

# Φ Υ Σ Ι Κ Η

ΔΙΑ ΤΑ ΠΡΑΚΤΙΚΑ ΤΜΗΜΑΤΑ ΤΩΝ ΓΥΜΝΑΣΙΩΝ  
ΚΑΙ  
ΔΙΑ ΤΟΥΣ ΥΠΟΨΗΦΙΟΥΣ ΣΠΟΥΔΑΣΤΑΣ ΤΩΝ ΑΝΩΤΑΤΩΝ ΣΧΟΛΩΝ

ΤΟΜΟΣ ΤΡΙΤΟΣ

ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ - ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ  
ΑΤΟΜΙΚΗ ΚΑΙ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

130



ΒΙΒΛΙΟΠΩΛΕΙΟΝ ΤΗΣ "ΕΣΤΙΑΣ,,  
ΑΘΗΝΑΙ 1960

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής



Φ Υ Σ Ι Κ Η

ΤΟΜΟΣ ΙΙΙ

130



E 2 ΦΕ1

ΑΛΚΙΝΟΟΥ Ε. ΜΑΖΗ

Διευθυντού τής Βαρβακείου Προτύπου Σχολής  
του Διδασκαλείου Μέσης Έκπαιδεύσεως

*M. E. P. (S. P. S.)*

# Φ Υ Σ Ι Κ Η

ΔΙΑ ΤΑ ΠΡΑΚΤΙΚΑ ΤΜΗΜΑΤΑ ΤΩΝ ΓΥΜΝΑΣΙΩΝ  
ΚΑΙ

ΔΙΑ ΤΟΥΣ ΥΠΟΨΗΦΙΟΥΣ ΣΠΟΥΔΑΣΤΑΣ ΤΩΝ ΑΝΩΤΑΤΩΝ ΣΧΟΛΩΝ

ΤΟΜΟΣ ΤΡΙΤΟΣ

ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ - ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ  
ΑΤΟΜΙΚΗ ΚΑΙ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ



77 61

ΒΙΒΛΙΟΠΩΛΕΙΟΝ ΤΗΣ "ΕΣΤΙΑΣ,,

ΑΘΗΝΑΙ 1960

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

002  
ΚΛΕ  
ΕΤ3  
208

Τὰ γνήσια αντίτυπα φέρουν τὴν ὑπογραφήν τοῦ συγγραφέως.

Σωτ. Σπυροπούλου

Οἰαδήποτε γενικῶς προσαρμογὴ πρὸς τὴν ὕλην τοῦ παρόντος βιβλίου ἀπαγορεύεται ἄνευ τῆς κατὰ τὸν Νόμον ἐγγράφου ἀδείας τοῦ συγγραφέως.

ΕΚΔΟΣΙΣ ΜΕ ΣΥΝΕΡΓΑΣΙΑΝ ΚΑΡ. Ε. ΑΘΑΝΑΣΙΟΥ

Ἐκτύπωσις ὑπὸ : Σωτ. Σπυροπούλου, Σόλωνος 83 - Ἀθῆναι  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

## ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΟΝ ΣΗΜΕΙΩΜΑ

Με τὸν παρόντα τόμον συμπληρώνεται ἓνα πλήρες διδακτικὸν βιβλίον Φυσικῆς, προοριζόμενον διὰ τοὺς μαθητὰς τῶν Πρακτικῶν Τμημάτων τῶν Γυμνασίων μας καὶ διὰ τοὺς νέους ἐκείνους, οἱ ὅποιοι θέλουν νὰ καλλιεργήσουν τὸ ἐπιστημονικὸς σκέπτεσθαι καὶ νὰ διευρύνουν τοὺς ὀρίζοντας τῶν ἐπιστημονικῶν τῶν γνώσεων.

Τὸ μέρος τοῦτο τοῦ βιβλίου περιλαμβάνει τὸν Μαγνητισμὸν, τὸν Ἑλεκτρισμὸν, τὴν Ἀτομικὴν καὶ Πυρηνικὴν Φυσικὴν, ἐγράφη δὲ ἐπὶ τῇ βάσει τῆς μακρᾶς διδακτικῆς πείρας ἐκ τῆς διδασκαλίας τῆς Φυσικῆς εἰς τὸ Πρακτικὸν Τμῆμα τῆς Βαρβακείου Προτύπου Σχολῆς καὶ ἐπὶ τῇ βάσει τῆς συγχρόνου ξένης σχολικῆς βιβλιογραφίας.

Κατὰ τὴν συγγραφὴν τοῦ βιβλίου ἐλήφθη ἰδιαιτέρως ὑπ' ὄψιν τὸ κατὰ τὰ τελευταῖα ἔτη διαπιστούμενον μέγα διαφέρον τῶν νέων διὰ τὴν Φυσικὴν καὶ τὰς ἐφαρμογὰς τῆς. Διὰ τὸν λόγον τοῦτον, ἐκτὸς τῆς καθαρῶς διδακτέας ὕλης, περιελήφθησαν καὶ ὠρισμένα θέματα Φυσικῆς πρὸς ἱκανοποίησιν καὶ περαιτέρω ἀνάπτυξιν τοῦ διαφέροντος τῶν νέων μας.

Κατὰ τὴν διαπραγμάτευσιν τῆς ὕλης ἡ πειραματικὴ σπουδὴ τῶν φαινομένων συμπληρώνεται—ὅπου ἔθεωρήθη σκόπιμον—καὶ μὲ στοιχειώδη θεωρητικὴν ἔρευναν τῶν φαινομένων, ἡ ὁποία στηρίζεται εἰς ἀπλουστάτας μαθηματικὰς γνώσεις.

Εἰς τὸ κεφάλαιον τοῦ Ἑλεκτρισμοῦ προτάσσεται ἡ σπουδὴ τοῦ ἡμεροῦντος ἡλεκτρικοῦ φορτίου, διὰ νὰ θεμελιωθοῦν ἀσφαλῶς αἱ βασικώταται ἔννοιαι τοῦ ἡλεκτρισμοῦ: ἡλεκτρικὸν πεδίον, δυναμικὸν καὶ διαφορὰ δυναμικοῦ. Ἡ κατ' ἀναλογίαν πρὸς ὑδραυλικά ἢ θερμικὰ φαινόμενα ἀτόπειρα ὄρισμοι τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ δὲν δύναται νὰ θεωρηθῇ ἐπιτυχῆς, διότι δὲν ὀδηγεῖ εἰς τὴν θεμελιωδεστάτην σχέσιν τοῦ ἡλεκτρισμοῦ, ἡ ὁποία συνδέει τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ μὲ τὸ ἔργον, τὸ παραγόμενον ἢ δαπανώμενον, εἰς πᾶσαν μετακίνησιν τοῦ ἡλεκτρικοῦ φορτίου. Μετὰ τὴν σπουδὴν τοῦ ἡμεροῦντος ἡλεκτρικοῦ φορτίου ἐξετάζεται ἡ συνεχεῖα ἢ κίνησις τοῦ ἡλεκτρικοῦ φορτίου διὰ μέσου τῶν στερεῶν, τῶν ὑγρῶν, τῶν ἀερίων, τοῦ κενοῦ, καὶ τέλος ἀκολουθεῖ ἡ σπουδὴ τῆς ἡλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας. Εἰς τὸ κεφάλαιον τοῦ Ἑλεκτρισμοῦ ἐξετάζονται στοιχειωδῶς καὶ μερικὰ θέματα, τὰ ὅποια ἔχουν σήμερον ἐνδιαφέρον ἀπὸ θεωρητικῆς ἢ πρακτικῆς ἀπόψεως. Τοιαῦτα θέματα εἶναι π.χ. τὰ κυκλώματα ἐναλλασσομένων ρευμάτων, ἡ κίνησις τῶν ἡλεκτρικῶν φορτίων ἐντὸς μαγνητικῶν ἢ ἡλεκτρικῶν πεδίων, ἡ ραδιοαστρονομία, τὸ βαρὺ ὕδωρ, οἱ ἀνορθῶται τρανσίτορ κ. ἄ.

Εἰς τὸ κεφάλαιον τῆς Ἀτομικῆς καὶ Πυρηνικῆς Φυσικῆς παρέχονται ὠρισμένα στοιχειώδεις γνώσεις, αἱ ὁποῖαι ἀρκοῦν διὰ νὰ καταδειχθῇ ἡ μεγαλειώδης διείσοδος τῆς ἀνθρωπίνης σκέψεως εἰς τὰ ἄδυτα τοῦ ἀτόμου τῆς ὕλης καὶ τοῦ ἀτομικοῦ πυρήνος. Αἱ ἐπιστημονικαὶ κατακτήσεις τῆς Ἀτομικῆς καὶ Πυρηνικῆς Φυσικῆς διαχέονται σήμερον εὐρύτατα εἰς τὰς μεγάλας μάζας τοῦ λαοῦ. Οἱ ἀποφοιτῶντες ἀπὸ τὰ σχολεῖα τῆς Μέσης Ἑκπαιδύσεως νέοι ἐπιβάλλεται νὰ ἐφοδιάζωνται μὲ τὰς ἀπαραίτητους στοιχειώδεις γνώσεις ἐπὶ τῶν νεωτέρων ἐπιστημονικῶν κατακτήσεων, αἱ ὁποῖαι συγκλονίζουν σήμερον τὴν σκέψιν καὶ τὴν ζωὴν τῶν λαῶν.

Εἰς τὸ τέλος τοῦ βιβλίου παρατίθεται σύντομον σημείωμα ἐν σχέσει μὲ τὸ προ-

τεινόμενον νέον διεθνές σύστημα μονάδων. Κατά τήν σπουδὴν τῶν ἠλεκτρικῶν φαινομένων ἐχρησιμοποιήθησαν τὰ γνωστὰ συστήματα μονάδων, ἄν καί εἰς πολλά ξένα διδασκτικὰ βιβλία εἰσήχθη εὐρύτατα ἡ νέα μονάς δυνάμεως (δηλ. τὸ 1 Newton). Σχετικῶς μὲ τὴν μονάδα ἐνεργείας *electron-volt* ἐθεωρήσαμεν σκόπιμον νὰ τὴν ἐκφράσωμεν μονολεκτικῶς διὰ τοῦ ὄρου ἠλεκτρονιοβόλτ, ἀντὶ τῆς χρησιμοποίησεως δύο λέξεων (ἠλεκτρόνιον - βόλτ).

Κατὰ τὰ τελευταῖα ἔτη αἱ πρόοδοι τῆς Φυσικῆς ὑπῆρξαν ραγδαῖαι καὶ καταπληκτικαί, αἱ δὲ ἐφαρμογαὶ τῶν νεωτέρων κατακτῆσεων τῆς Φυσικῆς διεμόρφωσαν νέας συνθήκας ζωῆς. Σήμερον ἡ πολιτιστικὴ καὶ οἰκονομικὴ πρόοδος τοῦ Ἑθνους ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν στάθμην τῆς ἐπιστημονικῆς μορφώσεως τοῦ λαοῦ. Ἡ Μέση Παιδεία ἔχει τὴν ὑποχέωσιν νὰ προετοιμάζη τὰ πλήθη τῶν δημιουργῶν τῆς προόδου τοῦ Ἑθνους.

Τὸ βιβλίον τοῦτο πιστεύομεν ὅτι δίδει εἰς τὴν σφύζουσαν ἀπὸ πνευματικῆν ζωτικότητα νεολαίαν μας μίαν εἰκόνα τῆς συγχρόνου Φυσικῆς.

*Ἀθῆναι, Μάρτιος 1958*

A. E. MAZHS

## ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΤΗΣ ΥΛΗΣ ΤΟΥ ΤΡΙΤΟΥ ΤΟΜΟΥ

### ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Ίδιότητες τῶν μαγνητῶν.—Μαγνητικὸν πεδίων.—Μαγνητικὸν πεδίων τῆς Γῆς.

### ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

#### ΙΣΟΡΡΟΠΙΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ

Ἡλεκτρικὸν φορτίον.—Ἡλεκτρικὸν πεδίων.—Φύσις τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.—Χωρητικότης ἀγωγῶ, πυκνωταί.—Ἡλεκτροστατικά μηχαναί.

#### ΚΙΝΗΣΙΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ

##### Ἄγωγιμότης τῶν στερεῶν

Συνεχὲς ἠλεκτρικὸν ρεῦμα.—Ἀντίστασις ἀγωγῶ, νόμος τοῦ Ohm.—Ἐνέργεια καὶ ἰσχύς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.—Τὸ κλειστὸν κύκλωμα.—Θερμοηλεκτρικά φαινόμενα.—Μαγνητικὸν πεδίων τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.—Ἡλεκτρομαγνήται.—Ἐπίδρασις μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ ρεύματος.—Ὀργανα ἠλεκτρικῶν μετρήσεων.—Ἐπαγωγή.—Ἡλεκτρικαὶ μηχαναί.—Ἐναλλασσόμενον ρεῦμα.—Κύκλωμα ἐναλλασσομένου ρεύματος.—Τριφασικὸν ρεῦμα.—Μετασχηματισταί, ἀνορθωταί.

##### Ἄγωγιμότης τῶν ὑγρῶν

Ἡλεκτρόλυσις, νόμος τοῦ Faraday.—Πόλωσις τῶν ἠλεκτροδίων, συσσωρευταί, ἠλεκτρικά στοιχεῖα.

##### Ἄγωγιμότης τῶν ἀερίων

Καθοδικαὶ καὶ θετικαὶ ἀκτίνες.—Ἐφαρμογαὶ τῆς ἀγωγιμότητος τῶν ἀερίων.

##### Ἄγωγιμότης εἰς τὸ κενόν

Θερμικὴ ἐκπομπὴ ἠλεκτρονίων.—Φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον.—Ἀκτίνες Röntgen.—Ἡλεκτρονικὴ Ὀπτικὴ.

##### Ἡλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία

Ἡλεκτρικαὶ ταλαντώσεις.—Ἡλεκτρομαγνητικὰ κύματα.—Ἐφαρμογαὶ τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων.

### ΑΤΟΜΙΚΗ ΚΑΙ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

#### ΑΤΟΜΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

Δομὴ τοῦ ἀτόμου.—Γένεσις τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας.—Κυματομηχανικὴ.

#### ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

Φυσικὴ ραδιενέργεια.—Ὁ πυρὴν τοῦ ἀτόμου.—Τεχνητὴ μεταστοιχείωσις.—Κοσμικαὶ ἀκτίνες.

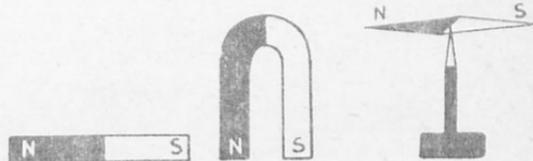
### Παράρτημα — Προβλήματα



# ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

## ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΜΑΓΝΗΤΩΝ

1. **Θεμελιώδεις έννοιαι.** — Ἀπὸ ἀρχαιοτάτων χρόνων ἦτο γνωστὸν ὅτι ὁ **φυσικὸς μαγνήτης** (μαγνητικὸν ὄξειδιον τοῦ σιδήρου  $Fe_3O_4$ ) ἔχει τὴν ιδιότητα νὰ ἔλκῃ μικρὰ τεμάχια σιδήρου ἢ χάλυβος. Ἡ ιδιότης αὕτη καλεῖται **μαγνητισμός**. Ἐὰν δι' ἐνὸς φυσικοῦ μαγνητοῦ προστρίψωμεν ἐπανειλημμένως καὶ κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν μίαν ράβδον χάλυβος, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ράβδος τοῦ χάλυβος γίνεται **μόνιμος μαγνήτης**. Ὁ μαγνήτης οὗτος καλεῖται **τεχνητὸς μαγνήτης**.

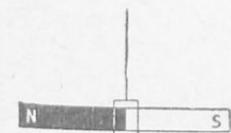


Σχ. 1. Τεχνητοὶ μαγνήται.

Εὐκόλως κατασκευάζονται σήμερον τεχνητοὶ μαγνήται μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος (§ 122). Εἰς τοὺς τεχνητοὺς μαγνήτας δίδουν διάφορα σχήματα (σχ. 1).

2. **Πόλοι τοῦ μαγνήτου.** — Ἐντὸς ρινισμάτων σιδήρου βυθίζομεν μαγνητισμένην χαλυβδίνην ράβδον. Ὅταν ἀνασύρωμεν τὴν ράβδον, παρατηροῦμεν ὅτι τὰ ρινίσματα τοῦ σιδήρου ἔχουν προσκολληθῆ μόνον εἰς τὰ δύο ἅκρα τοῦ μαγνήτου, ὅπου σχηματίζουσι θυσάνους. Τὰ δύο ἅκρα τοῦ μαγνήτου καλοῦνται **πόλοι** αὐτοῦ.

Ἐὰν τὴν ἴδιαν ράβδον ἐξαρτήσωμεν ἐκ τοῦ μέσου της διὰ νήματος, παρατηροῦμεν ὅτι κατὰ τὴν ἰσορροπίαν της ἡ ράβδος λαμβάνει ὀρισμένον πάντοτε προσανατολισμόν, στρέφουσα τὸν ἓνα πόλον της πρὸς Βορρᾶν, τὸν δὲ ἄλλον πρὸς Νότον (σχ. 2). Ὁ πόλος, ὁ ὁποῖος στρέφεται πρὸς Βορρᾶν, καλεῖται **βόρειος πόλος** (ἢ **θετικὸς πόλος**), ὁ δὲ πόλος, ὁ ὁποῖος στρέφεται πρὸς Νότον, καλεῖται **νότιος πόλος** (ἢ **αρνητικὸς πόλος**). Διεθνῶς



Σχ. 2. Πόλοι μαγνήτου.

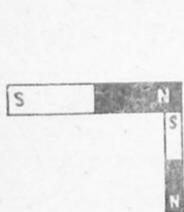
ὁ βόρειος πόλος σημειώνεται μὲ N (Nord = Βορρᾶς), ὁ δὲ νότιος πόλος μὲ S (Sud = Νότος).

3. **Ἀμοιβαία ἐπίδρασις τῶν πόλων.** — Λαμβάνομεν μαγνητικὴν βελόνην, ἡ ὁποία ἠμπορεῖ νὰ στρέφεται ἐλευθέρως περὶ κατακόρυφον ἄξονα. Ἐὰν εἰς τὸν βόρειον πόλον τῆς βελόνης πλησιάσωμεν τὸν βόρειον πόλον ἐνὸς μαγνήτου παραφρσιποιοῦνθηκε ἀπὸ το Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

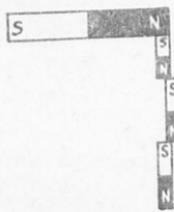
τηρούμεν ὅτι ὁ βόρειος πόλος τῆς βελόνης ἀ π ω θ ε ἰ τ α ι. Ἀντιθέτως, εἰς τὸν βόρειον πόλον τῆς βελόνης πλησιάσωμεν τὸν νότιον πόλον τοῦ μαγνήτου, παρατηρούμεν ὅτι ὁ βόρειος πόλος τῆς βελόνης ἔ λ κ ε τ α ι ἀπὸ τὸν νότιον πόλον τοῦ μαγνήτου. Ἐκ τοῦ πειράματος τούτου συνάγεται ὅτι :

**Οἱ δμώνυμοι μαγνητικοὶ πόλοι ἀπωθόνται, οἱ δὲ ἑτερόνυμοι μαγνητικοὶ πόλοι ἔλκονται.**

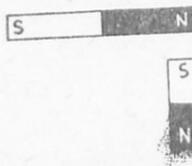
4. Μαγνήτισις ἐξ ἐπαγωγῆς.— Ἐὰν τὸ ἄκρον μικρᾶς ράβδου ἐκ μαλακοῦ σιδήρου ἐγγίσῃ τὸν βόρειον πόλον ἐνὸς μαγνήτου (σχ. 3), εὐκλῶς διαπιστώνομεν ὅτι τὸ ἐλεύθερον ἄκρον τῆς ράβδου ἐγίνε νότιος πόλος. Ἡ μαγνήτισις τοῦ μαλακοῦ σιδήρου εἶναι παροδικὴ καὶ διαρκεῖ ἐφ' ὅσον ἡ ράβδος εὐρίσκεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν μαγνήτην. Ἡ μαγνητισμένη ράβδος ἠμπορεῖ νὰ μαγνητίσῃ ὁμοίως δευτέραν ράβδον μαλακοῦ σιδήρου. Οὕτω εἶναι δυνατὸν νὰ σχηματισθῇ



Σχ. 3. Μαγνήτισις μαλακοῦ σιδήρου ἐξ ἐπαφῆς.



Σχ. 4. Ἄλυσις ράβδων μαλακοῦ σιδήρου.



Σχ. 5. Μαγνήτισις μαλακοῦ σιδήρου ἐξ ἐπαγωγῆς.

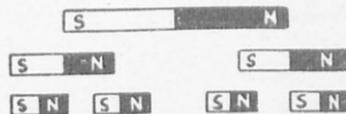
ἄλλυσις μικρῶν μαγνητισμένων ράβδων (σχ. 4). Ἡ μαγνήτισις ὄλων τῶν ράβδων τοῦ μαλακοῦ σιδήρου εἶναι παροδική.

Ἡ μικρὰ ράβδος τοῦ μαλακοῦ σιδήρου μαγνητίζεται καὶ ἂν ἀπλῶς πλησιάσωμεν

εἰς αὐτήν τὸν βόρειον πόλον τοῦ μαγνήτου (σχ. 5). Ἡ μαγνήτισις τῆς ράβδου τοῦ μαλακοῦ σιδήρου εἶναι ἐπίσης παροδική. Ἐὰν ἀπομακρύνωμεν τὸν μαγνήτην, ἡ μαγνήτισις τῆς ράβδου ἀμέσως ἐξαφανίζεται.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι ὁ μαλακὸς σίδηρος μαγνητίζεται παροδικῶς, διὰν εὐρίσκεται πλησίον μαγνήτου. Ὁ τοιοῦτος τρόπος μαγνητίσεως καλεῖται μαγνήτισις ἐξ ἐπαγωγῆς (ἢ ἐξ ἐπιδράσεως). Ἐὰν ἀντὶ μαλακοῦ σιδήρου χρησιμοποιήσωμεν εἰς τὰ ἀνωτέρω πειράματα ράβδον χάλυβος, αὕτη μαγνητίζεται μόνιμος.

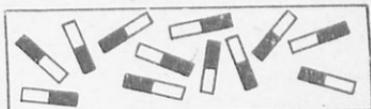
5. Στοιχειώδεις μαγνήται.— Ἐὰν θρασύωμεν εἰς τὸ μέσον ἓνα εὐθύγραμμον μαγνήτην, παρατηρούμεν ὅτι ἕκαστον τῶν δύο τεμαχίων παρουσιάζει δύο πόλους : ἓνα βόρειον καὶ ἓνα νότιον (σχ. 6). Εἰς τὸ σημεῖον, ὅπου ἐθρασύθη ὁ μαγνήτης, ἀναφαίνονται δύο ἑτερόνυμοι πόλοι οὕτως, ὥστε ἕκαστον τῶν τεμαχίων νὰ παρουσιάσῃ πάλιν δύο ἑτερόνυμους πόλους. Ἐὰν ἕκαστον τῶν τεμαχίων θρασυθῇ εἰς δύο νέα τεμάχια, θὰ εὕρωμεν ὅτι ἕκαστον νέον τεμάχιον ἔχει ἐπίσης δύο ἑτερόνυμους πόλους. Ἐκαστὸν τεμάχιον δεικνύεται ὅτι δὲ ν



Σχ. 6. Θραύσις μαγνήτου.

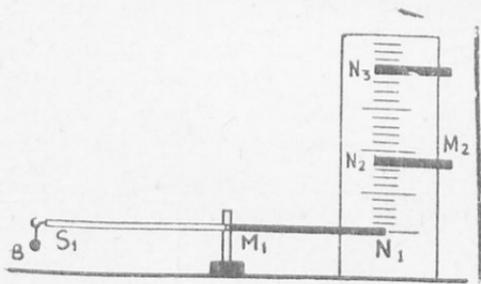
ἢ μ πο ρ ο ὦ μ ε ν π ο τ ἔ ν ἃ ἀ πο μ ο ν ὴ σ ω μ ε ν τ ὸ ν ἕ ν ἃ π ὴ λ ο ν μ α γ ν ῆ τ ο υ καὶ ἐπομένως κάθε μαγνήτης θὰ παρουσιάζῃ πάντοτε δύο ἑτερωνόμους πόλους.

Ἐὰν ἦτο δυνατόν νὰ ἐξακολουθήσωμεν τὴν θραῦσιν τοῦ μαγνήτου μέχρι τῶν ἐλάχιστων τμημάτων τοῦ μαγνήτου, δηλαδή μέχρι τῶν μορίων του, θὰ ἐβλέπομεν ὅτι ἕκαστον μέρος εἶναι μικρότατος μαγνήτης με δύο ἑτερωνόμους πόλους. Οἱ μικρότατοι οὗτοι μαγνήται καλοῦνται **στοιχειώδεις μαγνήται** (ἢ μ ο ρ ι α κ ο ἰ μ α γ ν ῆ τ α ι). Ὅταν μία ράβδος χάλυβος δὲν εἶναι μαγνητισμένη, οἱ στοιχειώδεις μαγνήται διατάσσονται ἀτάκτως ἐντὸς τῆς ράβδου (σχ. 7). Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἐνὸς μαγνητικοῦ πόλου οἱ στοιχειώδεις μαγνήται τῆς ράβδου διατάσσονται κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε ἀπέναντι τοῦ ἐπιδρῶντος πόλου νὰ εὐρίσκονται οἱ ἑτερόνυμοι πόλοι τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν. Οὕτω εἰς τὰ ἄκρα τῆς ράβδου τοῦ χάλυβος ἀναφαίρονται οἱ δύο ἑτερόνυμοι πόλοι. Μετὰ τὴν ἀπομάκρυνσιν τοῦ ἐπιδρῶντος μαγνήτου ἡ διάταξις τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν κατὰ παράλληλα νήματα διατηρεῖται καὶ ἡ ράβδος τοῦ χάλυβος ἐξακολουθεῖ νὰ εἶναι μαγνήτης (μόνιμος μαγνήτισις). Εἰς τὸν μαλακὸν σίδηρον ἡ διάταξις αὐτὴ τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν καταστρέφεται, μόλις ἀπομακρυνθῇ ὁ ἐπιδρῶν μαγνήτης (παροδικὴ μαγνήτισις). Ἐπὶ τῇ βάσει τῶν ἀνωτέρω ἀντιλήψεων ἐξημενεύεται ἡ ἐμφάνισις νέων πόλων κατὰ τὴν θραῦσιν ἐνὸς μαγνήτου.



Σχ. 7. Στοιχειώδεις μαγνήται.

Ἔ 6. Νόμος τοῦ **Coulomb**. — Ἡ δύναμις ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται μεταξὺ δύο μαγνητικῶν πόλων ἢ πορεῖ νὰ μετρηθῇ με τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 8. Ἐνας ραβδόμορφος μαγνήτης ἢ πορεῖ νὰ περιστρεφεται περὶ ὁριζόντιον ἄξονα, ὅπως ἡ φάλαγξ τοῦ ζυγοῦ. Εἰς ὠρισμένην ἀπόστασιν  $\alpha$  ἀπὸ τοῦ βορείου πόλου  $N_1$  τοῦ μαγνήτου  $M_1$  φέρομεν τὸν βόρειον πόλον  $N_2$  ἄλλου εὐθυγράμμου μαγνήτου  $M_2$ . Ἡ μεταξὺ τῶν δύο πόλων ἀναπτυσσομένη ἄπωσις  $F$  ἰσορροπεῖται ἀπὸ τὸ βάρος  $B$ . Ἐὰν ἡ μεταξὺ τῶν δύο πόλων ἀπόστασις γίνῃ  $2\alpha$ ,  $3\alpha$  ..., ἡ ἄπωσις γίνεται  $F/4$ ,  $F/9$  ... Ἐκ τῶν μετρήσεων λοιπὸν εὐρίσκεται ὅτι ἡ μεταξὺ τῶν 2 ὁμωνύμων πόλων ἀναπτυσσομένη ἄπωσις μεταβάλλεται ἀντιστρόφως ἀναλόγως τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως τῶν δύο πόλων.



Σχ. 8. Μέτρσις τῆς ἀμοιβαίας δράσεως μεταξὺ δύο πόλων.

Ἐκ τῶν μετρήσεων λοιπὸν εὐρίσκεται ὅτι ἡ μεταξὺ τῶν 2 ὁμωνύμων πόλων ἀναπτυσσομένη ἄπωσις μεταβάλλεται ἀντιστρόφως ἀναλόγως τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως τῶν δύο πόλων.

Ἐὰν ἄλλος βόρειος πόλος  $N_2$  ἐκ τῆς αὐτῆς ἀποστάσεως ἀποθῇ τὸν πόλον  $N_1$  με διπλασίαν δύναμιν, τότε πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἡ **ποσότης μαγνητισμοῦ** ( $m_2$ ) τοῦ πόλου  $N_2$  εἶναι διπλασία τῆς **ποσότητος μαγνητισμοῦ** ( $m_1$ ) τοῦ πόλου  $N_1$ . Ἡ ποσότης μαγνητισμοῦ καλεῖται καὶ **μαγνητικὴ μᾶζα**. Ἐκ τῶν μετρήσεων τούτων εὐρέθη ὅτι ἡ μεταξὺ τῶν δύο πόλων ἀναπτυσσομένη ἄπωση εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὰς ποσότητας μαγνητισμοῦ τῶν πόλων. Οὕτω συνάγεται ὁ ἀκόλουθος **νόμος τοῦ Coulomb**.

*Ἡ μεταξὺ δύο μαγνητικῶν πόλων ἀναπτυσσομένη ἀμοιβαία ἔλξις ἢ ἀπώσεις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ γινόμενον τῶν ποσοτήτων τοῦ μαγνητισμοῦ τῶν δύο πόλων καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἀποστάσεως αὐτῶν.*

$$\text{νόμος τοῦ Coulomb : } F = k \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$$

ὅπου  $k$  εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἐκ τοῦ συστήματος τῶν μονάδων.

Ἐκ τῶν μετρήσεων εὐρέθη ὅτι οἱ δύο ἑτερόνυμοι πόλοι ἐνὸς μαγνήτου, δηλαδή ὁ βόρειος καὶ ὁ νότιος πόλος του, φέρουσαν τὴν αὐτὴν ποσότητα μαγνητισμοῦ, τὴν ὁποίαν θεωροῦμεν συγκεντρωμένην εἰς δύο ὀρισμένα σημεῖα πλησίον τῶν ἄκρων τοῦ μαγνήτου. Δύο ἑτερόνυμοι μαγνητικοὶ πόλοι, εὐρισκόμενοι εἰς σταθερὰν ἀπόστασιν, ἀποτελοῦν **μαγνητικὸν δίπολον**.

7. Μονὰς ποσότητος μαγνητισμοῦ. — Εἰς τὸ σύστημα C.G.S. ὁ συντελεστὴς ἀναλογίας  $k$  εἶναι ἴσος με τὴν μονάδα ( $k=1$ ) καὶ ἐπομένως ὁ νόμος τοῦ Coulomb ἰσχύει ὡς ἑξῆς:  $F = \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$ . Ἐὰν εἰς τὸν τύπον τοῦτον θέσωμεν  $m_1 = m_2$ ,  $r = 1$  cm καὶ  $F = 1$  dyn, εὐρίσκομεν ὅτι εἶναι  $m_1 = 1$ . Οὕτω καταλήγομεν εἰς τὸν ἀκόλουθον ὀρισμὸν τῆς **μονάδος ποσότητος μαγνητισμοῦ**:

*Μονὰς ποσότητος μαγνητισμοῦ εἶναι ἡ ποσότης μαγνητισμοῦ, ἡ ὁποία, εὐρισκομένη εἰς ἀπόστασιν 1 cm ἀπὸ ἄλλην ἴσην ποσότητα μαγνητισμοῦ, ἐξασκεῖ ἐπ' αὐτῆς δύναμιν ἴσην με 1 δύννη.*

Ἡ ἀνωτέρω ὀρισθεῖσα μονὰς ποσότητος μαγνητισμοῦ ὑπάγεται εἰς τὸ σύστημα μονάδων C.G.S.

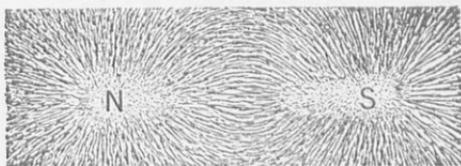
*Παράδειγμα.* Δύο ἴσοι βόρειοι μαγνητικοὶ πόλοι, εὐρισκόμενοι εἰς ἀπόστασιν 2 cm ἀποθῶνται με δύναμιν 900 dyn. Πόση εἶναι ἡ ποσότης μαγνητισμοῦ ἐκάστου πόλου;

Ἀπὸ τὸν νόμον τοῦ Coulomb εὐρίσκομεν ὅτι εἶναι:

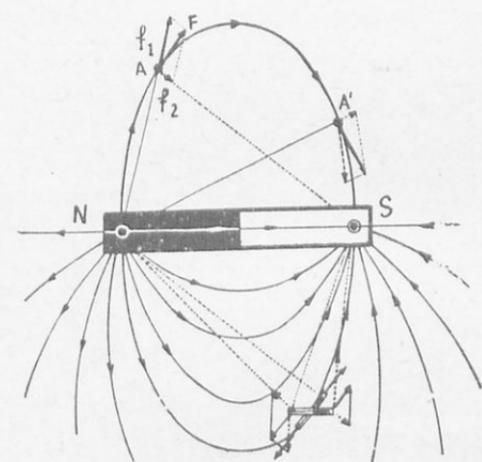
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἑκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς Σ.

ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΝ ΠΕΔΙΟΝ

8. Μαγνητικόν φάσμα.— Κάτωθεν μιᾶς ὀριζοντίας ὑαλίνης πλακῆς τοποθετοῦμεν εὐθύγραμμον μαγνήτην. Ἐπὶ τῆς πλακῆς ῥίπτομεν ρινίσματα σιδήρου καὶ κτυποῦμεν ἑλαφρῶς τὴν πλάκα μὲ τὸν δάκτυλον. Παρατηροῦμεν ὅτι τὰ ρινίσματα διατίθενται εἰς κανονικὰς γραμμὰς, αἱ ὁποῖαι βαίνουν ἐκ τοῦ ἑνὸς πόλου εἰς τὸν ἄλλον (σχ. 9). Τὸ σχηματισθὲν διάγραμμα καλεῖται **μαγνητικόν φάσμα**, αἱ δὲ γραμμαὶ ἐπὶ τῶν ὁποίων διατίθενται τὰ ρινίσματα καλοῦνται **δυναμικαὶ γραμμαί**. Διὰ



Σχ. 9. Μαγνητικόν φάσμα.



Σχ. 10. Ἐξήγησις τοῦ σχηματισμοῦ τοῦ μαγνητικοῦ φάσματος.

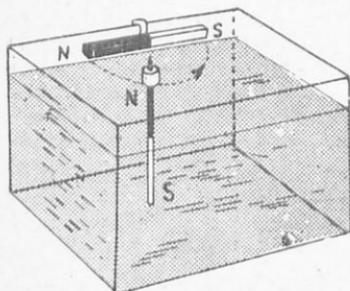
νά ἐξηγήσωμεν τὸν σχηματισμὸν τοῦ μαγνητικοῦ φάσματος φέρομεν πλησίον τῆς πλακῆς μικρὰς μαγνητικὰς βελόνας ἐξηρητημένας ἀπὸ λεπτὸν νῆμα (σχ. 10). Παρατηροῦμεν ὅτι ἐκάστη βελόνη, ὅταν ἡρεμήσῃ, εὐρίσκεται ἐπὶ τῆς ἐφαπτομένης μιᾶς δυναμικῆς γραμμῆς. Ἡ τοιαύτη θέσις τῆς μαγνητικῆς βελόνης ὀφείλεται εἰς τὴν ἐπίδρασιν, τὴν ὁποῖαν ἄσκουν ἐπὶ τῶν δύο πόλων τῆς οἱ δύο πόλοι τοῦ μαγνήτου. Ὡστε τὸ μαγνητικόν φάσμα σχηματίζεται, διότι τὰ ρινίσματα τοῦ σιδήρου, μαγνητιζόμενα ἐξ ἐπαγωγῆς, γίνονται μικροὶ μαγνήται· οὗτοι διατάσσονται κατὰ τὴν ἐφαπτομένην εἰς ἕκαστον σημεῖον τῆς δυναμικῆς γραμμῆς.

9. Μαγνητικόν πεδίον.— Ὁ σχηματισμὸς τοῦ μαγνητικοῦ φάσματος αἰσθητοποιεῖ μίαν ἰδιότητα, τὴν ὁποῖαν ἀποκτᾷ ὁ περίξ τοῦ μαγνήτου χώρος, ἔνεκα τῆς παρουσίας τοῦ μαγνήτου. Ἐὰν ἐντὸς τοῦ χώρου τούτου φέρωμεν μίαν ποσότητα μαγνητισμοῦ, αὕτη ὑφίσταται τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνήτου. Λέγομεν τότε ὅτι περίξ τοῦ μαγνήτου ὑπάρχει **μαγνητικόν πεδίον**. Ὡστε :

**Μαγνητικόν πεδίον καλεῖται ὁ χώρος ἐντὸς τοῦ ὁποίου ἄσκονται δυνάμεις ἐπὶ τῶν ποσοτήτων μαγνητισμοῦ, αἱ ὁποῖαι φέρονται εἰς οἰονδήποτε σημεῖον τοῦ χώρου τούτου.**

Ἐπὶ μιᾶς μακρᾶς καὶ λεπτῆς μαγνητικῆς ράβδου στερεώνομεν δακτύλιον ἐκ φελλοῦ. Βυθίζομεν τὴν ράβδον κατακορύφως ἐντὸς ὕδατος οὕτως, ὥστε νὰ ἐξέχη ἀπὸ τὸ ὕδωρ ὅσον ἴσους πόλους (σχ. 11). Φέρομεν ἐπὶ τὸν ἑνὸς πόλον τῆς ρά-

βδου πλησίον τοῦ βορείου πόλου ἑνὸς ἰσχυροῦ μαγνήτου. Παρατηροῦμεν ὅτι ὁ βόρειος πόλος τῆς ράβδου ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὸν βόρειον πόλον τοῦ μαγνήτου καὶ διαγράφει μίαν κ α μ πύ λ η ν τ ρ ο χ ι ά ν, ἔρχεται πρὸς τὸν νότιον πόλον τοῦ μαγνήτου. Ἡ κίνησις αὕτη τοῦ βορείου πόλου τῆς ράβδου ὀφείλεται εἰς τὰς δύο δυνάμεις, τὰς ὁποίας ἀσκοῦν ἐπ' αὐτοῦ οἱ δύο πόλοι τοῦ μαγνήτου. Αἱ δύο αὗται δυνάμεις δίδουν μίαν συνισταμένην, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς ὁποίας κινεῖται ὁ πόλος τῆς ράβδου. Ἡ τροχιά, τὴν ὁποίαν διαγράφει ὁ βόρειος πόλος τῆς ράβδου, εἶναι μία **δυναμικὴ γραμμὴ** τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον δημιουργεῖ ὁ μαγνήτης. Ὡστε :



Σχ. 11. Κίνησις βορείου μαγνητικοῦ πόλου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν μαγνητικοῦ πεδίου.

Ἡ κίνησις αὕτη τοῦ βορείου πόλου τῆς ράβδου ὀφείλεται εἰς τὰς δύο δυνάμεις, τὰς ὁποίας ἀσκοῦν ἐπ' αὐτοῦ οἱ δύο πόλοι τοῦ μαγνήτου. Αἱ δύο αὗται δυνάμεις δίδουν μίαν συνισταμένην, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς ὁποίας κινεῖται ὁ πόλος τῆς ράβδου. Ἡ τροχιά, τὴν ὁποίαν διαγράφει ὁ βόρειος πόλος τῆς ράβδου, εἶναι μία **δυναμικὴ γραμμὴ** τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον δημιουργεῖ ὁ μαγνήτης. Ὡστε :

**Δυναμικὴ γραμμὴ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καλεῖται ἡ τροχιά, τὴν ὁποίαν διαγράφει ὁ βόρειος μαγνητικὸς πόλος ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.**

Ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τούτου δεχόμεθα κατὰ συνθήκην ὅτι ἐκτὸς τοῦ μαγνήτου αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ ἀ ν α χ ω ρ ο ῦ ν ἐκ τοῦ βορείου πόλου τοῦ μαγνήτου καὶ κ α τ α λ ῆ γ ο υ ν εἰς τὸν νότιον πόλον αὐτοῦ. Ἐντὸς δὲ τοῦ μαγνήτου βαίνουν ἐκ τοῦ νοτίου πρὸς τὸν βόρειον πόλον. Οὕτω αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι πάντοτε κ λ ε ι σ τ α ῖ γ ρ α μ μ α ῖ.

**10. Διεύθυνσις καὶ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.**— Ἄς υποθέσωμεν ὅτι εἰς ἓνα σημεῖον Α μῆς δυναμικῆς εὐρίσκεται ἓνας βόρειος μαγνητικὸς πόλος (σχ. 10). Ἐπὶ τοῦ πόλου τούτου ἐνεργοῦν αἱ δύο δυνάμεις  $f_1$  καὶ  $f_2$ , αἱ ὁποῖαι ὀφείλονται εἰς τὴν ἐπίδρασιν τῶν δύο πόλων τοῦ μαγνήτου. Αἱ δύο αὗται δυνάμεις  $f_1$  καὶ  $f_2$  ἔχουν συνισταμένην  $F$ , ἡ ὁποία εἶναι ἐφαπτομένη τῆς δυναμικῆς γραμμῆς εἰς τὸ σημεῖον Α.

Ἡ διεύθυνσις τῆς δυνάμεως  $F$  καλεῖται **διεύθυνσις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου** εἰς τὸ σημεῖον Α. Ἐστω ὅτι ὁ βόρειος μαγνητικὸς πόλος, τὸν ὁποῖον φερόμεν εἰς τὸ σημεῖον Α, ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ  $m$ . Τότε εἰς τὸ σημεῖον Α ἐπὶ τῆς μονάδος ποσότητος βορείου μαγνητισμοῦ ἐνεργεῖ δύναμις  $H = F/m$ . Ἡ δύναμις αὕτη  $H$  καλεῖται **έντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου** εἰς τὸ σημεῖον Α τοῦ πεδίου. Ὡστε :

**Ἐντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς ἓνα σημεῖον αὐτοῦ καλεῖται ἡ δύναμις, ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ βορείου μαγνητικοῦ πόλου, φερομένου εἰς τὸ σημεῖον τοῦτο τοῦ πεδίου καὶ ἔχοντος ποσότητα μαγνητισμοῦ ἴσην μὲ τὴν μονάδα.**

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν  $H = F/m$  συνάγεται ὅτι, ἂν εἶναι  $F = 1 \text{ dyn}$  καὶ  $m = 1 \text{ C.G.S.}$ , τότε ἡ ἐντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ σημεῖον Α εἶναι  $H = 1$ .

Ἡ μονὰς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καλεῖται **Gauss**. Ὡστε :

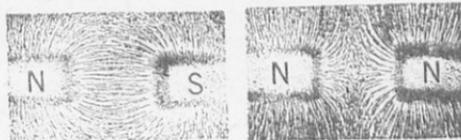
**Μονὰς ἐντάσεως μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι τὸ 1 Gauss, ἥτοι ἡ ἔντασις μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ἐξασκεῖ ἐπὶ τῆς μονάδος ποσότητος μαγνητισμοῦ δύναμιν ἴσην μὲ 1 δύννην.**

Ἐστω ὅτι  $m$  εἶναι ἡ ποσότης μαγνητισμοῦ τοῦ μαγνητικοῦ πόλου, ὃ ὁποῖος παράγει τὸ πεδίου. Τότε εἰς ἀπόστασιν  $r$  ἀπὸ τὸν πόλον τοῦτον ἡ ἔντασις  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εὐρίσκεται ἀπὸ τὸν νόμον τοῦ Coulomb ὅτι εἶναι :

$$H = \frac{m \times 1}{r^2}. \quad \text{ἄρα :}$$

ἔντασις μαγνητικοῦ πεδίου :  $H = \frac{m}{r^2}$

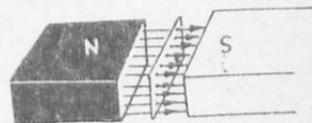
Εἰς τὰ σχήματα 12 α καὶ 12 β φαίνονται αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου μεταξὺ δύο ἑτερονύμων ἢ ὁμωνύμων μαγνητικῶν πόλων. Παρατηροῦμεν ὅτι μεταξὺ δύο ἑτερονύμων πόλων αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι παράλληλοι. Τὸ μαγνητικὸν τοῦτο πεδίου καλεῖται **ὁμογενές**, εὐρίσκεται δὲ ὅτι ἡ **ἔντασις τοῦ ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι σταθερὰ εἰς ὅλα τὰ σημεῖα τοῦ πεδίου.**



α β

Σχ. 12. Μαγνητικὸν πεδίου. α μεταξὺ δύο ἑτερονύμων μαγνητικῶν πόλων. β μεταξὺ δύο ὁμωνύμων μαγνητικῶν πόλων.

11. Μαγνητικὴ ροή.— Ἐνα ὁμογενές μαγνητικὸν πεδίου ἔχει ἔντασιν  $H$ . Ἐντὸς τοῦ πεδίου καὶ καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου τοποθετεῖται ἐπίπεδος ἐπιφάνεια ἔχουσα ἔμβαδὸν  $S$  (σχ. 13). Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος ὀρισμός :



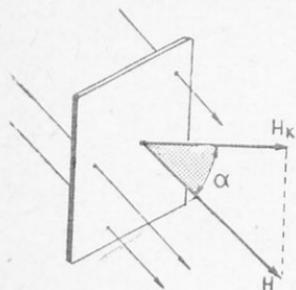
Σχ. 13. Μαγνητικὴ ροή.

**Καλεῖται μαγνητικὴ ροή ( $\Phi$ ) τὸ γινόμενον τοῦ ἔμβαδου ( $S$ ) τῆς ἐπιφάνειας ἐπὶ τὴν ἔντασιν ( $H$ ) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.**

μαγνητικὴ ροή :  $\Phi = S \cdot H$

Ἐὰν εἶναι  $S = 1 \text{ cm}^2$  καὶ  $H = 1 \text{ Gauss}$ , τότε ἡ μαγνητικὴ ροή εἶναι ἴση μὲ τὴν μονάδα  $\Phi = 1$ . Ἡ μονὰς τῆς μαγνητικῆς ροῆς καλεῖται **Maxwell** ( $Mx$ ). Οὔτω, ἐὰν εἶναι  $H = 20 \text{ Gauss}$ , τότε ἡ μαγνητικὴ ροή ἡ ὁποία διέρχεται καθέτως δι' ἐπιφάνειας  $S = 10 \text{ cm}^2$ , θὰ εἶναι  $\Phi = 10 \times 20 = 200 \text{ Maxwell}$ .

Κατά συνθήκην η ένταση  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐκφράζει τὸν ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται καθέτως δι' ἐπιφανείας  $1 \text{ cm}^2$ . Ἄρα ἡ μαγνητικὴ ροὴ ἐκφράζει τὸν ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται καθέτως διὰ τῆς θεωρουμένης ἐπιφανείας  $S$ .



Σχ. 14. Ὁρισμὸς μαγνητικῆς ροῆς. ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν :

$$\text{μαγνητικὴ ροή: } \Phi = S \cdot H_k \quad \text{ἢ} \quad \Phi = S \cdot H \cdot \text{συν } \alpha$$

12. Δράσις ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ μαγνήτου.— Ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $H$  εὐρίσκεται εὐθύγραμμος μαγνήτης, τοῦ ὁποῦ οἱ δύο πόλοι  $N$  καὶ  $S$  φέρουν ἀντιστοίχως ποσότητα μαγνητισμοῦ  $+m$  καὶ  $-m$  (σχ. 15). Τὸ μαγνητικὸν πεδίουν ἔξασκει τότε ἐπὶ ἐκάστου πόλου τοῦ μαγνήτου μίαν δύναμιν  $F = m \cdot H$ . Αἱ δύο αὗται δυνάμεις προφανῶς εἶναι ἴσαι, παράλληλοι καὶ ἀντίρροποι, ἤτοι σχηματίζουν ζεύγος δυνάμεων. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ζεύγους τῶν δυνάμεων ὁ μαγνήτης τείνει νὰ περιστραφῇ περὶ ἄξονα κάθετον πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἐστω  $l$  ἡ ἀπόστασις τῶν δύο πόλων τοῦ μαγνήτου ( $NS = l$ ). Ἡ ροπή  $M_z$  τοῦ ζεύγους, τὸ ὁποῖον ἐνεργεῖ τότε ἐπὶ τοῦ μαγνήτου εἶναι :

$$M_z = F \cdot \overline{NK} \quad \text{ἢ} \quad M_z = m H \cdot l \cdot \eta \mu \varphi \quad (1)$$

Τὸ γινόμενον  $m l$ , δηλαδὴ τὸ γινόμενον τῆς ποσότητος μαγνητισμοῦ τοῦ ἐνὸς πόλου τοῦ μαγνήτου ἐπὶ τὴν ἀπόστασιν τῶν δύο πόλων, εἶναι μέγεθος σταθερὸν καὶ χαρακτηριστικὸν δι' ἕκαστον μαγνήτην καὶ καλεῖται **μαγνητικὴ ροπή** ( $M_M$ ) τοῦ μαγνήτου. Οὕτω ἡ προηγουμένη σχέσις (1) γράφεται ὡς ἐξῆς :

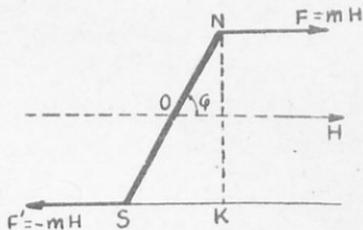
$$M_z = M_M \cdot H \eta \mu \varphi \quad (2)$$

Ἐὰν ὁ ἄξων τοῦ μαγνήτου εἶναι κάθετος πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ( $\varphi = 90^\circ$ ), τότε ἐπὶ τοῦ μαγνήτου ἐνεργεῖ ζεύγος δυνάμεων τὸ ὁποῖον ἔχει ροπήν :

$$M_z = M_M \cdot H \quad (3)$$

Ἡ μαγνητικὴ ροπή παριστάνεται μὲ ἄνυσμα, τὸ ὁποῖον ἔχει διεύθυνσιν τὸν ἄξονα  $NS$  τοῦ μαγνήτου, φορᾶν ἐκ τοῦ  $S$  πρὸς τὸ  $N$  καὶ ἀριθμητικὴν τιμὴν  $M_M = m \cdot l$ .

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς



Σχ. 15. Εὐθύγραμμος μαγνήτης ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου.

13. Ταλαντώσεις μαγνήτου ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου.—

Λαμβάνομεν εὐθύγραμμον μαγνήτην, ὃ ὁποῖος ἠμπορεῖ νὰ στρέφεται περὶ ἄξονα διερχόμενον διὰ τοῦ κέντρου βάρους του. Τοποθετοῦμεν τὸν μαγνήτην τοῦτον ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $H$  οὕτως, ὥστε ἡ διεύθυνσις τοῦ πεδίου νὰ εἶναι κάθετος πρὸς τὸν ἄξονα περιστροφῆς τοῦ μαγνήτου. Ἐπὶ τοῦ μαγνήτου ἐνεργεῖ τότε ζεύγος δυνάμεων, τὸ ὁποῖον ἀναγκάζει τὸν μαγνήτην νὰ περιστραφῇ καὶ νὰ ἰσορροπήσῃ εἰς τοιαύτην θέσιν, ὥστε ὁ κατὰ μῆκος ἄξων  $NS$  τοῦ μαγνήτου νὰ ἔχη τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἀπομακρύνομεν τὸν μαγνήτην ἀπὸ τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας του κατὰ μίαν πολὺ μικρὰν γωνίαν  $\phi$  (σχ. 16). Τότε ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ μαγνήτου ἓνα ζεύγος, τὸ ὁποῖον τείνει νὰ ἐπαναφέρῃ τὸν μαγνήτην εἰς τὴν θέσιν ἰσορροπίας. Ἡ ροπή τοῦ ζεύγους τούτου εἶναι :  $M_z = M_M \cdot H \cdot \eta\mu \phi$ . Ἐπειδὴ ἡ γωνία  $\phi$  εἶναι πολὺ μικρά, ἠμποροῦμε νὰ λάβωμεν  $\eta\mu \phi = \phi$ . Ἡ ροπή λοιπὸν τοῦ ζεύγους ἐπαναφορᾶς εἶναι :  $M_z = M_M \cdot H \cdot \phi$ , ἢτοι **εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπομάκρυνσιν τοῦ μαγνήτου ἀπὸ τὴν θέσιν ἰσορροπίας** (βλ. τόμ. Α' σελ. 223). Ἐνεκα τούτου ὁ μαγνήτης θὰ ἐκτελέσῃ περὶ τὴν θέσιν ἰσορροπίας του **ἀρμονικὰς ταλαντώσεις**. Ὡστε :



Σχ. 16. Ταλαντώσεις μαγνήτου.

**Εὐθύγραμμος μαγνήτης, στρεπτός περὶ ἄξονα διερχόμενον διὰ τοῦ κέντρου βάρους του, ἐκτελεῖ, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $H$ , ἀρμονικὰς ταλαντώσεις, αἱ ὁποῖαι ἔχουν περίοδον :**

$$\text{περίοδος ταλαντώσεως μαγνήτου : } T = 2\pi \sqrt{\frac{\Theta}{M_M \cdot H}}$$

ὅπου  $\Theta$  εἶναι ἡ ροπή ἀδρανείας τοῦ μαγνήτου ὡς πρὸς τὸν ἄξονα περιστροφῆς.

13α. Μέτρησις τῆς ἐντάσεως μαγνητικοῦ πεδίου.— Ἡ εὐρεθείσα σχέσις μᾶς ἐπιτρέπει νὰ μετρήσωμεν τὴν ἔντασιν ἐνὸς μαγνητικοῦ πεδίου. Ἄς θεωρήσωμεν ἓνα μαγνήτην, δυνάμενον νὰ ἐκτελῇ ὀριζοντίας ταλαντώσεις καὶ δύο μαγνητικὰ πεδία, τὰ ὁποῖα ἔχουν ὀριζοντίαν διεύθυνσιν καὶ ἀντιστοιχοῦς ἐντάσεις  $H_0$  καὶ  $H_1$ . Ἀναγκάζομεν τὸν μαγνήτην νὰ ἐκτελέσῃ ταλαντώσεις πρῶτον ἐντὸς τοῦ πεδίου ἐντάσεως  $H_0$  καὶ ἔπειτα ἐντὸς τοῦ πεδίου ἐντάσεως  $H_1$ . Εὐρίσκομεν τὰς ἀντιστοιχοῦς περιόδους ταλαντώσεως τοῦ μαγνήτου  $T_0$  καὶ  $T_1$ . Οὕτω ἔχομεν τὰς σχέσεις :

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{\Theta}{M_M \cdot H_0}} \qquad T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{\Theta}{M_M \cdot H_1}}$$

Διαιροῦντες κατὰ μέλη λαμβάνομεν τὴν σχέσιν :

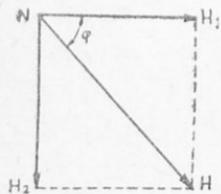
$$\frac{T_0}{T_1} = \sqrt{\frac{H_1}{H_0}} \qquad \eta \qquad \left( \frac{T_0}{T_1} \right)^2 = \frac{H_1}{H_0}$$

Οὕτω, ἂν εἶναι γνωστὴ ἡ ἔντασις  $H_0$ , εὐρίσκεται ὅτι ἡ ἔντασις  $H_1$  εἶναι :

$$H_1 = H_0 \cdot \left( \frac{T_0}{T_1} \right)^2$$

Εἰς τὰς μετρήσεις χρησιμοποιεῖται συνήθως ἡ ὀριζοντια συνιστώσα  $H_0$  τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου (§ 24).

**14. Μαγνητόμετρο.** — Διὰ τὴν μέτρησιν τῆς ἐντάσεως μαγνητικοῦ πεδίου χρησιμοποιεῖται τὸ *μαγνητόμετρον*. Ἡ λειτουργία τοῦ ὄργανου τούτου στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἐξῆς ἀρχῆς :

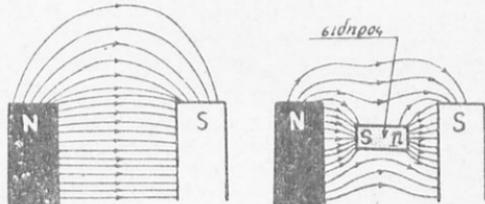


Σχ. 17. Ἐξήγησις τῆς λειτουργίας τοῦ μαγνητόμετρου.

Τὸ μαγνητικὸν πεδίου, τοῦ ὁποίου θέλομεν νὰ εὐρωμεν τὴν ἔντασιν  $H_2$ , συνδυάζεται μὲ ἕνα ἄλλο μαγνητικὸν πεδίου γνωστῆς ἐντάσεως  $H_1$  οὕτως, ὥστε αἱ διευθύνσεις τῶν δύο πεδίων νὰ εἶναι κάθετοι μεταξύ των (σχ. 17). Μία μικρὰ μαγνητικὴ βελόνη, στρεπτή περὶ ἄξονα κάθετον πρὸς τὸ ἐπίπεδον  $H_1NH_2$ , λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν  $NH_1$ , ὅταν ἐπ' αὐτῆς ἐνεργῇ μόνον τὸ πεδίου ἐντάσεως  $H_1$ . Ὅταν ὅμως ἐπὶ τῆς βελόνης ἐνεργοῦν καὶ τὰ δύο πεδία, τότε ἡ βελόνη λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν  $NH$ , δηλαδή τὴν διεύθυνσιν τῆς συνισταμένης τῶν δύο πεδίων. Οὕτω ἡ βελόνη στρέφεται κατὰ γωνίαν  $\phi$ , τὴν ὅποιαν μετροῦμεν. Ἀπὸ τὴν σχέσιν  $H_2 = H_1 \cdot \epsilon\phi\phi$ , εὐρίσκομεν τὴν ἄγνωστον ἔντασιν  $H_2$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

**15. Μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ σιδήρου.** — Σχηματίζομεν τὸ μαγνητικὸν φάσμα ἐνὸς ἰσχυροῦ πεταλοειδοῦς μαγνήτου. Μεταξὺ τῶν σκελῶν τοῦ μαγνήτου τὸ μαγνητικὸν πεδίου εἶναι ὁμογενὲς καὶ αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι παράλληλοι (σχ. 18 α). Θέτομεν μεταξὺ τῶν σκελῶν τοῦ μαγνήτου καὶ παραλλήλως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου μίαν μικρὰν ράβδον μαλακοῦ σιδήρου.

Ἐὰν σχηματίζομεν πάλιν τὸ μαγνητικὸν φάσμα, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ μεταξὺ τῶν σκελῶν τοῦ μαγνήτου πεδίου δὲν εἶναι πλέον ὁμογενὲς (σχ. 18 β)· αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ κάμπτονται καὶ προσπαθοῦν νὰ διέλθουν ὅσον τὸ δυνατὸν περὶ σσότεραι διὰ τῆς ράβδου τοῦ σιδήρου. Συγχρόνως ἡ ράβδος τοῦ σιδήρου μαγνητίζεται καὶ σχηματίζονται νότιος μὲν πόλος εἰς τὸ ἄκρον διὰ τοῦ ὁποίου διέρχονται αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ, βόρειος δὲ πόλος εἰς τὸ ἄκρον τῆς ράβδου ἐκ τοῦ ὁποίου ἐξέρχονται αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ.



Σχ. 18. Μαλακὸς σίδηρος ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου.

Ἐστω ὅτι  $S$  εἶναι ἡ τομὴ τῆς ράβδου τοῦ μαλακοῦ σιδήρου καὶ  $H$  ἡ ἔντασις τοῦ ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον δημιουργεῖ ὁ πεταλοειδὴς μαγνήτης. Εἰς τὸν ἀέρα διὰ τῆς ἐπιφανείας  $S$  διέρχεται μαγνητικὴ ροὴ  $\Phi = S \cdot H$ , ἡ ὁποία φανερώνει τὸ πλῆθος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται διὰ τῆς ἐπιφανείας  $S$  (§ 11).  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

Όταν ἐντὸς τοῦ ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου τεθῆ ἡ ράβδος τοῦ σιδήρου, τότε διὰ τῆς ἐπιφανείας  $S$  διέρχεται πολὺ μεγαλύτερος ἀριθμὸς δυναμικῶν γραμμῶν, ἢτοι  $a \ \delta \ \xi \ \acute{\alpha} \ \nu \ \epsilon \ \tau \ \alpha \ \iota$  ἢ μαγνητικὴ ροὴ ἀπὸ  $\Phi$  εἰς  $\Phi' = S \cdot B$ . Τὸ μέγεθος  $B$  ἀντιστοιχεῖ πρὸς τὴν ἔντασιν  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ καλεῖται **μαγνητικὴ ἐπαγωγή**.

Ἡ εἰσαγωγή τοῦ σιδήρου ἐντὸς τοῦ ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου προκαλεῖ αὔξησιν τῆς μαγνητικῆς ροῆς ἀπὸ  $\Phi$  εἰς  $\Phi'$ . Ὁ λόγος  $\Phi'/\Phi$  προσδιορίζει τὸ μαγνητικὸν ἀποτέλεσμα τοῦ σιδήρου καὶ καλεῖται **μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ σιδήρου ( $\mu$ )**. Ὡστε εἶναι :

$$\mu = \frac{\Phi'}{\Phi} = \frac{S \cdot B}{S \cdot H}$$

ἢτοι

$$\mu = \frac{B}{H}$$

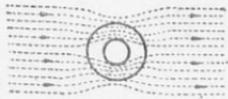
Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς :

- I. Ὁ σιδήρος, εἰσαγόμενος ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου, προκαλεῖ ἰσχυρὰν συγκέντρωσιν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ πεδίου.
- II. Μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ σιδήρου καλεῖται ὁ λόγος τῆς μαγνητικῆς ροῆς τῆς διερχομένης δι' ἐπιφανείας  $S$  τοῦ σιδήρου πρὸς τὴν μαγνητικὴν ροὴν τὴν διερχομένην διὰ τῆς αὐτῆς ἐπιφανείας εἰς τὸν ἀέρα.
- III. Ἡ εἰσαγωγή τοῦ σιδήρου ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου δημιουργεῖ μαγνητικὴν ἐπαγωγήν ( $B$ ), ἴσην μὲ τὸ γινόμενον τῆς μαγνητικῆς διαπερατότητος ( $\mu$ ) τοῦ σιδήρου ἐπὶ τὴν ἔντασιν ( $H$ ) τοῦ πεδίου.

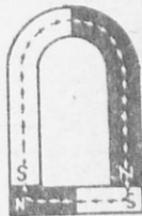
$$\text{μαγνητικὴ ἐπαγωγή: } B = \mu \cdot H$$

Ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγή μετρεῖται ὅπως καὶ ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς Gauss.

Ἡ ἰδιότης τοῦ σιδήρου νὰ προκαλῆ ἰσχυρὰν συγκέντρωσιν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, μᾶς ἐπιτρέπει νὰ περιορίζωμεν τὴν ἔκτασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐντὸς ὠρισμένων ὁρίων. Οὕτω, ἂν ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου εἰσαχθῆ κοίλη σφαῖρα ἐκ σιδήρου, ἔχουσα ποχέα τοιχώματα, τότε εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τῆς σφαίρας δὲν ὑπάρχει μαγνητικὸν πεδίου (σχ. 19). Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον προφυλάσσομεν εὐαίσθητα ὄργανα ἀπὸ τὴν ἐπίδρασιν μαγνητικῶν πεδίων (**μαγνητικὴ θωράκισις**). Ἐάν ἔμπροσθεν τῶν πῶλων πεταλοειδοῦς μαγνήτου φέρομεν τεμάχιον μαλακοῦ σιδήρου (δπλασμὸς τοῦ μαγνήτου), τότε αἱ περισσότεραι δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου διέρχονται διὰ μέσου τοῦ σιδήρου (σχ. 20). Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὁ μαγνήτης δὲν ἔξασκει καμμίαν ἐπίδρασιν εἰς τὸν πέριξ χώρον καὶ ἐπὶ πλέον ὁ μαγνήτης διατηρεῖ τὸν μαγνητισμὸν τοῦ ἀμετάβλητον ἐπὶ μακρὸν χρόνον.



Σχ. 19. Κοίλη σιδηρᾶ σφαῖρα ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου.

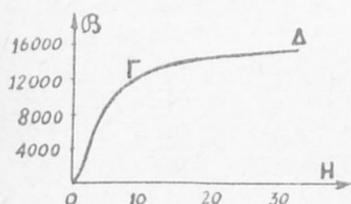


Σχ. 20. Ὀπλισμὸς πεταλοειδοῦς μαγνήτου.

Ἡ κίνησις τῶν μορίων τοῦ σιδήρου, ἕνεκα τῆς θερμοκρασίας, διαταράσσει τὴν διάταξιν τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν ἐντὸς τοῦ σιδήρου. Διὰ τοῦτο ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

εξαρτάται από την θερμοκρασίαν. Ἐνω τῆς θερμοκρασίας  $795^{\circ}\text{C}$  (θερμοκρασία Curie) ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης  $\mu$  τοῦ σιδήρου γίνεται περίπου ἴση μετὴν μονάδα, καὶ κατὰ συνέπειαν ὁ σίδηρος δὲν εἶναι τότε ἐπιδεκτικὸς μαγνητίσεως.

¶16. Καμπύλη μαγνητίσεως τοῦ σιδήρου.— Ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης ( $\mu$ ) ἐνὸς εἵδους σιδήρου χαρακτηρίζει τὴν μαγνητικὴν συμπεριφορὰν τούτου. Γνωρίζομεν (§ 5) ὅτι, πρὸ τῆς μαγνητίσεως τοῦ σιδήρου, οἱ ἐντὸς αὐτοῦ ὑπάρχοντες μοριακοὶ μαγνήται εἶναι ἀτάκτως προσανατολισμένοι. Ὅταν



Σχ. 21. Αὔξησης τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς μετὰ τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου.

ὡς ἡ ἔντασις  $H$  τοῦ μαγνητίζοντος πεδίου, αὐξάνεται καὶ ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγή  $B$ , ὅπως φαίνεται εἰς τὴν καμπύλην τοῦ σχήματος 21. Ὅταν ἡ ἔντασις  $H$  τοῦ μαγνητίζοντος πεδίου γίνῃ ἀρκετὰ μεγάλη, τότε ὅλοι οἱ στοιχειώδεις μαγνήται τοῦ σιδήρου ἔχουν τοποθετηθῆ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν δὲν εἶναι πλέον δυνατὴ περαιτέρω μαγνήτισις τοῦ σιδήρου καὶ διὰ τοῦτο λέγομεν ὅτι ἐπῆλθε **μαγνητικὸς κόρος** τοῦ σιδήρου. Τότε ἡ περαιτέρω αὔξησης τῆς ἐντάσεως  $H$  τοῦ μαγνητίζοντος πεδίου προκαλεῖ ἴσην αὔξησης τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς  $B$  (τμῆμα  $\Gamma\Delta$  τῆς καμπύλης). Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι :

Μεταβολὴ τῆς τιμῆς τοῦ  $\mu$   
εἰς τὸν μαλακὸν σίδηρον

$H$ (εἰς Gauss)	$B$ (εἰς Gauss)	$\mu$
2	5 000	2 500
5	10 000	2 000
6,5	11 000	1 690
12	13 000	1 080
28,5	15 000	526
105	17 000	162
200	18 000	90
300	19 000	63
20 000	40 000	2

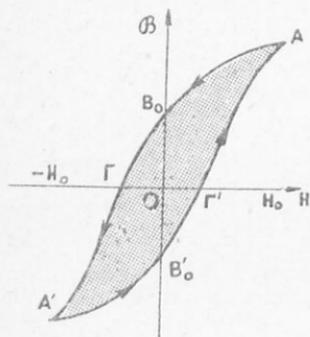
**I** Ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης  $\mu$  τοῦ σιδήρου δὲν εἶναι σταθερά, ἀλλ' ἐξαρτάται ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητίζοντος πεδίου.

**II.** Εἰς πολὺν ἀσθενῆ μαγνητίζοντα πεδία ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης  $\mu$  ἔχει πολὺν μεγάλην τιμὴν, ἐνῶ εἰς τὰ πολὺν ἰσχυρὰ μαγνητίζοντα πεδία ἡ τιμὴ τοῦ  $\mu$  πλησιάζει πρὸς τὴν μονάδα, ὁπότε ὁ σίδηρος συμπεριφέρεται ὅπως ὁ ἀήρ.

Εἰς τὸν ἀνωτέρω πίνακα φαίνονται αἱ μεταβολαὶ τῆς μαγνητικῆς διαπερατότητος  $\mu$  τοῦ μαλακοῦ σιδήρου συναρτήσει τῆς ἐντάσεως  $H$  τοῦ μαγνητίζοντος πεδίου. Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς



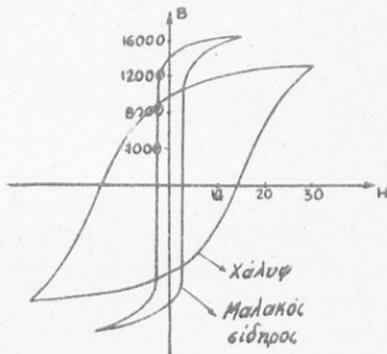
έντός ενός τοιούτου *έναλλασσομένου μαγνητικού πεδίου* τότε, μετά παρέλευσιν μερικῶν περιόδων, ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγή  $B$  τοῦ σιδήρου ὑφίσταται καὶ αὐτὴ περιοδικὰ μεταβολάς. Αἱ ἐντὸς μιᾶς περιόδου μεταβολαὶ τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς  $B$  συν-αρτῆσαι τῆς ἐντάσεως  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου παριστῶνται ἀπὸ μίαν κλειστὴν καμπύλην  $AΓA'Γ'A$  (σχ. 23), ἡ ὁποία καλεῖται *κύκλος ὑστερήσεως*.



Σχ. 23. Κύκλος ὑστερήσεως.

*ρήσεως.*

Δι' ὅλα τὰ εἶδη τοῦ σιδήρου ἡ καμπύλη ὑστερήσεως ἔχει ἀνάλογον μορφήν, διαφέρει ὁμως ἀπὸ τοῦ ἑνὸς εἴδους σιδήρου εἰς τὸ ἄλλο. Εἰς τὸ σχῆμα 24 δεικνύονται αἱ καμπύλαι ὑστερήσεως τοῦ μαλακοῦ σιδήρου καὶ τοῦ χάλυβος. Παρατηροῦμεν ὅτι ὁ παραμένων μαγνητισμός, εἶναι *μεγαλύ-*



Σχ. 24. Καμπύλαι ὑστερήσεως τοῦ μαλακοῦ σιδήρου καὶ τοῦ χάλυβος.

τερος εἰς τὸν μαλακὸν σίδηρον παρὰ εἰς τὸν χάλυβα, ἀλλ' ἀντιθέτως ἡ συνεχτικὴ δύναμις εἶναι *πολὺ μικροτέρα* εἰς τὸν μαλακὸν σίδηρον παρὰ εἰς τὸν χάλυβα. Συνεπῶς ἕνα ἀσθενὲς ἀπομαγνητίζον πεδίου εἶναι ἀρκετὸν διὰ νὰ ἀπομαγνητῖσθαι τὸν μαλακὸν σίδηρον, ὅταν καταργηθῇ τὸ ἐξωτερικὸν μαγνητικὸν πεδίου.

Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι, *ὅταν μεταβάλλεται ἡ μαγνήτισις τοῦ σιδήρου ἀναπτύσσεται θερμότης ἐντὸς τοῦ σιδήρου.* Ἡ θερμότης αὕτη εἶναι μίαν ἀπώλεια ἐνεργείας· εὐρέθη ὅτι: *"Ὅταν ὁ σίδηρος εὐρίσκειται ἐντὸς ἑναλλασσομένου μαγνητικοῦ πεδίου ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία μετατρέπεται εἰς θερμότητα ἐντὸς μιᾶς περιόδου, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ ἔμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας, τὴν ὁποίαν περικλείει ἡ καμπύλη ὑστερήσεως.*

Εἰς πολλὰς βιομηχανικὰς ἐφαρμογὰς (γεννήτριαι ἑναλλασσομένου ρεύματος, μετασχηματισταὶ) χρησιμοποιοῦνται ἑναλλασσομένα μαγνητικὰ πεδία μεγάλης συχνότητος. Αἱ ἐντὸς τῶν πεδίων τούτων εὐρισκόμεναι μᾶζαι σιδήρου ὑπόκεινται συνεπῶς εἰς πολλοὺς κύκλους ὑστερήσεως κατὰ δευτερόλεπτον. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν διὰ νὰ περιορισθοῦν αἱ ἀπώλειαι ἐνεργείας (*ἀπώλειαι ἐξ ὑστερήσεως*), χρησιμοποιοῦνται κατάλληλα εἶδη σιδήρου διὰ τὰ ὁποῖα ὁ κύκλος ὑστερήσεως ἔχει πολὺ μικρὰν ἐπιφάνειαν.

19. Σιδηρομαγνητικά, παραμαγνητικά, διαμαγνητικά σώματα.— Τὰ σώματα τὰ ὁποῖα παρουσιάζουν τὰς μαγνητικὰς ιδιότητες τοῦ σιδήρου καλοῦνται *σιδηρομαγνητικὰ σώματα*. Τοιαῦτα σώματα εἶναι τὰ στοιχεῖα σίδηρος, νικέλιον καὶ κοβάλτιον. Ἐπίσης σιδηρομαγνητικὰ σώματα εἶναι πολλὰ ἐκ τῶν κραμάτων, τὰ ὁποῖα σχηματίζουν τὰ τρία ἀνωτέρω στοιχεῖα, εἴτε μεταξύ των εἴτε μὲ ἄλλα μὴ σιδηρομαγνητικὰ στοιχεῖα: π.χ. μαγγάνιον, χαλκὸν ἢ ἀλουμίνιον. Αἱ μαγνητικαὶ ιδιότητες τῶν κραμάτων τούτων ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὰς ἀναλογίας τῶν συστατικῶν τοῦ κράματος.

*Εἰς τὰ σιδηρομαγνητικὰ σώματα, ἐφ' ὅσον ἡ θερμοκρασία δὲν ὑπερβαίνει ὠρισμένην τιμὴν, ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης δύναται νὰ λάβῃ πολὺν μεγάλην τιμὰς ( $\mu \gg 1$ ).*

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

Μερικὰ μὴ σιδηρομαγνητικὰ σώματα, ὅταν εὐρίσκωνται ἐντὸς ἰσχυρῶν μαγνητικῶν πεδίων, παρουσιάζουν εἰς πολὺ μικρὸν βαθμὸν τὰς μαγνητικὰς ιδιότητας τῶν σιδηρομαγνητικῶν σωμάτων. Οὕτω π.χ. **ἐλκονται** ὑπὸ τῶν μαγνητῶν καὶ τοποθετοῦνται **κατὰ τὴν διεύθυνσιν** τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τὰ σώματα αὐτὰ καλοῦνται **παραμαγνητικὰ σώματα** καὶ εἶναι τὸ μαγγάνιον, ὁ λευκόχρυσος, τὸ ἀλουμίνιον, τὸ ὄξυγόνον, ὁ διχλωροῦχος σίδηρος.

**Εἰς τὰ παραμαγνητικὰ σώματα ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης εἶναι πάντοτε ὀλίγον μεγαλύτερα τῆς μονάδος ( $\mu > 1$ ).**

Τέλος ἄλλα σώματα **ἀπωθοῦνται** ὑπὸ τῶν μαγνητῶν καὶ ὅταν εὐρεθῶν ἐντὸς ἰσχυρῶν μαγνητικῶν πεδίων τοποθετοῦνται **καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν** τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τὰ σώματα αὐτὰ καλοῦνται **διαμαγνητικὰ σώματα** καὶ εἶναι τὸ βισμούθιον, τὸ ἀντιμόνιον, ὁ χαλκός, ὁ χρυσός, τὸ ὕδρογόνον, τὸ χλωροῦχον νάτριον, τὸ ὕδωρ, ἡ ὕαλος.

**Εἰς τὰ διαμαγνητικὰ σώματα ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης εἶναι πάντοτε ὀλίγον μικροτέρα τῆς μονάδος ( $\mu < 1$ ).**

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα :

**Ἀναλόγως τῆς τιμῆς τῆς μαγνητικῆς διαπερατότητος τὰ διάφορα σώματα διακρίνονται εἰς σιδηρομαγνητικά, παραμαγνητικά καὶ διαμαγνητικά.**

↓ 20. Γενικὴ μορφή τοῦ νόμου τοῦ **Coulomb**.— Ὅταν δύο ποσότητες μαγνητισμοῦ  $m_1$  καὶ  $m_2$  εὐρίσκωνται ἐντὸς ὕλης, ἡ ὁποία ἔχει μαγνητικὴν διαπερατότητα  $\mu$ , τότε ὁ νόμος τοῦ Coulomb ἰσχύει ὑπὸ τὴν ἀκόλουθον γενικωτέραν μορφήν :

$$\text{νόμος τοῦ Coulomb : } F = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$$

↓ 20 α. Ἔντασις μαγνητίσεως.— Εἰς μερικὰς περιπτώσεις χρησιμοποιεῖται καὶ τὸ ἀκόλουθον μαγνητικὸν μέγεθος. Ἔντασις μαγνητίσεως καλεῖται ἡ μαγνητικὴ ροπή, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν μονάδα ὄγκου τοῦ μαγνήτου.

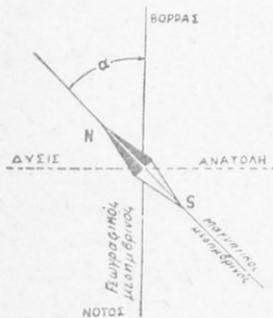
$$\text{έντασις μαγνητίσεως : } I = \frac{M_M}{V}$$

Ἐὰν ὁ μαγνήτης ἔχη μῆκος  $l$  καὶ τομὴν  $s$ , τότε ἡ μὲν μαγνητικὴ ροπή εἶναι  $M_M = m \cdot l$ , ὁ δὲ ὄγκος τοῦ μαγνήτου εἶναι  $V = l \cdot s$ .

Ἄρα ἡ έντασις μαγνητίσεως εἶναι :  $I = \frac{m \cdot l}{l \cdot s}$  ἢ  $I = \frac{m}{s}$

## ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΝ ΠΕΔΙΟΝ ΤΗΣ ΓΗΣ

21. Μαγνητική απόκλισις. — Ἐλαφρὰ μαγνητικὴ βελὼνῃ ἠμπορεῖ νὰ στρέφεται περὶ κατακόρυφον ἄξονα ἐπὶ ὀριζοντίου ἐπιπέδου. Ὅταν ἡ βελὼνῃ ἰσοροπῇ, λαμβάνει τοιαύτην θέσιν, ὥστε ὁ κατὰ μῆκος ἄξων αὐτῆς διευθύνεται σχεδὸν ἀπὸ Βορρᾶ πρὸς Νότον. Τὸ κατακόρυφον ἐπίπεδον, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ κατὰ μῆκος ἄξονος τῆς βελὼνῆς, καλεῖται **μαγνητικὸς μεσημβρινός**. Οὗτος δὲν συμπίπτει μὲ τὸν γεωγραφικὸν μεσημβρινὸν τοῦ τόπου, ἀλλὰ σχηματίζει μὲ αὐτὸν γωνίαν, ἣ ὁποία καλεῖται **μαγνητικὴ ἀπόκλισις** (σχ. 25). Αὕτη

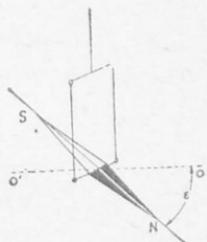


Σχ. 25. Μαγνητικὴ ἀπόκλισις.

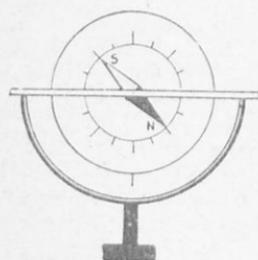
εἶναι ἀνατολικὴ ἢ δυτικὴ, καθ' ὅσον ὁ βόρειος πόλος τῆς μαγνητικῆς βελὼνῆς εὐρίσκεται πρὸς Ἀνατολὰς ἢ πρὸς Δυσμὰς τοῦ γεωγραφικοῦ μεσημβρινοῦ. Ἡ μαγνητικὴ ἀπόκλισις διαφέρει ἀπὸ τόπου εἰς τόπον. Ὡστε :

**Μαγνητικὴ ἀπόκλισις ἐνὸς τόπου καλεῖται ἡ γωνία, τὴν ὁποίαν σχηματίζει εἰς τὸν τόπον τοῦτον ὁ μαγνητικὸς μεσημβρινός μὲ τὸν γεωγραφικὸν μεσημβρινόν.**

22. Μαγνητικὴ ἔγκλισις. — Ἐλαφρὰ μαγνητικὴ βελὼνῃ ἠμπορεῖ νὰ στρέφεται περὶ ὀριζόντιον ἄξονα ἐπὶ τοῦ κατακόρυφου ἐπιπέδου τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Ὅταν ἡ βελὼνῃ ἰσοροπῇ, τότε ὁ κατὰ μῆκος ἄξων τῆς βελὼνῆς σχηματίζει μὲ τὸ ὀριζόντιον ἐπίπεδον γωνίαν, ἣ ὁποία καλεῖται **μαγνητικὴ ἔγκλισις** (σχ. 26). Αὕτη εἶναι θετικὴ ἢ ἀρνητικὴ, καθ' ὅσον ὁ βόρειος πόλος τῆς βελὼνῆς εὐρίσκεται κάτωθεν ἢ ἄνωθεν τοῦ ὀριζοντίου ἐπιπέδου, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ ἄξονος περιστροφῆς τῆς βελὼνῆς. Εἰς τὸ βόρειον ἡμισφαίριον τῆς Γῆς ἡ μαγνητικὴ ἔγκλισις εἶναι θετικὴ, ἐνῶ εἰς τὸ νότιον ἡμισφαίριον εἶναι ἀρνητικὴ. Ἡ μαγνητικὴ ἔγκλισις ἔχει διάφορον τιμὴν εἰς τοὺς διαφόρους τόπους. Ὡστε :



Σχ. 26. Μαγνητικὴ ἔγκλισις.



Σχ. 27. Πυξὶς ἔγκλισεως μετατρεπομένη εἰς πυξίδα ἀποκλίσεως διὰ στροφῆς τοῦ δίσκου κατὰ 90°.

**Μαγνητικὴ ἔγκλισις ἐνὸς τόπου καλεῖται ἡ γωνία, τὴν ὁποίαν σχηματίζει ὁ κατὰ μῆκος ἄξων τῆς μαγνητικῆς βελὼνῆς μὲ τὸ ὀριζόντιον ἐπίπεδον, διὰν ἡ βελὼνῃ στρέφεται περὶ ὀριζόντιον ἄξονα ἐπὶ τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ.**

Ἡ συσκευὴ τοῦ σχήματος 27 χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν εὐρεσιν τῆς μαγνητικῆς Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτοῦτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς



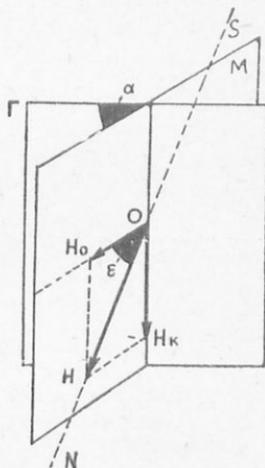
24. **Στοιχεία του γήινου μαγνητικού πεδίου.**— Τὸ ἐπίπεδον τοῦ γεωγραφικοῦ μεσημβρινοῦ (Γ) καὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ (Μ) σχηματίζουν μεταξύ των τὴν γωνίαν ἀποκλίσεως  $\alpha$  (σχ. 29). Μία μαγνητικὴ βελόνη ἐγκλίσεως ἰσορροπεῖ κατὰ τὴν διεύθυνσιν ON καὶ σχηματίζει τὴν γωνίαν ἐγκλίσεως  $\epsilon$ . Ἡ ἔντασις τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸν τόπον τοῦτον εἶναι ἡ δύναμις H. Αὕτη ἐνεργεῖ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς μαγνητικῆς βελόνης καὶ ἀναλύεται εἰς δύο συνιστώσας, τὴν **ὀριζοντιαν συνιστώσαν**  $H_0$  καὶ τὴν **κατακόρυφον συνιστώσαν**  $H_K$ . Ἀπὸ τὸ σχηματιζόμενον ὀρθογώνιον τρίγωνον εὐρίσκονται αἱ ἀκόλουθοι σχέσεις :

$$H_0 = H \cdot \sin \epsilon$$

$$H_K = H \cdot \eta\mu \epsilon \quad H^2 = H_0^2 + H_K^2$$

Ἀπὸ τὴν ἔρευναν τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου συνάγεται ὅτι :

**Τὰ στοιχεῖα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τῆς Γῆς εἶναι ἡ μαγνητικὴ ἀπόκλισις, ἡ μαγνητικὴ ἐγκλίσις καὶ ἡ ἔντασις τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου.**



Σχ. 29. Αἱ δύο συνιστώσαι τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου.

Ἀντὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου χρησιμοποιεῖται ὡς μαγνητικὸν στοιχεῖον ἡ ὀριζοντία συνιστώσα  $H_0$ , ἡ ὁποία εὐρίσκεται εὐκόλως μετὰ τὸ μαγνητόμετρον (§ 14). Ἡ ὀριζοντία συνιστώσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι περίπου  $H_0 = 0,2$  Gauss.

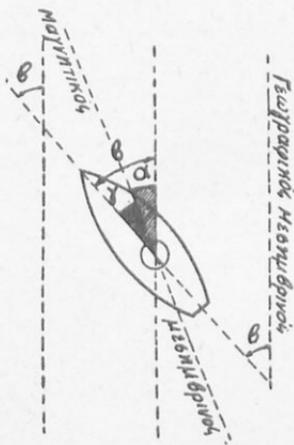
Ἐπὶ ἐνὸς γεωγραφικοῦ χάρτου συνδέομεν τοὺς τόπους, εἰς τοὺς ὁποίους ἐν ἑκ τῶν μαγνητικῶν στοιχείων ἔχει τὴν αὐτὴν τιμὴν. Οὕτω λαμβάνομεν τρία συστήματα γραμμῶν. Αἱ ἰσογώνιοι συνδέουν τοὺς τόπους, οἱ ὁποῖοι ἔχουν τὴν αὐτὴν ἀπόκλισιν. Αἱ ἰσοκλινεῖς συνδέουν τοὺς τόπους, οἱ ὁποῖοι ἔχουν τὴν αὐτὴν ἐγκλίσιν. Καὶ αἱ ἰσοδύναμοι συνδέουν τοὺς τόπους, οἱ ὁποῖοι ἔχουν τὴν αὐτὴν ἔντασιν μαγνητικοῦ πεδίου. Τὰ μαγνητικὰ στοιχεῖα ἐνὸς τόπου δὲν ἔχουν σταθερὰν τιμὴν, ἀλλὰ μεταβάλλονται μετὰ τοῦ χρόνου. Διακρίνομεν μεταβολὰς ἡμερησίας (μικροῦ πλάτους), ἐτησίας καὶ αἰωνίους. Πολλάκις τὰ μαγνητικὰ στοιχεῖα ὑφίστανται αἰφνιδίως μεταβολὰς, αἱ ὁποῖαι καλοῦνται μαγνητικαὶ θύελλαί. Αἱ ἀπότομοι αὗται μεταβολαὶ συμπίπτουν μετὰ τὴν ἐμφάνισιν ἄλλων φαινομένων, ὅπως εἶναι αἱ κηλίδες τοῦ Ἡλίου, τὸ πολικὸν σέλας καὶ οἱ σεισμοί.

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

25. **Ναυτικὴ πυξίς.**—Ἐφαρμογὴν τοῦ γῆινου μαγνητικοῦ πεδίου ἔχομεν τὴν π υ ξ ί δ α, τὴν ὁποίαν χρησιμοποιοῦμεν διὰ νὰ προσανατολιζώμεθα ἐπὶ τοῦ ὀριζοντίου ἐπιπέδου. Ἡ πυξίς εἶναι μαγνητικὴ βελὸν ἁποκλίσεως, ἡ ὁποία στρέφεται περὶ κατακόρυφον ἄξονα. Ἡ **ναυτικὴ πυξίς** ἀποτελεῖται ἀπὸ πολλὰς μαγνητικὰς βελόνας συνηνωμένας παραλλήλως. Ἐπ' αὐτῶν προσκολλᾶται μονίμως ἕλαφρὸς δίσκος, ἐπὶ τοῦ ὁποίου σημειώνονται τὰ σημεῖα τοῦ ὀρίζοντος καὶ αἱ διαιρέσεις τοῦ κύκλου. Ὁ δίσκος οὗτος καλεῖται **ἀνεμολόγιον**. Τὸ σύστημα τῶν βελονῶν ἀντιστοιχεῖ πρὸς ἓνα μαγνήτην, δυνάμενον νὰ στρέφεται περὶ κατακόρυφον ἄξονα, ὁ ὁποῖος εἶναι στερεωμένος εἰς τὸν πυθμένα χαλκίνου δοχείου (σχ. 30). Τὸ δοχεῖον τοῦτο ἐξαρτᾶται καταλλήλως (σύστημα Cardan), ὥστε ὁ ἄξων περιστροφῆς τοῦ ἀνεμολογίου νὰ εἶναι πάντοτε κατακόρυφος παρὰ τοῦς κλυδωνισμοὺς τοῦ σκάφους. Εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ χαλκίνου δοχείου εἶναι χαραγμένη μικρὰ εὐθεῖα, ἡ **γραμμὴ πίστεως**, ἡ ὁποία δεικνύει τὴν διεύθυνσιν τοῦ κατὰ μῆκος ἄξονος τοῦ σκάφους. Ὅταν τὸ πλοῖον στρέφεται, ἡ γραμμὴ πίστεως στρέφεται καὶ αὐτὴ μετὰ τοῦ πλοίου, ἀλλὰ τὸ ἀνεμολόγιον διατηρεῖ θέσιν σταθεράν. Εἰς τὸν ναυτικὸν εἶναι γνωστὴ ἐκ τῶν χαρτῶν ἡ γωνία β, τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ σχηματίξῃ ὁ ἄξων τοῦ πλοίου μετὰ τὸν γεωγραφικὸν μεσημβρινόν (σχ. 31). Ἐπειδὴ δὲ εἶναι γνωστὴ καὶ ἡ ἀπόκλισις α, εὐρίσκεται ἡ γωνία γ, τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ σχηματίξῃ ὁ ἄξων τοῦ πλοίου μετὰ τὸν μαγνητικὸν μεσημβρινόν. Οὕτω δίδεται εἰς τὸ πλοῖον τοιαύτη κατεύθυνσις, ὥστε ἡ γραμμὴ πίστεως νὰ εὐρίσκεται ἔμπροσθεν τῆς διαιρέσεως γ τοῦ βαθμολογημένου κύκλου.



Σχ. 30. Ναυτικὴ πυξίς.



Σχ. 31. Ἡ χρῆσις τῆς πυξίδος εἰς τὴν ναυσιπλοῖαν.

Ἐπειδὴ δὲ εἶναι γνωστὴ καὶ ἡ ἀπόκλισις α, εὐρίσκεται ἡ γωνία γ, τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ σχηματίξῃ ὁ ἄξων τοῦ πλοίου μετὰ τὸν γεωγραφικὸν μεσημβρινόν. Οὕτω δίδεται εἰς τὸ πλοῖον τοιαύτη κατεύθυνσις, ὥστε ἡ γραμμὴ πίστεως νὰ εὐρίσκεται ἔμπροσθεν τῆς διαιρέσεως γ τοῦ βαθμολογημένου κύκλου.

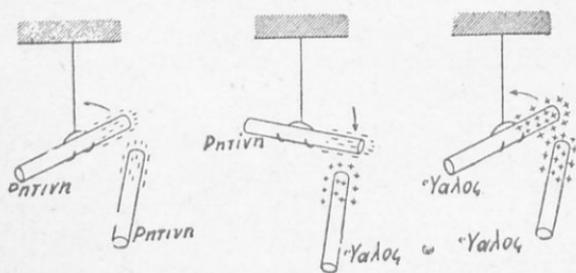
# ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

## ΙΣΟΡΡΟΠΙΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ

### ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΦΟΡΤΙΟΝ

↓ 26. Θεμελιώδη φαινόμενα. — “Εξ αιῶνας π.χ. ὁ Θαλῆς ἀνεκάλυψεν ὅτι τὸ ἤλεκτρον προστριβόμετον ἐπὶ μαλλίνου ὑφάσματος ἀποκτᾷ τὴν ἰδιότητα νὰ ἔλκῃ ἑλαφρὰ σώματα (τριχας, τεμάχια χάρτου, πτίλα κ.ἄ.). Ἡ ἰδιότης αὕτη τοῦ ἤλεκτρον ὠνομάσθη **ἤλεκτρισμός**. Πειραματικῶς εὐρέθη ὅτι τὴν ἰδιότητα αὐτὴν ἔχουν καὶ πολλὰ ἄλλα σώματα (ρητίνη, ἔβονίτης, θείον, ὕαλος κ.ἄ.).

Ἡλεκτριζόμεν δια τριβῆς δύο ράβδους ὑάλου καὶ ἑξαερωμένῃ μίαν ἐξ αὐτῶν δια νήματος μεταξὺς (σχ. 32). Ἐὰν εἰς τὴν ἑξερωτημένην ράβδον πλησιάσωμεν τὴν



Σχ. 32. Ἀμοιβαία ἔλξις ἢ ἀπωσις μεταξὺ ἤλεκτρικῶν φορτίων.

μεταξὺ των. Ἐκ τῶν πειραμάτων τούτων συνάγεται ὅτι ὑπάρχουν δύο εἶδη ἤλεκτρισμοῦ: ἢτοι ὁ **θετικός ἤλεκτρισμός**, ὁ ὁποῖος ἀναπτύσσεται ἐπὶ τῆς ὑάλου καὶ ὁ **ἀρνητικός ἤλεκτρισμός**, ὁ ὁποῖος ἀναπτύσσεται ἐπὶ τῆς ρητίνης. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω ἀπλᾶ πειράματα συνάγεται ἐπὶ πλέον ὅτι:

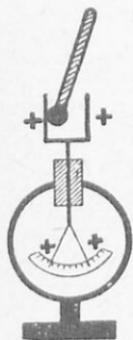
**Σώματα ὁμωνύμως ἤλεκτρισμένα ἀπωθοῦνται, ἐνῶ σώματα ἑτερονύμως ἤλεκτρισμένα ἔλκονται.**

↓ 27. Καλοὶ καὶ κακοὶ ἄγωγοί. — Ὅταν ἓνα σῶμα εἶναι ἤλεκτρισμένον, λέγομεν ὅτι τὸ σῶμα τοῦτο φέρει **ἤλεκτρικὸν φορτίον**, δηλαδὴ φέρει **ποσότητα ἤλεκτρισμοῦ**. Ἐὰν ἤλεκτριζώμεν μίαν ράβδον ὑάλου ἢ ρητίνης διὰ τριβῆς, παρατηροῦμεν ὅτι τὰ ἑλαφρὰ σώματα προσκολλῶνται μόνον εἰς τὸ προστριβέν μέρος τῆς ράβδου. Ἐπομένως μόνον εἰς τὸ μέρος αὐτὸ τῆς ράβδου ὑπάρχει ἤλεκτρι-



λώματα τοῦ κυλίνδρου (σχ. 35). "Όταν ἀνασύρωμεν τὸ δοκιμαστικὸν σφαιρίδιον, τοῦτο δὲν φέρει ἠλεκτρικὸν φορτίον· ἄρα εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ σφαιριδίου μετεδότη ἐξ ὀλοκλήρου εἰς τὸ ἠλεκτροσκόπιον.

**30. Κατανομή τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου.**— "Ἄς θεωρήσωμεν μίαν θετικῶς ἠλεκτρισμένην μεταλλικὴν σφαῖραν. Ἔνεκα τῆς ἀπόσεως, ἡ ὁποία ἐξασκεῖται μεταξὺ τῶν ὁμωνύμων ἠλεκτρικῶν φορτίων τῆς σφαίρας, τὰ φορτία μετακινοῦνται καὶ λαμβάνουν θέσιν ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγοῦ. Ἐπὶ τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφανείας κοίλων ἀγωγῶν δὲν ὑπάρχουν ἠλεκτρικὰ φορτία. Τοῦτο ἐπαληθεύομεν πειραματικῶς μετὰ τὴν βοήθειαν ἑνὸς ἠλεκτροσκοπίου καὶ τοῦ δοκιμαστικοῦ σφαιριδίου (σχ. 36). "Όταν τὸ οὐδέτερον σφαιρίδιον φέρεται εἰς ἐπαφὴν μετὰ τὴν ἐξωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἠλεκτρισμένου κοίλου ἀγωγοῦ, τότε τὸ σφαιρίδιον λαμβάνει ἐκ τοῦ ἀγωγοῦ ἠλεκτρικὸν φορτίον. Ἀντιθέτως τὸ σφαιρίδιον δὲν λαμβάνει διόλου φορτίον, ὅταν φέρεται εἰς ἐπαφὴν μετὰ τὴν ἐσωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ κοίλου ἀγωγοῦ.



Σχ. 35. Πρόσθεσις ἠλεκτρικῶν φορτίων ἐπὶ ἑνὸς ἀγωγοῦ.



Σχ. 36. Εὐρεσις τῆς κατανομῆς τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου.

Ἐπὶ ἑνὸς σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον κατανέμεται ὁμοιομόρφως. Ἐὰν ὁ ἀγωγὸς φέρῃ ἀκμὰς ἢ ἀκίδας, μέγα μέρος τοῦ φορτίου τοῦ ἀγωγοῦ συγκεντρώνεται εἰς τὰ σημεῖα αὐτά, διότι, ἔνεκα τῆς ἀπόσεως τῶν ὁμωνύμων ἠλεκτρικῶν φορτίων, ταῦτα προσπαθοῦν νὰ καταφύγουν εἰς τὰ ἀπώτερα σημεῖα τοῦ ἀγωγοῦ. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἐξῆς:

**Τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον φέρεται πάντοτε εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῶν ἀγωγῶν καὶ κατανέμεται ὁμοιομόρφως μόνον ἐπὶ τῶν σφαιρικῶν ἀγωγῶν.**

"Ἡ συγκέντρωσις ὀλοκλήρου τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου τοῦ ἀγωγοῦ ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐρμηνεύει ἓνα προηγούμενον πείραμα (σχ. 35). "Όταν τὸ ἠλεκτρισμένον δοκιμαστικὸν σφαιρίδιον ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν μετὰ τὰ ἐσωτερικὰ τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου τοῦ Faraday, τότε τὸ σφαιρίδιον ἀποτελεῖ μέρος τῶν ἐσωτερικῶν τοιχωμάτων τοῦ κυλίνδρου· συνεπῶς ὀλόκληρον τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ σφαιριδίου μεταφέρεται εἰς τὴν ἐξωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ κυλίνδρου καὶ οὕτω τὸ σφαιρίδιον γίνεται οὐδέτερον.

"Ἡ συγκέντρωσις μεγάλου μέρους τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου τοῦ ἀγωγοῦ εἰς μίαν προεξοχὴν του, π.χ. εἰς μίαν ἀκίδα, δημιουργεῖ διαρροὴν τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου διὰ τῆς ἀκίδος εἰς τὸν περιβάλλοντα ἀέρα. Οὕτω ἓνας ἀγωγός, ὁ ὁποῖος φέρει ἀκίδα, χάνει ὀλόκληρον τὸ φορτίον του ἐντὸς ἐλαχίστου χρόνου. Τὸ ἐκρέον ἠλεκτρικὸν φορτίον προσκολλᾶται ἐπὶ μορίων τοῦ ἀέρος, τὰ ὁποῖα ἠλεκτρίζονται ὁμωνύμως καὶ συνεπῶς ἀπωθοῦνται ἰσχυρῶς ἀπὸ τὸν ἀγωγόν. Τὸ ρεῦμα αὐτὸ τοῦ ἀέρος γίνεται αἰσθητόν, ἂν πλησίον τῆς ἀκίδος φέρωμεν φλόγα κηρίου.



**1 Coulomb (Cb)**, τὸ ὁποῖον ἰσοῦται μὲ  $3 \cdot 10^9$  ἠλεκτροστατικές μονάδας φορτίου.

$$1 \text{ Coulomb (Cb)} = 3 \cdot 10^9 \text{ ΗΣΜ} - \text{φορτίου}$$

*Παράδειγμα.*— Δύο θετικά ἠλεκτρικά φορτία  $Q_1 = 30$  ΗΣΜ καὶ  $Q_2 = 70$  ΗΣΜ εὐρίσκονται εἰς τὸν ἀέρα καὶ εἰς ἀπόστασιν  $r = 10$  cm. Ἡ μεταξὺ αὐτῶν ἀσχοῦμένη ἀπώσις

εἶναι :

$$F = \frac{30 \cdot 70}{100} = \frac{2100}{100} = 21 \text{ dyn}.$$

*Παρατηρήσεις ἐπὶ τῶν μονάδων ἠλεκτρικοῦ φορτίου.*— 1) Ἐὰν τὰ δύο ἠλεκτρικά φορτία εἶναι ἴσα, τότε ἡ ἀσχοῦμένη μεταξὺ αὐτῶν ἀμοιβαία δρᾶσις  $F$  δίδεται ἀπὸ τὸν τύ-

πον :

$$F = \frac{Q^2}{r^2} \quad \text{καὶ συνεπῶς εἶναι} \quad Q = r \cdot \sqrt{F}.$$

Ἀπὸ τὴν τελευταίαν σχέσιν ὀρίζεται ἡ ἠλεκτροστατικὴ μονὰς φορτίου ἢ μονὰς φορτίου C.G.S. Ἄρα εἰς τὸ σύστημα C.G.S. αἱ διαστάσεις τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου εἶναι :

$$Q = \text{cm} \cdot \sqrt{\text{dyn}} = \text{cm} \cdot \left( \text{gr} \cdot \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{ἤτοι} \quad [Q] = [L^{3/2} \cdot M^{1/2} \cdot T^{-1}].$$

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον πρακτικὸν συμπέρασμα : Ὁ νόμος τοῦ Coulomb ἐφαρμόζεται εἰς τὸ σύστημα C.G.S., ὅταν ἐκφράζωνται τὸ φορτίον  $Q$  εἰς ΗΣΜ - φορτίου, ἡ δύναμις  $F$  εἰς δύνες καὶ ἡ ἀπόστασις  $r$  εἰς ἑκατοστόμετρα.

2) Ἄς θεωρήσωμεν δύο θετικά ἠλεκτρικά φορτία, ἕκαστον τῶν ὁποίων εἶναι ἴσον μὲ 1 Cb. Τὰ δύο φορτία εὐρίσκονται εἰς τὸν ἀέρα καὶ ἡ μεταξὺ τῶν ἀπόστασις εἶναι 1 m. Τὰ δύο αὐτὰ φορτία ἀποθροῦνται μὲ δύναμιν :

$$F = \frac{Q^2}{r^2} = \frac{(3 \cdot 10^9)^2}{(100)^2} = \frac{9 \cdot 10^{18}}{10^4} = 9 \cdot 10^{14} \text{ dyn}.$$

Ἄν λάβωμεν ὅτι εἶναι  $1 \text{ kgr}^* = 10^5 \text{ dyn}$ , τότε ἡ μεταξὺ τῶν δύο φορτίων ἐξασχοῦμένη ἀπώσις εἶναι :

$$F = 9 \cdot 10^9 \text{ kgr}^* \quad \text{ἤτοι} \quad F = 900\,000 \text{ tn}^*.$$

Τὸ παράδειγμα τοῦτο δεικνύει πόσον μεγάλα εἶναι αἱ μεταξὺ τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων ἀναπτυσσόμεναι ἔλξεις καὶ ἀπώσεις.

Εἰς τὸ σήμερον χρησιμοποιούμενον σύστημα M.K.S. (Ἄ' τόμ. § 342) μονὰς δυνάμεως εἶναι τὸ  $1 \text{ Nt} = 10^5 \text{ dyn}$ . Τότε ἡ ἀνωτέρω εὐρεθεῖσα δύναμις  $F$  εἶναι :

$$F = 9 \cdot 10^{14} \text{ dyn} = 9 \cdot 10^9 \text{ Nt}$$

Ἐκ τούτου συνάγομεν ὅτι :

Ἡ πρακτικὴ μονὰς φορτίου 1 Coulomb εἶναι τὸ φορτίον, τὸ ὁποῖον, ὅταν εὐρίσκειται ἐντὸς τοῦ ἀέρος εἰς ἀπόστασιν 1 m ἀπὸ ἴσων φορτίων, ἐξασκεῖ ἐπ' αὐτοῦ δύνανται ἴσην μὲ  $9 \cdot 10^9$  Newton.

33. Πυκνότης του ηλεκτρικού φορτίου.— Έπι ενός φορτισμένου άγωγού τὸ ἡλεκτρικὸν φορτίον φέρεται πάντοτε ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ άγωγού. Οὕτω ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας S ἐνός άγωγού ὑπάρχει ἡλεκτρικὸν φορτίον Q. Καλεῖται *πυκνότης τοῦ ἡλεκτρικοῦ φορτίου*, τὸ φορτίον τὸ ὁποῖον ὑπάρχει ἐπὶ τῆς μονάδος ἐπιφανείας τοῦ άγωγού,

ἥτοι  $\delta = \frac{Q}{S}$ . Εἰς τοὺς σφαιρικοὺς άγωγούς ἡ πυκνότης τοῦ ἡλεκτρικοῦ φορτίου εἶναι  $\sigma$  τ α θ ε ρ ά, διότι εἰς τοὺς σφαιρικοὺς άγωγούς τὸ ἡλεκτρικὸν φορτίον κατανέμεται ὁμοιόμορφως ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας των (§ 30). Εἰς τὰς άκμὰς ἢ τὰς άκίδας τῶν άγωγῶν ἡ πυκνότης τοῦ ἡλεκτρικοῦ φορτίου εἶναι μεγαλύτερα ἀπὸ τὴν πυκνότητα τῶν ἄλλων σημείων τῆς ἐπιφανείας τοῦ άγωγού.

*Παράδειγμα.*— Σφαιρικός άγωγός, ἔχων άκτίνα 10 cm, φέρει ἐπ' αὐτοῦ ἡλεκτρικὸν φορτίον 314 Cb. Ἡ πυκνότης τοῦ ἡλεκτρικοῦ φορτίου εἶναι :

$$\delta = \frac{314}{4 \times 3,14 \times 100} = 0,25 \text{ Cb/cm}^2$$

34. Δρῶσις εἰς τὸ ἔσωτερικὸν κοίλου σφαιρικοῦ άγωγού.— Ἐὰν θεωρήσωμεν κοίλην μεταλλικὴν σφαῖραν, ἡ ὁποία εἶναι μονωμένη καὶ εἰς τὴν ἐπιφανείαν της φέρει ἡλεκτρικὸν φορτίον + Q. Ἡ πυκνότης  $\sigma$  τοῦ φορτίου εἶναι σταθερά. Εἰς ἓνα σημεῖον A (σχ. 38) τοῦ ἔσωτερικοῦ τῆς σφαίρας φέρομεν ἡλεκτρικὸν φορτίον + q. Λαμβάνομεν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς σφαίρας μικρὸν κυκλικὸν τμήμα αὐτῆς S<sub>1</sub> καὶ σχηματίζομεν δύο κώνους, ἔχοντας κορυφὴν τὸ σημεῖον A καὶ βάσεις τὰ πολὺ μικρὰ τμήματα S<sub>1</sub> καὶ S<sub>2</sub> τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας. Εὐκόλα εὐρίσκεται γεωμετρικῶς ὅτι ἰσχύει ἡ σχέση :

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}$$

Ἐπὶ τῶν ἐπιφανειῶν S<sub>1</sub> καὶ S<sub>2</sub> ὑπάρχουν ἀντιστοίχως ἡλεκτρικά φορτία q<sub>1</sub> =  $\sigma \cdot S_1$  καὶ q<sub>2</sub> =  $\sigma \cdot S_2$ . Διὰ τὰ φορτία αὐτὰ ἰσχύει ἡ σχέση :

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{\sigma \cdot S_1}{\sigma \cdot S_2} = \frac{S_1}{S_2} \quad \text{ἄρα} \quad \frac{q_1}{q_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \quad \text{καὶ} \quad q_1 \cdot r_2^2 = q_2 \cdot r_1^2 \quad (1)$$

Εἰς τὸ σημεῖον A ὑπάρχει φορτίον q Ἐπὶ τοῦ φορτίου τούτου ἐξασκούνται ἐκ μέρους τῶν φορτίων q<sub>1</sub> καὶ q<sub>2</sub> αἱ δύο ἀπώσεις :

$$F_1 = \frac{q \cdot q_1}{r_1^2} \quad \text{καὶ} \quad F_2 = \frac{q \cdot q_2}{r_2^2}$$

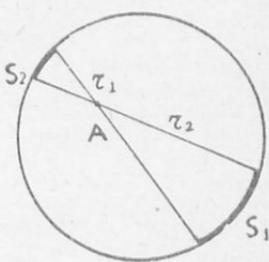
Ἐὰν διαιρέσωμεν κατὰ μέλη τὰς δύο ὄνωστερως εὐρίσκομεν :

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{q \cdot q_1}{r_1^2} : \frac{q \cdot q_2}{r_2^2} \quad \eta \quad \frac{F_1}{F_2} = \frac{q_1 \cdot r_2^2}{q_2 \cdot r_1^2} \quad (2)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) εὐρίσκομεν  $\frac{F_1}{F_2} = 1$  ἄρα  $F_1 = F_2$ .

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα :

Ἐπὶ ἐνός σημειώδους ἡλεκτρικοῦ φορτίου, εὐρίσκομένον εἰς τὸ ἔσωτερικὸν κοίλου σφαιρικοῦ άγωγού, εἰς ἕνα σημεῖον φέρομεν ἡλεκτρικὸν φορτίον + q. Διὰ τὰ φορτία αὐτὰ ἰσχύει ἡ σχέση :



Σχ. 38. Δρῶσις εἰς τὸ ἔσωτερικὸν άγωγού.

## ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΠΕΔΙΟΝ

35. Σπουδὴ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.—*α) Ὁρισμός.*—Ὅταν ἓνα σῶμα εἶναι ἠλεκτρισμένον, τότε τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ σώματος τούτου ἐξασκεῖ ἔξω ἢ ἔσω ἐπὶ παντὸς ἠλεκτρικοῦ φορτίου, τὸ ὁποῖον φέρεται εἰς τὸν περίξ τοῦ σώματος χώρον. Λέγομεν τότε ὅτι περίξ τοῦ ἠλεκτρισμένου σώματος ὑπάρχει *ἠλεκτρικὸν πεδίον*. Ὡστε :

*Ἡλεκτρικὸν πεδίον καλεῖται ὁ χώρος ἐντὸς τοῦ ὁποῖου ἀσκοῦνται δυνάμεις ἐπὶ τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων, τὰ ὁποῖα φέρονται εἰς οἰονδήποτε σημεῖον τοῦ χώρου τούτου.*

*β) Δυναμικαὶ γραμμαί.*—Εἰς ἓνα σημεῖον τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου φέρομεν ἐλεύθερον ὑλικὸν σημεῖον, τὸ ὁποῖον ἔχει θετικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον. Ἐπὶ τοῦ φορτίου τούτου ἐνεργεῖ μία ὠρισμένη δύναμις, ἡ ὁποία ἀναγκάζει τὸ ὑλικὸν σημεῖον νὰ διαγράψῃ μίαν εὐθύγραμμον ἢ καμπυλόγραμμον τροχιάν. Ἡ τροχιά αὕτη καλεῖται *δυναμικὴ γραμμὴ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου*. Ὡστε :

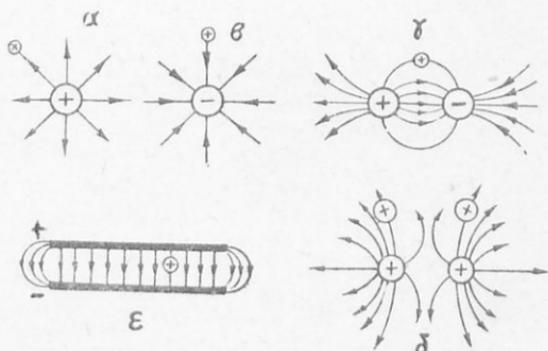
*Δυναμικὴ γραμμὴ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου καλεῖται ἡ τροχιά, τὴν ὁποίαν διαγράφει τὸ θετικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.*

Εἰς ἕκαστον σημεῖον τῆς δυναμικῆς γραμμῆς τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἡ δύναμις, ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ κινουμένου θετικοῦ φορτίου, εἶναι *ἐφαπτομένη* τῆς δυναμικῆς γραμμῆς.

*Διεύθυνσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς ἓνα σημεῖον αὐτοῦ καλεῖται ἡ διεύθυνσις τῆς δυνάμεως, ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ ἐνὸς θετικοῦ φορτίου, φερομένου εἰς τὸ σημεῖον τούτου τοῦ πεδίου.*

Ἐὰς θεωρήσωμεν ἀκίνητον σφαιρικὸν ἀγωγόν, φέροντα ἠλεκτρικὸν φορτίον.

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν *α* δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἔχουν τὴν διεύθυνσιν τῶν ἀκτίνων τῆς σφαίρας καὶ εἶναι *γραμμὰ ἀνοικτιαί*. Τὸ πεδίον τοῦτο καλεῖται συνήθως *πεδίου Coulomb* (σχ. 39 *α* καὶ *β*). Ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τῆς διεύθυνσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου προκύπτει ὅτι :

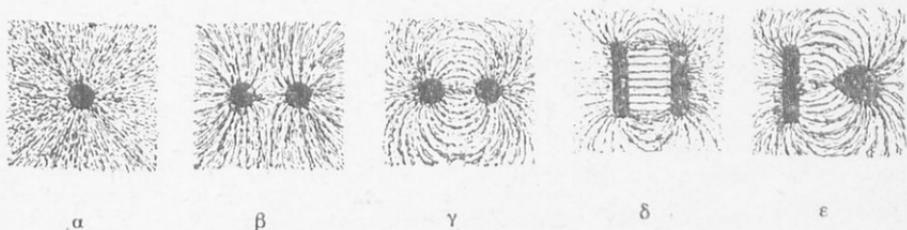


Σχ. 39. Διάφοροι περιπτώσεις ἠλεκτρικοῦ πεδίου.

*Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἀναχωροῦν καθέτως ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τῶν θετικῶς φορτισμένων ἀγωγῶν καὶ καταλήγουν καθέτως ἐπὶ τῆς ἐπιφάνειας τῶν ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένων ἀγωγῶν.*

Μεταξὺ δύο ὁμώνυμῳς ἢ ἐτερονύμῳς ἠλεκτρισμένων σφαιρικῶν ἀγωγῶν, οἱ ὅποιοι φέρουν ἴσα φορτία κατ' ἀπόλυτον τιμὴν, αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι καμπύλαι γραμμαὶ (σχ. 39 γ καὶ δ). Αὗται δεῖκνύουσι τὴν τροχίαν, τὴν ὁποίαν διαγράφει ἓνα θετικὸν φορτίον ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου. Μεταξὺ δύο ἐτερονύμῳς ἠλεκτρισμένων πλακῶν αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι παράλληλοι (σχ. 39 ε).

Ἡμποροῦμε νὰ παρατηρήσωμεν τὰς δυναμικὰς γραμμάς τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου μὲ τὸ ἀκόλουθον πείραμα. Ἐπὶ μιᾷ ὑαλίνῃ πλακῶς προσκολλῶμεν μικρὸν καὶ λεπτὸν μεταλλικὸν δίσκον εἰς τὸν ὁποῖον δίδομεν ἓνα ἠλεκτρικὸν φορτίον. Διασκορπίζομεν ἐπὶ τῆς πλα-



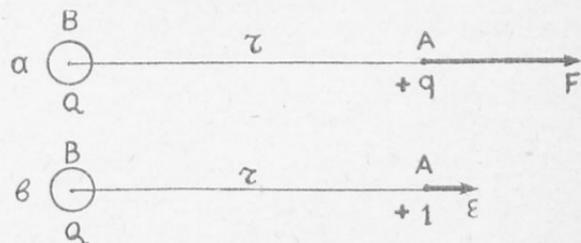
Σχ. 40. Ἡλεκτρικὸν πεδῖον.

Ἡλεκτρικὰ φάσματα : α) ὁ δίσκος φέρει θετικὸν ἢ ἀρνητικὸν φορτίον· β) καὶ γ) οἱ δίσκοι φέρουν ἀντιτοίχῳς ὁμώνυμα ἢ ἐτερόνυμα φορτία· δ) αἱ πλάκες φέρουν ἐτερόνυμα φορτία (ὁμογενὲς πεδῖον)· ε) ἡ ἀκίς καὶ ἡ πλάξ φέρουν ἐτερόνυμα φορτία.

κὸς λεπτοὺς χρυστάλλους γύψου καὶ κτυπῶμεν ἑλαφρῶς τὴν πλάκα τῆς ὑάλου. Οἱ χρυστάλλοι διατάσσονται οὕτως, ὥστε ὁ κατὰ μῆκος ἄξων αὐτῶν νὰ συμπίπτῃ μὲ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον σχηματίζεται ἐπὶ τῆς πλακῶς ἓνα σύστημα δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου (σχ. 40).

√36 Ἐντάσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.— Ἄς θεωρήσωμεν ἓνα μονομένον ἄγωγόν Β, ὁ ὁποῖος φέρει ἠλεκτρικὸν φορτίον + Q. Τότε περὶ τοῦ ἀγωγῶ Β δημιουργεῖται ἠλεκτρικὸν πεδῖον. Εἰς ἓνα τυχὸν σημεῖον Α τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου φέρομεν ἠλεκτρικὸν φορτίον + q. Ἐπὶ τοῦ φορτίου τούτου ἐνεργεῖ τότε μία ἀπώσις F (σχ. 41α). Σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Coulomb ἡ δύναμις αὐτὴ F εἶναι :

$$F = \frac{Q \cdot q}{r^2}$$



Σχ. 41. Ἐντάσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς ἓνα σημεῖον.

Ἄρα εἰς τὸ σημεῖον Α τοῦ πεδίου ἐπὶ τῆς μονάδος τοῦ θετικοῦ φορτίου (+ 1) ἐνεργεῖ μία ὠρισμένη δύναμις E (σχ. 41β) ἡ ὁποία εἶναι :

$$E = \frac{F}{q} \quad \text{ἢτοι} \quad E = \frac{Q \cdot q}{r^2} : q = \frac{Q}{r^2}$$

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

Ἡ δύναμις αὐτὴ  $E$  καλεῖται *έντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου* εἰς τὸ σημεῖον  $A$ . Ὡστε:

*Ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς ἓνα σημεῖον αὐτοῦ καλεῖται ἡ δύναμις ἡ ὁποία ἐξασκεῖται ἐπὶ τῆς μονάδος τοῦ θετικοῦ φορτίου, φερομένου εἰς τὸ σημεῖον τοῦτο τοῦ πεδίου.*

$$\text{έντασις, ἠλεκτρικοῦ πεδίου: } E = \frac{F}{q} \quad \eta \quad E = \frac{Q}{r^2}$$

Ἡ έντασις  $E$  τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι μέγεθος ἀνυσματικὸν καὶ ἔχει τὴν διεύθυνσιν καὶ τὴν φορὰν τῆς δυνάμεως, ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ ἑνὸς θετικοῦ φορτίου, φερομένου εἰς τὸ θεωρούμενον σημεῖον τοῦ πεδίου. Ἡ ἀριθμητικὴ τιμὴ τῆς έντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου δίδεται ἀπὸ τοὺς δύο ἀνωτέρω τύπους.

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν  $E = F/q$  συνάγεται ὅτι, ἂν εἶναι  $F = 1 \text{ dyn}$  καὶ  $q = 1 \text{ ΗΣΜ - φορτίου}$ , τότε ἡ έντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μὲ τὴν μονάδα  $E = 1$ . Ὡστε:

*Εἰς τὸ ἠλεκτροστατικὸν σύστημα μονάδων (δηλ. εἰς τὸ σύστημα C.G.S.) ὡς μονὰς έντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου λαμβάνεται ἡ έντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ἐπὶ 1 ἠλεκτροστατικῆς μονάδος φορτίου ἐξασκεῖ δύναμιν ἴσην μὲ 1 δύνην.*

$$1 \text{ ΗΣΜ - έντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου} = \frac{1 \text{ dyn}}{1 \text{ ΗΣΜ - φορτίου}}$$

Εἰς ἓνα σημεῖον τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἡ έντασις αὐτοῦ εἶναι  $E$ . Εἰς τὸ σημεῖον τοῦτο τοῦ πεδίου φέρομεν ἓνα φορτίον  $q$ . Τότε ἐπὶ τοῦ φορτίου τούτου ἐνεργεῖ δύναμις  $F = E \cdot q$ . Καὶ ἂν μὲν τὸ φορτίον  $q$  εἶναι θετικόν, ἡ δύναμις  $F$  ἔχει τὴν φορὰν τῆς έντάσεως  $E$  τοῦ πεδίου, ἂν δὲ τὸ φορτίον  $q$  εἶναι ἀρνητικόν, τότε ἡ δύναμις  $F$  ἔχει φορὰν ἀντίθετον πρὸς τὴν φορὰν τῆς έντάσεως τοῦ πεδίου.

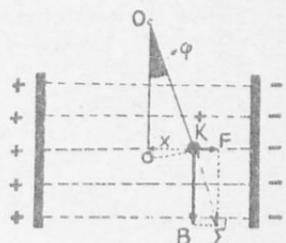
37. Ἔντασις ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου.— Δύο παράλληλοι μεταλλικαὶ πλάκες φέρουν ἴσα ἐτερόνυμα ἠλεκτρικὰ φορτία  $+Q$  καὶ  $-Q$ . Μεταξὺ τῶν δύο τούτων πλακῶν σχηματίζεται ἠλεκτρικὸν πεδίου, τοῦ ὁποίου αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι παράλληλοι (σχ. 39ε). Τὸ ἠλεκτρικὸν τοῦτο πεδίου καλεῖται ὁμογενές· εὐρίσκεται ὅτι εἰς τὸ ὁμογενές ἠλεκτρικὸν πεδίου ἡ έντασις αὐτοῦ εἶναι στὰ ἑξῆς εἰς ὅλα τὰ σημεία τοῦ πεδίου.

Μὲ τὸ ἀκόλουθον πείραμα ἀποδεικνύομεν ὅτι εἰς τὸ ὁμογενές ἠλεκτρικὸν πεδίου ἡ έντασις αὐτοῦ  $E$  εἶναι σταθερά. Αἱ δύο ἐτερονύμως ἠλεκτρισμένα πλάκες τοποθετοῦνται κατακόρυφως, ὅποτε αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ὀριζόντιοι. Ἐντὸς τοῦ ἠλε-  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

κτρικοῦ πεδίου φέρομεν μικρὰν μεταλλικὴν σφαῖραν, ἡ ὁποία ἔχει βάρους  $B$  καὶ εἶναι ἐξηρημέ-  
νη μὲ μακρὸν νῆμα μετάξης (σχ. 42). Δίδομεν εἰς τὴν σφαῖραν θετικὸν φορτίον  $+q$ . Τότε  
τὸ σχηματιζόμενον ἐκκρεμὲς ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὴν κατα-  
κόρυφον κατὰ γωνίαν  $\phi$ . Ἐπὶ τῆς σφαίρας ἐνεργεῖ ἡ ὀρι-  
ζόντια δύναμις  $F = E \cdot q$  καὶ τὸ βάρους τῆς σφαίρας  $B$ .  
Ἐὰν καλέσωμεν  $l$  τὸ μῆκος τοῦ ἐκκρεμοῦς, τότε ἀπὸ τὰ  
σχηματιζόμενα ὅμοια τρίγωνα εὐρίσκομεν:

$$\frac{F}{x} = \frac{B}{l} \quad \text{ἄρα} \quad F = \frac{B}{l} \cdot x$$

Ὡστε ἡ δύναμις  $F$ , καὶ συνεπῶς ἡ ἔντασις  $E$  τοῦ  
ἠλεκτρικοῦ πεδίου, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπομάκρυν-  
σιν  $x$  τῆς σφαίρας ἀπὸ τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας της. Φέ-  
ρομεν λοιπὸν τὴν σφαῖραν εἰς διάφορα σημεῖα τοῦ πεδίου.  
Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἀπομάκρυνσις  $x$  τῆς σφαίρας εἶναι  
πάντοτε ἡ αὐτή. Ἄρα ἡ ἔντασις  $E$  τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι εἰς ὅλα τὰ σημεῖα αὐτοῦ  
σταθερά.



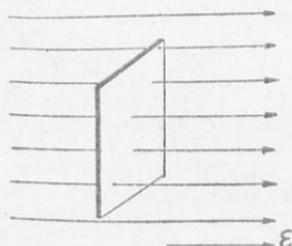
Σχ. 42. Ὁμογενὲς ἠλεκτρικὸν πεδίον.

38. Ἠλεκτρικὴ ροή. — Ἐνα ὁμογενὲς ἠλεκτρικὸν πεδίον ἔχει ἔντασιν  $E$ .  
Ἐντὸς τοῦ πεδίου καὶ καθ' ἑτέως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμ-  
μὰς τοῦ πεδίου τοποθετεῖται ἐπίπεδος ἐπιφάνεια ἔχουσα ἐμβαδὸν  $S$  (σχ. 43).  
Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος ὀρισμὸς:

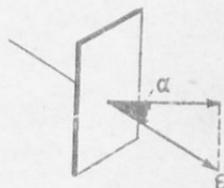
**Καλεῖται ἠλεκτρικὴ ροή ( $\Phi$ ) τὸ γινόμενον τοῦ ἐμβαδοῦ ( $S$ ) τῆς ἐπιφα-  
νείας ἐπὶ τὴν ἔντασιν ( $E$ ) τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.**

ἠλεκτρικὴ ροή:  $\Phi = S \cdot E$

Κατὰ συνθήκην ἡ ἔντασις  $E$  τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐκφράζει τὸν ἀριθμὸν  
τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται καθέτως δι' ἐπιφα-  
νείας  $1 \text{ cm}^2$ . Ἄρα ἡ ἠλεκτρικὴ ροή ἐκφράζει τὸν  
ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρ-  
χονται καθέτως διὰ τῆς θεω-  
ρουμένης ἐπιφάνειας  $S$ . Ἐὰν  
ἡ ἐπιφάνεια  $S$  δὲν εἶναι κά-  
θετος πρὸς τὴν διεύθυνσιν  
τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τότε  
διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς ἠλε-  
κτρικῆς ροῆς λαμβάνεται ἡ  
συνιστώσα ( $E_x$ ) τῆς ἐντάσεως



Σχ. 43. Ἠλεκτρικὴ ροή.



Σχ. 44. Ἠλεκτρικὴ ροή.

τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου (σχ. 44), ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν:

ἠλεκτρικὴ ροή:  $\Phi = S \cdot E_x$  ἢ  $\Phi = S \cdot E \cdot \text{συν } \alpha$

39. Νόμος τῆς ἠλεκτρικῆς ροῆς. — Ἐπειδὴ θεωρήσωμεν ἓνα σημειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q$ . Πέριξ αὐτοῦ παράγεται ἠλεκτρικὸν πεδίον. Ἡ ἔντασις  $E$  τοῦ πεδίου εἰς κάθε σημεῖον αὐτοῦ ἐκφράζει τὸν ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται καθέτως δι' ἐπιφανείας  $1 \text{ cm}^2$ . Ἐὰν λάβωμεν πέριξ τοῦ φορτίου  $Q$  μίαν μεγάλην σφαῖραν ἀκτίνος  $r$ . Εἰς ὅλα τὰ σημεία τῆς ἐπιφανείας αὐτῆς τῆς σφαίρας ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι:  $E = \frac{Q}{r^2}$ . Ἡ σφαῖρα ἔχει ἐπιφάνειαν  $S = 4\pi r^2$ . Ἐπομένως ἡ διερχομένη διὰ τῆς ἐπιφανείας τῆς σφαίρας ἠλεκτρικὴ ροὴ εἶναι:

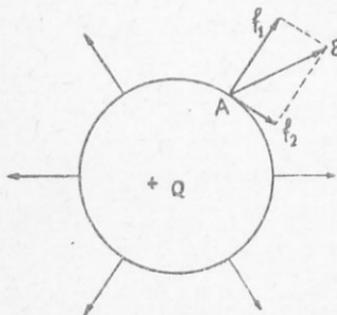
$$\Phi = S \cdot E = 4\pi r^2 \cdot \frac{Q}{r^2} \quad \eta$$

$$\Phi = 4\pi \cdot Q$$

Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσηις ἐκφράζει τὸν ἀκόλουθον νόμον τῆς ἠλεκτρικῆς ροῆς:

**Ἡ ἠλεκτρικὴ ροὴ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον, τὸ ὁποῖον παράγει τὴν ροήν.**

40. Ἐντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγού. — Ἄγωγος φέρει ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας του ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q$ , τὸ ὁποῖον ἰσορροπεῖ (σχ. 45). Εἰς ἓνα σημεῖον  $A$  τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγού θεωροῦμεν ἠλεκτρικὸν φορτίον  $+1$ . Ἡ συνισταμένη  $E$  τῶν δρᾶσεων τοῦ ὅλου φορτίου  $Q$  τοῦ ἀγωγού ἐπὶ τοῦ φορτίου  $+1$  πρέπει νὰ εἶναι κάθετος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀγωγού. Διότι, ἂν ἡ  $E$  εἶναι πλαγία, τότε ὑπάρχει κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἐφαπτομένης ἡ συνιστώσα  $f_2$ , αὕτη ἐπιφέρει κίνησιν τοῦ φορτίου ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγού. Ὡστε τὸ φορτίον  $Q$  ἰσορροπεῖ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγού, ἂν ἡ συνιστώσα  $f_1$  εἶναι ἴση μὲ μηδέν, ἦτοι:



Σχ. 45. Ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι κάθετος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀγωγού.

**Ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι πάντοτε κάθετος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀγωγού.**

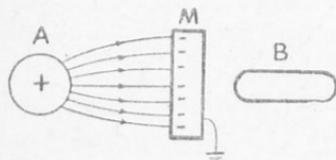
Ἐὰν τὸ φορτίον  $+1$  εὐθίσκεται εἰς τὸ ἐσωτερικὸν ἠλεκτρισμένου ἀγωγού (σχ. 38), τότε ἐπὶ τοῦ φορτίου  $+1$  δὲν ἐξασκεῖται καμμία ἐπίδρασις ἐκ μέρους τοῦ φορτίου τοῦ ἀγωγού (§ 34). Ἐπομένως:

**Εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ ἀγωγού ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μὲ μηδέν.**



μεθὰ νὰ φορτίσωμεν τὸν ἀγωγὸν Β με θετικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον, ἀρκεῖ ὁ ἀγωγὸς Α νὰ φέρῃ εἰς τὸν περίπτωσιν αὐτὴν ἀρνητικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον.

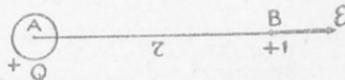
— 41α Ἡλεκτρικὰ διαφράγματα. — Ἐπαναλαμβάνομεν τὸ ἀνωτέρω πείραμα με τὴν διαφορὰν ὅτι μεταξὺ τῶν ἀγωγῶν Α καὶ Β ἔχομεν τοποθετηθεὶ μεταλλικὴν πλάκα Μ, ἢ ὅποια συγκοινωνεῖ μονίμως με τὸ ἔδαφος (σχ. 49). Παρατηροῦμεν ὅτι ὁ ἀγωγὸς Β δὲν ἠλεκτριζεῖται. Τοῦτο συμβαίνει, διότι τῶρο ἠλεκτριζεῖται ἐξ ἐπαγωγῆς ἢ πλάξ Μ' καὶ τὸ μὲν ὁμώνυμον φορτίον ἐκρέει εἰς τὸ ἔδαφος, τὸ δὲ ἐτερόνυμον φορτίον διατάσσεται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς πλάκας, ἢ ὅποια εὐρίσκεται ἀπέναντι τοῦ ἀγωγοῦ Α. Οὕτω τὸ ἠλεκτρικὸν πεδῖον ἐντοπίζεται μεταξὺ τοῦ ἠλεκτρισμένου ἀγωγοῦ Α καὶ τῆς προσγειωμένης πλάκας Μ. Συνεπῶς οὐδεμία ἐπίδρασις ἐξασκεῖται ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ Β. Διὰ τοῦτο λέγομεν ὅτι ἡ προσγειωμένη πλάξ Μ εἶναι ἠλεκτρικὸν διάφραγμα διὰ τὸν ἀγωγὸν Β, τὸ ὅποιον προστατεύει τὸν ἀγωγὸν τοῦτον ἀπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικοῦ πεδίου.



Σχ. 49. Ἡ προσγειωμένη μεταλλικὴ πλάξ Μ εἶναι ἠλεκτρικὸν διάφραγμα.

Τὰ ἠλεκτρικὰ διαφράγματα χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν προστασίαν διαφόρων σωμάτων ἀπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικῶν πεδίων. Πρὸς τοῦτο τὰ σώματα, τὰ ὅποια θέλομεν νὰ προστατεύσωμεν, τὰ ἐγκλείομεν ἐντὸς μεταλλικῶν πλεγμάτων, τὰ ὅποια εἶναι προσγειωμένα.

42. Δυναμικόν. — Ἐνα ἠλεκτρικὸν πεδῖον εἶναι τελείως καθωρισμένον, ὅταν εἶναι γνωστὴ ἡ ἔντασις  $E$  τοῦ πεδίου εἰς κάθε σημεῖον αὐτοῦ. Ἄς θεωρήσωμεν μικρὸν σφαιρικὸν ἀγωγὸν Α, ὁ ὁποῖος φέρει ἐπ' αὐτοῦ θετικὸν φορτίον  $Q$  (σχ. 50). Τότε περίξ τοῦ ἀγωγοῦ ὑπάρχει ἠλεκτρικὸν πεδῖον. Εἰς ἓνα σημεῖον Β τοῦ πεδίου φέρομεν ἠλεκτρικὸν φορτίον  $+1$ . Ἐπὶ τοῦ φορτίου τούτου ἐνεργεῖ τότε ἡ δύναμις  $E = Q/r^2$ , ἢ ὅποια ἀποθῆι τὸ φορτίον  $+1$ . Ἐὰν τὸ φορτίον  $+1$  εἶναι ἐλεύθερον, τότε τὸ φορτίον  $+1$  ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου θὰ μεταφερθῇ ἀπὸ τὸ σημεῖον Β μέχρι τοῦ ἀπείρου, ὅπου ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου γίνεται ἴση με μηδέν. Κατὰ τὴν μετακίνησιν τοῦ φορτίου  $+1$  ἀπὸ τὸ σημεῖον Β μέχρι τοῦ ἀπείρου παράγεται ἔργον. Ἀντιθέτως, ἂν μεταφέρωμεν τὸ φορτίον  $+1$  ἀπὸ τὸ ἀπείρον μέχρι τοῦ σημείου Β τοῦ πεδίου, τότε δαπανᾶται ἔργον, τὸ ὅποιον εἶναι ἴσον με τὸ προηγουμένως παραχθὲν ἔργον.



Σχ. 50 Ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου παράγει ἔργον.

Ἐὰν ὁ ἀγωγὸς Α φέρῃ ἐπ' αὐτοῦ ἀρνητικὸν φορτίον  $Q$ , τότε κατὰ τὴν μεταφορὰν τοῦ φορτίου  $+1$  ἀπὸ τὸ σημεῖον Β τοῦ πεδίου μέχρι τοῦ ἀπείρου δαπανᾶται ἔργον, ἐνῶ κατὰ τὴν μεταφορὰν τοῦ φορτίου  $+1$  ἀπὸ τὸ ἀπείρον μέχρι τοῦ σημείου Β παράγεται ἔργον.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω προκύπτει ὅτι τὸ φορτίον  $+1$ , ὅταν εὐρίσκεται εἰς τὸ σημεῖον Β τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ἔχει τὴν ἰκανότητα παραγωγῆς ὀρισμένου ἔργου, ἢτοι περικλείει ὀρισμένην δυναμικὴν ἐνεργεῖαν, ὅπως ἀκριβῶς συμβαίνει καὶ με τὴν μᾶζαν  $1 \text{ gr}$ , ὅταν αὕτη εὐρίσκεται εἰς ἓνα σημεῖον τοῦ

πεδίου βαρύτητος (Α' τόμ. § 330). Ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια, τὴν ὁποίαν περι-  
κλείει τὸ φορτίον + 1, ὅταν τοῦτο εὐρίσκεται εἰς τὸ σημεῖον Β τοῦ ἠλεκτρικοῦ  
πεδίου, εἶναι μέγεθος χαρακτηριστικὸν διὰ τὸ σημεῖον Β τοῦ πεδίου καὶ καλεῖται  
**δυναμικὸν** τοῦ πεδίου εἰς τὸ σημεῖον Β. Ὡστε :

**Δυναμικὸν (U) τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς ἓνα σημεῖον αὐτοῦ καλεῖται τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται ὑπὸ τοῦ πεδίου, διὰ τὴν ἢ μονὰς τοῦ θετικοῦ φορτίου (+1) μεταφέρεται ἀπὸ τὸ σημεῖον τοῦτο μέχρι τοῦ ἀπείρου.**

$$\text{δυναμικόν : } U = \frac{W}{q}$$

Εἰς τὸν ἀνωτέρω γενικὸν τύπον ὀρισμοῦ τοῦ δυναμικοῦ, τὸ ἔργον W ἀντι-  
στοιχεῖ εἰς μεταφορὰν τοῦ θετικοῦ φορτίου + q ἀπὸ ἓνα σημεῖον τοῦ πεδίου  
μέχρι τοῦ ἀπείρου. Τὸ δυναμικὸν εἶναι μέγεθος **μονόμετρον**. Ὁ ἀνωτέ-  
ρω δοθεὶς ὀρισμὸς τοῦ δυναμικοῦ ἠμπορεῖ νὰ ἐκφρασθῇ καὶ ὡς ἑξῆς :

**Δυναμικὸν (U) τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς ἓνα σημεῖον αὐτοῦ καλεῖται ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια, τὴν ὁποίαν ἔχει ἡ μονὰς τοῦ θετικοῦ φορτίου, διὰ τὴν αὕτη εὐρίσκεται εἰς τὸ σημεῖον τοῦτο τοῦ πεδίου.**

✦ **42a Μονάδες δυναμικοῦ.**— Ἀπὸ τὸν τύπον  $U = W/q$ , ὁ ὁποῖος ὀρί-  
ζει τὸ δυναμικὸν εἰς ἓνα σημεῖον τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ὀρίζομεν τὰς μονάδας  
δυναμικοῦ, ἂν εἰς τὸν τύπον τοῦτον θέσωμεν  $W = 1$  καὶ  $q = 1$ . Οὕτω ὀρίζο-  
μεν τὰς ἑξῆς δύο μονάδας δυναμικοῦ :

**I. Ἡλεκτροστατικὴ μονὰς δυναμικοῦ εἶναι τὸ δυναμικόν, τὸ ὁποῖον ὑπάρχει εἰς ἓνα σημεῖον ἠλεκτρικοῦ πεδίου, διὰ τὴν μετακίνησιν τῆς ἠλεκτροστατικῆς μονάδος φορτίου ἀπὸ τὸ σημεῖον τοῦτο ἕως τὸ ἀπειρον παράγεται ἔργον ἴσον μὲ 1 ἔργιον.**

$$1 \text{ ΗΣΜ - δυναμικοῦ} = \frac{1 \text{ erg}}{1 \text{ ΗΣΜ - φορτίου}}$$

**II. Πρακτικὴ μονὰς δυναμικοῦ εἶναι τὸ 1 Volt (1 V), ἥτοι τὸ δυναμι-  
κόν τὸ ὁποῖον ὑπάρχει εἰς ἓνα σημεῖον ἠλεκτρικοῦ πεδίου, διὰ τὴν μετακίνησιν φορτίου 1 Coulomb ἀπὸ τὸ σημεῖον τοῦτο ἕως τὸ  
ἀπειρον παράγεται ἔργον ἴσον μὲ 1 Joule.**

$$1 \text{ Volt} = \frac{1 \text{ Joule}}{1 \text{ Coulomb}}$$

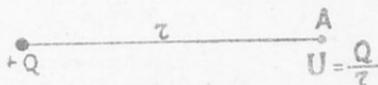
Ευκόλως εὐρίσκεται ἡ σχέση μεταξύ τῆς πρακτικῆς μονάδος Volt καὶ τῆς ΗΣΜ - δυναμικοῦ, διότι εἶναι :

$$1 \text{ Volt} = \frac{10^7 \text{ erg}}{3 \cdot 10^9 \text{ ΗΣΜ} - \text{φορτίου}}$$

ἄρα

$$1 \text{ Volt} = \frac{1}{300} \text{ ΗΣΜ} - \text{δυναμικοῦ}$$

43. Τὸ δυναμικὸν εἰς ἓνα σημεῖον τοῦ πεδίου. — Ἐνα σημειῶδες θετικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον  $+Q$  παράγει περίξ αὐτοῦ ἠλεκτρικὸν πεδίου (σχ. 51). Ἐνα σημεῖον  $A$  τοῦ πεδίου εὐρίσκεται εἰς ἀπόστασιν  $r$  ἀπὸ τὸ φορτίον  $Q$ . Ἀποδεικνύεται ὅτι :



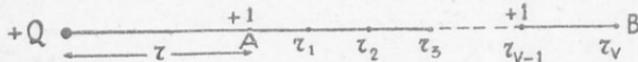
Σχ. 51. Δυναμικὸν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς τὸ σημεῖον  $A$ .

Εἰς ἓνα σημεῖον τοῦ πεδίου, εὐρισκόμενον εἰς ἀπόστασιν  $r$  ἀπὸ τὸ σημειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον  $+Q$ , τὸ δυναμικὸν εἶναι ἴσον μὲ τὸ πηλίκον τοῦ φορτίου  $Q$  διὰ τῆς ἀποστάσεως  $r$ .

$$\text{δυναμικὸν εἰς σημεῖον τοῦ πεδίου : } U = \frac{Q}{r}$$

Ἐάν τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου ὀφείλεται εἰς σημειῶδες ἀρνητικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον  $-Q$ , τότε εἰς τὴν αὐτὴν ἀπόστασιν  $r$  ἀπὸ τὸ φορτίον  $-Q$  τὸ δυναμικὸν θὰ εἶναι :  $U = -\frac{Q}{r}$ . Τὸ ἀρνητικὸν σημεῖον τοῦ δυναμικοῦ σημαίνει, ὅτι κατὰ τὴν μεταφορὰν τοῦ φορτίου  $+1$  ἀπὸ τὸ θεωρούμενον σημεῖον τοῦ πεδίου ἕως τὸ ἄπειρον δέν παράγεται ἔργον, ἀλλ' ἀντιθέτως δαπανᾶται ἔργον· διότι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν πρέπει νὰ υπερνικηθῇ ἡ ἔλξις, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται μεταξύ τῶν ἑτερονόμων φορτίων  $-Q$  καὶ  $+1$ .

→ 43α. Εὐρεσις τοῦ τύπου  $U = Q/r$ . Ἐς θεωρήσωμεν μίαν δυναμικὴν γραμμὴν τοῦ πεδίου καὶ ἐπ' αὐτῆς σημεῖον  $A$ , τὸ ὁποῖον εὐρίσκεται εἰς ἀπόστασιν  $r$  ἀπὸ τὸ θετικὸν φορτίον  $+Q$  (σχ. 52). Διὰ νὰ ὑπολογίσωμεν τὸ δυναμικὸν εἰς τὸ σημεῖον  $A$ , ἀρκεῖ νὰ ὑπολογίσωμεν κατ' ἄρχῆς τὸ στοιχειῶδες ἔργον  $\Delta W$ , τὸ ὁποῖον θὰ δαπανηθῇ κατὰ τὴν μεταφορὰν τῆς μονάδος τοῦ θετικοῦ φορτίου  $+1$  κατὰ τὸ μικρὸν διάστημα  $r_v - r_{v-1}$ . Κατὰ τὴν μετακίνησιν αὐτὴν τὸ φορτίον  $+1$  πλησιάζει πρὸς τὸ φορτίον  $+Q$  καὶ ἡ δύναμις, ἡ ὁποία υπερνικᾶται, θὰ ἐλαττωθῇ ἀπὸ  $f_1 = \frac{Q}{(r_v)^2}$  εἰς  $f_2 = \frac{Q}{(r_{v-1})^2}$ . Ἐάν τὸ διάστημα  $r_v - r_{v-1}$  εἶναι πολὺ μικρὸν, τότε ἠμποροῦμε νὰ θεωρήσωμεν ὅτι καθ' ὅλον τοῦτο τὸ



Σχ. 52. Ὑπολογισμὸς τοῦ δυναμικοῦ εἰς τὸ σημεῖον  $A$ .

διάστημα ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ φορτίου +1 μία σταθερὰ δύναμις  $f$ , ἡ ὁποία εἶναι τὸ γεωμετρικὸν μέσον τῶν δυνάμεων  $f_1$  καὶ  $f_2$ . Ἡ δύναμις  $f$  εἶναι :

$$f = \sqrt{f_1 \cdot f_2} \quad \text{ἢ} \quad f = \sqrt{\frac{Q}{(r_v)^2} \cdot \frac{Q}{(r_{v-1})^2}} = \frac{Q}{r_v \cdot r_{v-1}}$$

Τὸ δαπανώμενον λοιπὸν στοιχειῶδες ἔργον εἶναι :

$$\Delta W = f \cdot (r_v - r_{v-1}) \quad \text{ἢ} \quad \Delta W = \frac{Q}{r_v \cdot r_{v-1}} \cdot (r_v - r_{v-1})$$

Ἡ τελευταία σχέσηις γράφεται καὶ ὡς ἐξῆς :

$$\Delta W = Q \cdot \left( \frac{r_v}{r_v \cdot r_{v-1}} - \frac{r_{v-1}}{r_v \cdot r_{v-1}} \right) \quad \text{ἢ} \quad \Delta W = Q \cdot \left( \frac{1}{r_{v-1}} - \frac{1}{r_v} \right)$$

Ἄρα 
$$\Delta W = Q \cdot \left( -\frac{1}{r_v} + \frac{1}{r_{v-1}} \right)$$

Ὅμοιαν σχέσιν εὐρίσκομεν καὶ διὰ τὰ ἄλλα στοιχειῶδη διαστήματα. Τὸ ὅλον ἔργον  $W$ , τὸ ὅποιον δαπανᾶται διὰ τὴν μεταφορὰν τοῦ φορτίου +1 ἀπὸ τὸ Β εἰς τὸ Α, εἶναι ἴσον μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν στοιχειωδῶν ἔργων, ἧτοι εἶναι :

$$W = Q \cdot \left( -\frac{1}{r_v} + \frac{1}{r_{v-1}} - \frac{1}{r_{v-1}} + \frac{1}{r_{v-2}} - \frac{1}{r_{v-2}} + \dots + \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r} \right)$$

ἢ 
$$W = Q \cdot \left( -\frac{1}{r_v} + \frac{1}{r} \right) \quad \text{καὶ} \quad W = Q \cdot \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_v} \right)$$

Ἐὰν τὸ σημεῖον Β εἶναι εἰς τὸ ἄπειρον, τότε εἶναι  $\frac{1}{r_v} = 0$ . Ἄρα τὸ δαπανώμενον ἔργον

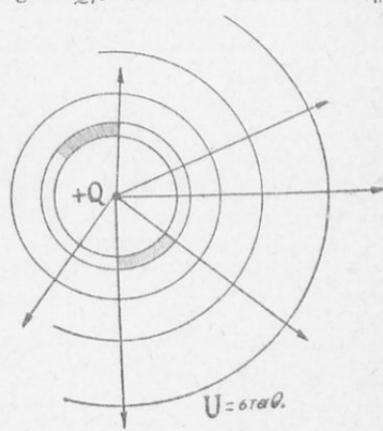
διὰ τὴν μεταφορὰν τοῦ φορτίου +1 ἀπὸ τὸ ἄπειρον μέχρι τοῦ σημείου Α εἶναι  $W = \frac{Q}{r}$ .

Τὸ ἔργον τοῦτο ἐκφράζει τὸ δυναμικὸν εἰς τὸ σημεῖον Α τοῦ πε

δί ο υ. Ἄρα εἶναι :

$$U_A = \frac{Q}{r}$$

— 436. Ἴσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι.— Ὁ τύπος  $U = Q/r$  δεικνύει ὅτι ὅλα τὰ σημεῖα τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὰ ὅποια εὐρίσκονται εἰς τὴν αὐτὴν ἀπόστασιν  $r$  ἀπὸ ἓνα σημειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q$ , ἔχουν τὸ αὐτὸ δυναμικόν. Τὰ σημεῖα τὰ ἔχοντα τὸ αὐτὸ δυναμικὸν εὐρίσκονται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας σφαιρῆς, ἡ ὁποία ἔχει κέντρον τὸ φορτίον  $Q$  καὶ ἀκτίνα  $r$ . Ἡ σφαιρική αὐτή ἐπιφάνεια καλεῖται ἰσοδυναμικὴ ἐπιφάνεια. Ὅστε :



Σχ. 53. Ἴσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι.

Ἴσοδυναμικὴ ἐπιφάνεια ἠλεκτρικοῦ πεδίου καλεῖται ὁ γεωμετρικὸς τόπος τῶν σημείων τοῦ πεδίου εἰς τὰ ὁποῖα τὸ δυναμικὸν ἔχει τὴν αὐτὴν τιμὴν.

Περίξ σημειώδους φορτίου  $Q$  αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι εἶναι συγκεντρικαὶ σφαιρικαὶ ἐπιφάνειαι (σχ. 53).

44. Διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ δύο σημείων ἠλεκτρικοῦ πεδίου. — Εἰς δύο σημεῖα  $A_1$  καὶ  $A_2$  ἐνὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου τὸ δυναμικὸν εἶναι ἀντιστοιχῶς  $U_1$  καὶ  $U_2$ . Ἐὰν τὸ δυναμικὸν  $U_1$  εἶναι μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ δυναμικὸν  $U_2$ , τότε λέγομεν ὅτι μεταξύ τῶν δύο σημείων  $A_1$  καὶ  $A_2$  τοῦ πεδίου ὑπάρχει **διαφορὰ δυναμικοῦ**  $U_1 - U_2$ . Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ  $U_1 - U_2$  ὀνομάζεται συνήθως **τάσις** καὶ μετρεῖται μὲ τὰς γνωστὰς μονάδας δυναμικοῦ.

Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ ( $U_1 - U_2$ ) μεταξύ δύο σημείων τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐκφράζει τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται κατὰ τὴν μετακίνησιν τῆς μονάδος τοῦ θετικοῦ φορτίου ἀπὸ τὸ ἓνα σημεῖον εἰς τὸ ἄλλο.

Οὔτω, ὅταν π.χ. λέγομεν ὅτι μεταξύ τῶν σημείων  $A_1$  καὶ  $A_2$  τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ 220 Volt, τοῦτο σημαίνει ὅτι κατὰ τὴν μετακίνησιν 1 Coulomb ἀπὸ τὸ ἓνα σημεῖον εἰς τὸ ἄλλο παράγεται ἔργον ἴσον μὲ 220 Joule. Ἐκ τοῦ ἀνωτέρω ὁρισμοῦ τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ προκύπτει τὸ ἀκόλουθον γενικὸν συμπέρασμα :

Κατὰ τὴν κίνησιν ἠλεκτρικοῦ φορτίου  $Q$  μεταξύ δύο σημείων ἠλεκτρικοῦ πεδίου παράγεται ἔργον ( $W$ ) ἴσον μὲ τὸ γινόμενον τοῦ φορτίου  $Q$  ἐπὶ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ  $U_1 - U_2$ , ἢ ὁποῖα ὑπάρχει μεταξύ τῶν δύο τούτων σημείων.

$$\text{ἔργον κατὰ τὴν κίνησιν φορτίου } Q : \quad W = Q \cdot (U_1 - U_2)$$

Ἐὰν τὰ δύο σημεῖα εὑρίσκωνται ἐπὶ μιᾶς ἰσοδυναμικῆς ἐπιφανείας, τότε εἶναι  $W=0$ . Ἄρα :

Κατὰ τὴν μετακίνησιν ἠλεκτρικοῦ φορτίου ἐπὶ μιᾶς ἰσοδυναμικῆς ἐπιφανείας τὸ ἔργον εἶναι πάντοτε ἴσον μὲ μηδέν.

Ἀπὸ τὸ ἀνωτέρω συμπέρασμα προκύπτει ὅτι ἡ δύναμις, ἢ ὁποῖα προκαλεῖ τὴν μετακίνησιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου, εἶναι  $\kappa \acute{\alpha} \theta \epsilon \tau \omicron \varsigma$  ἐπὶ τὸν δρόμον ( $\Delta'$  τόμ. § 225). Ἡ δύναμις αὕτη εἶναι ὡς γνωστὸν ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἄρα :

Ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς οἰονδήποτε σημεῖον εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν ἰσοδυναμικὴν ἐπιφάνειαν, ἢ ὁποῖα διέρχεται διὰ τοῦ σημείου τούτου τοῦ πεδίου. \*

45. Δυναμικὸν φορτισμένου ἀγωγοῦ. — Ἀγωγὸς φέρει ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q$ , τὸ ὁποῖον ἰσορροπεῖ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγοῦ (§ 30). Τὸ φορτίον τοῦτο δὲν ἐξασκεῖ καμμίαν ἐπίδρασιν ἐπὶ ἄλλου φορτίου, τὸ ὁποῖον φέρομεν εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ ἀγωγοῦ (§ 34). Ἄρα ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐντὸς τοῦ ἀγωγοῦ εἶναι ἴση μὲ μηδέν καὶ κατὰ συνέπειαν ἡ κίνησις τοῦ φορτίου  $+1$  εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ ἀγωγοῦ γίνεται χωρὶς παραγωγὴν ἢ δαπάνην ἔργου. Τοῦτο ὁμῶς φανερώνει ὅτι τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ ἀγωγοῦ ἀποτελεῖ μίαν περιοχὴν εἰς τὴν ὁποῖαν ἀντιστοιχεῖ  $\sigma \tau \alpha \theta \epsilon \rho \acute{\omicron} \nu$ .

δυναμικὸν  $U$ . Τὸ ἴδιον ὅμως δυναμικὸν ἔχει καὶ ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἀγωγοῦ διότι, ἂν μεταξὺ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγοῦ καὶ τοῦ ἐσωτερικοῦ τοῦ ἀγωγοῦ ὑπῆρχε διαφορὰ δυναμικοῦ, τότε θὰ συνέβαιναν κινήσεις φορτίων ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ (§ 44). Ὡστε :

**Τὸ ἐσωτερικὸν φορτισμένου ἀγωγοῦ καὶ ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἀγωγοῦ ἔχουν πάντοτε τὸ αὐτὸ δυναμικόν, τὸ ὁποῖον καλεῖται δυναμικὸν τοῦ ἀγωγοῦ.**

Τὸ ἀνωτέρω συμπέρασμα φανερώνει ὅτι, ἂν ἀγωγὸς φέρῃ ἐπ' αὐτοῦ ἠλεκτρικὸν φορτίον εὐρισκόμενον εἰς ἰσορροπίαν, τότε ὁ λόκληρος ὁ ἀγωγὸς ἀποτελεῖ μίαν περιοχὴν σταθεροῦ δυναμικοῦ.

¶ 45α. **Δυναμικὸν τῆς γῆς.**— Εἰς ὅλας τὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς χρησιμοποιῶμεν διαφορὰς δυναμικοῦ καὶ ὄχι τὰς ἀπολύτους τιμὰς δυναμικοῦ. Πρὸς εὐκολίαν ἔγινε δεκτὴ ἡ ἀκόλουθος πρότασις :

**Κατὰ συνθήκην τὸ δυναμικὸν τῆς γῆς λαμβάνεται ἴσον κατὰ μῆδέν.**

Ὅταν ἓνας ἀγωγὸς συνδέεται μὲ τὴν γῆν, ἔχει πάντοτε τὸ δυναμικὸν τῆς γῆς (δηλαδὴ ἔχει δυναμικὸν 0) καὶ λέγομεν ὅτι ὁ ἀγωγὸς εἶναι *πρὸς γειωμένος*.

¶ 46. **Δυναμικὸν σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ.**— Εἰς ἀπόστασιν  $r$  ἀπὸ σημειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q$  τὸ δυναμικὸν εἶναι  $U = Q/r$  (§ 43). Ἐὰν θεωρήσωμεν πολλὰ σημειώδη φορτία  $Q_1, Q_2, Q_3, \dots$ , τὰ ὁποῖα εὐρίσκονται ἀντιστοίχως εἰς ἀποστάσεις  $r_1, r_2, r_3, \dots$  ἀπὸ ἓνα σημεῖον  $K$  τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου· τότε εἰς τὸ σημεῖον  $K$  τοῦ πεδίου τὸ δυναμικὸν εἶναι :

$$U = \frac{Q_1}{r_1} + \frac{Q_2}{r_2} + \frac{Q_3}{r_3} + \dots$$

Ἐὰν τὰ φορτία αὐτὰ εἶναι κατανεμημένα ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας σφαίρας ἀκτίνος  $R$ , τότε εἰς τὸ κέντρον τῆς σφαίρας τὸ δυναμικὸν εἶναι :

$$U = \frac{Q_1}{R} + \frac{Q_2}{R} + \frac{Q_3}{R} + \dots = \frac{Q}{R}$$

ὅπου  $Q$  εἶναι τὸ ὅλον ἠλεκτρικὸν φορτίον τῆς σφαίρας. Ἄλλὰ εἰς ἓνα σφαιρικὸν ἀγωγὸν ὅλα τὰ σημεία αὐτοῦ ἔχουν τὸ αὐτὸ δυναμικόν. Ἄρα :

**Τὸ δυναμικὸν σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ ἴσουςται μὲ τὸ πηλίκον τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου του διὰ τῆς ἀκτίνος τῆς σφαίρας.**

δυναμικὸν σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ : $U = \frac{Q}{R}$
--

¶ 47. **Διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξύ δύο ἀγωγῶν.**— Ἐὰν δύο ἀγωγοὶ  $A$  καὶ  $B$  ἔχουν φορτία  $Q_1$  καὶ  $Q_2$  ἀπὸ τὸ ἴδιον πεδίο, ἔκαστος εὐρισκόμενος ἐν τῶν δύο τούτων

ἀγωγῶν ὑπάρχει **διαφορὰ δυναμικοῦ** (ἢ **τάσις**) ἴση μὲ  $U_1 - U_2$ .

**Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ ( $U_1 - U_2$ ) μεταξὺ δύο ἀγωγῶν ἐκφράζει τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται κατὰ τὴν μετακίνησιν τῆς μονάδος τοῦ θετικοῦ φορτίου (+1) ἀπὸ τὸν ἓνα ἀγωγὸν εἰς τὸν ἄλλον.**

Μετακίνησις ἠλεκτρικοῦ φορτίου ἀπὸ τὸν ἓνα ἀγωγὸν εἰς τὸν ἄλλον ἢμπορεῖ νὰ γίνῃ εὐκόλα, ἂν οἱ δύο αὐτοὶ ἀγωγοὶ συνδεθοῦν μεταξὺ τῶν μὲ ἓνα μεταλλικὸν σύρμα. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ κίνησις τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου διὰ μέσου τοῦ σύρματος παράγει ἔργον. Ἐκ τοῦ ἀνωτέρω ὀρισμοῦ τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ προκύπτει τὸ γενικὸν συμπέρασμα:

**Ἐὰν μεταξὺ δύο ἀγωγῶν ὑπάρχη διαφορὰ δυναμικοῦ  $U_1 - U_2$ , τότε κατὰ τὴν μετακίνησιν ἠλεκτρικοῦ φορτίου  $Q$  ἀπὸ τὸν ἓνα ἀγωγὸν εἰς τὸν ἄλλον παράγεται ἔργον ( $W$ ) ἴσον μὲ τὸ γινόμενον τοῦ μετακινουμένου φορτίου  $Q$  ἐπὶ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ  $U_1 - U_2$ .**

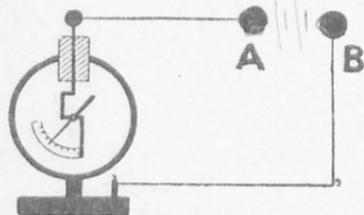
$$\text{ἔργον κατὰ τὴν μετακίνησιν φορτίου } Q : \quad W = Q \cdot (U_1 - U_2)$$

Ὅταν λοιπὸν λέγωμεν ὅτι μεταξὺ δύο ἀγωγῶν ὑπάρχη διαφορὰ δυναμικοῦ 220 Volt, ἐννοοῦμεν ὅτι κατὰ τὴν μεταφορὰν ἠλεκτρικοῦ φορτίου 1 Coulomb ἀπὸ τὸν ἓνα ἀγωγὸν εἰς τὸν ἄλλον παράγεται ἔργον ἴσον μὲ 220 Joule. Ἐὰν δὲ μεταφερθῇ ἀπὸ τὸν ἓνα ἀγωγὸν εἰς τὸν ἄλλον φορτίον 100 Cb τότε παράγεται ἔργον :

$$W = 100 \text{ Coulomb} \cdot 220 \text{ Volt} = 22000 \text{ Joule}$$

Ἐπίσης, ὅταν λέγωμεν ὅτι μονωμένος ἀγωγὸς ἔχει δυναμικὸν 500 000 Volt, ἐννοοῦμεν ὅτι μεταξὺ τοῦ ἀγωγοῦ τούτου καὶ τοῦ ἐδάφους ὑπάρχη διαφορὰ δυναμικοῦ 500 000 Volt καὶ συνεπῶς, ἂν ἀφήσωμεν νὰ μετακινηθῇ φορτίον 1 Cb ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀγωγοῦ ἕως τὸ ἔδαφος, θὰ παραχθῇ ἔργον ἴσον μὲ 500 000 Joule.

48. **Μέτρησις τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ.**— Διὰ τὴν μέτρησιν τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ χρησιμοποιοῦνται τὰ **ἠλεκτροόμετρα** καὶ τὰ **βολτόμετρα**. Τὸ

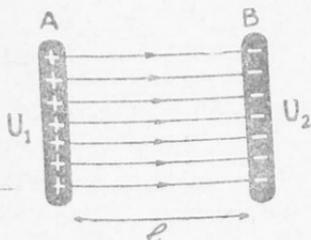


Σχ. 54. Μέτρησις τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ μεταξὺ δύο ἀγωγῶν.

ἠλεκτρόμετρον εἶναι ἓνα ἠλεκτροσκόπιον, εἰς τὸ ὁποῖον ὁ κινητὸς δείκτης του μετακινεῖται ἔμπροσθεν τὸξου βαθμολογημένου εἰς Volt. Συνδέομεν τὸν φορτισμένον ἀγωγὸν A μὲ τὸ ἀρχικῶς οὐδέτερον ἠλεκτρόμετρον (σχ. 54). Ἐπειδὴ τὸ δυναμικὸν εἶναι τὸ αὐτὸ εἰς ὅλα τὰ σημεῖα τοῦ ἀγωγοῦ A, διὰ τοῦτο δὲν ἔχει σημασίαν ποῖον σημεῖον τοῦ ἀγωγοῦ A συνδέεται μὲ τὸ ἠλεκτρόμετρον. Ὁ ἀγωγὸς

καὶ τὸ ἠλεκτρόμετρον ἀποκτοῦν τὸ αὐτὸ δυναμικόν. Τὸ μεταλλικὸν περιβλήμα τοῦ ἠλεκτρομέτρου συνδέεται μὲ τὸν ἄλλον ἀγωγὸν B ἢ μὲ τὸ ἔδαφος. Οὕτω τὸ ἠλεκτρόμετρον δεικνύει τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο ἀγωγῶν A καὶ B ἢ μεταξὺ τοῦ ἀγωγοῦ A καὶ τοῦ ἐδάφους. Τὰ βολτόμετρα στηρίζονται ἐπὶ ἄλλῃ ἀρχῆς, τὴν ὁποίαν θὰ γνωρίσωμεν κατωτέρω.

49. Σχέσις μεταξύ διαφορᾶς δυναμικοῦ καὶ ἐντάσεως πεδίου.— Μεταξὺ δύο ἐτερόνως φορτισμένων πλακῶν σχηματίζεται ὁμογενὲς ἠλεκτρικόν πεδίου (σχ. 55). Ἐστὼ ὅτι αἱ δύο πλάκες ἔχουν ἀντιστοίχως δυναμικὸν  $U_1$  καὶ  $U_2$ . Ἡ ἐντάσις  $E$  τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι σταθερὰ, καὶ ἔχει τὴν διεύθυνσιν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ πεδίου. Μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ  $U_1 - U_2 = U$ . Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο πλακῶν εἶναι  $l$ . Ἄς ὑποθέσωμεν ὅτι ἓνα φορτίον  $+Q$  μετακινεῖται ἀπὸ τὴν πλάκα B εἰς τὴν πλάκα A, ἥτοι ἀντιθέτως πρὸς τὴν δυνάμιν  $F = E \cdot Q$ , ἢ ὅποια ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ φορτίου τούτου. Κατὰ τὴν μετακίνησιν αὐτὴν δαπανᾶται ἔργον:



Σχ. 55. Ὅμογενές ἠλεκτρικόν πεδίου.

$W = F \cdot l$  ἢ  $W = E \cdot Q \cdot l$  (1)

Ἄλλ' ὅπως εἶναι γνωστὸν (§ 47), ὅταν φορτίον  $Q$  μετακινῆται ἀπὸ ἓνα ἀγωγὸν εἰς ἄλλον, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ  $U_1 - U_2$ , τότε παράγεται ἔργον:

$$W = Q \cdot (U_1 - U_2) \quad \text{ἢ} \quad W = Q \cdot U \quad (2)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) εὐρίσκομεν:

$$E \cdot Q \cdot l = Q \cdot U \quad \text{ἢ}$$

$$E \cdot l = U \quad (3)$$

Ἡ εὐρεθεῖσα ἐξίσωσις (3) δεικνύει τὴν σχέσιν, ἢ ὅποια ὑπάρχει μεταξὺ τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ ( $U$ ) καὶ τῆς ἐντάσεως ( $E$ ) τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (3) εὐρίσκομεν ὅτι:

Ἡ ἐντάσις ( $E$ ) τοῦ ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἰσοῦται μὲ τὴν μεταβολὴν τοῦ δυναμικοῦ ἀνὰ μονάδα μήκους τῆς δυναμικῆς γραμμῆς τοῦ πεδίου.

$$\text{ἐντάσις ἠλεκτρικοῦ πεδίου:} \quad E = \frac{U}{l} \quad (4)$$

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (4) ἠμποροῦμε νὰ ὀρίσωμεν νέαν πρακτικὴν μονάδα τῆς ἐντάσεως ( $E$ ) ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ἂν λάβωμεν  $U = 1 \text{ Volt}$  καὶ  $l = 1 \text{ cm}$ . Οὕτω εὐρίσκομεν ὅτι:

Πρακτικὴ μονὰς ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου, εἶναι ἡ ἐντάσις ἠλεκτρικοῦ πεδίου, εἰς τὸ ὁποῖον συμβαίνει πτώσις δυναμικοῦ 1 volt μὲ 1 cm ἀνὰ 1 cm μήκους τῆς δυναμικῆς γραμμῆς τοῦ πεδίου.

$$\text{πρακτικὴ μονὰς ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου:} \quad E = \frac{1 \text{ Volt}}{1 \text{ cm}} = 1 \text{ Volt/cm} \quad \text{ἢ} \quad 1 \text{ V/cm}$$

Μεταξὺ τῆς πρακτικῆς καὶ τῆς ἠλεκτροστατικῆς μονάδος ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ὑπάρχει ἡ ἀκόλουθος σχέσηις:

$$1 \text{ V/cm} = \frac{1}{300} \text{ ΗΣΜ} \text{ — ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου}$$

Παράδειγμα. Ἐὰν μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν A καὶ B ὑπάρχη διαφορὰ δυναμικοῦ  $U = 150 \text{ Volt}$  καὶ ἡ ἀπόστασις τῶν δύο πλακῶν εἶναι  $l = 10 \text{ cm}$ , τότε ἡ ἐντάσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι:

$$E = \frac{150}{10} = 15 \text{ V/cm}$$

## ΦΥΣΙΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΥ

50. Στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον.— Εἰς τὰ προηγούμενα φαινόμενα τὰ θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ φορτία συμπεριφέρονται κατὰ τὸν ἴδιον τρόπον. Τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία ἀναπτύσσονται ἐπὶ τῶν σωμάτων εἴτε διὰ τριβῆς, εἴτε ἐπὶ τῶν ἀγωγῶν ἐξ ἐπαγωγῆς. Ἄρα ἐπὶ τῶν σωμάτων ὑπάρχουν πάντοτε ἠλεκτρικὰ φορτία, τὰ ὁποῖα ἐκδηλώνονται ὑπὸ καταλλήλους συνθήκας. Ἡ νεωτέρα ἔρευνα ἀπεκάλυψεν ὅτι τὰ θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ φορτία εἶναι στενώτατα συνδεδεμένα μὲ τὰ συστατικὰ τῆς ὕλης. Ἡ θεωρητικὴ καὶ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι τὸ ἄτομον τοῦ ὑδρογόνου εἶναι τὸ ἀπλούστερον ἐξ ὅλων τῶν ἀτόμων. Ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓνα θετικῶς ἠλεκτρισμένον σωματίδιον, τὸ ὁποῖον καλεῖται *πυρῆν* (σχ. 56)· εἰδικώτερον ὁ πυρῆν τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου καλεῖται *πρωτόνιον*.



Σχ. 56. Ἄτομον ὑδρογόνου.

Πέριξ τοῦ πυρῆνος περιφέρεται μὲ μεγάλην ταχύτητα ἐπὶ σχεδὸν κυκλικῆς τροχιάς ἓνα ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένον σωματίδιον, τὸ ὁποῖον καλεῖται *ἠλεκτρονίον*. Ἡ μᾶζα τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι ἴση μὲ τὸ  $1/1850$  τῆς ὅλης μᾶζης τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου. Τὸ ἀρνητικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν ἴσον μὲ τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ πυρῆνος. Τὸ φορτίον τοῦτο καλεῖται *στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον* ( $e$ )

καὶ εἶναι ἴσον μὲ  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Cb. Τὰ ἄτομα τῶν ἄλλων στοιχείων ἔχουν περισσότερον πολὺπλοκον κατασκευήν, τὴν ὁποῖαν θὰ γνωρίσωμεν εἰς ἄλλο κεφάλαιον. Ὅλα ὅμως τὰ ἄτομα ἀποτελοῦνται πάντοτε ἀπὸ ἓνα θετικῶς ἠλεκτρισμένον πυρῆνα καὶ ἀπὸ ὀμοισμένων δι' ἕκαστον εἶδος ἀτόμου ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα περιφέρονται πέριξ τοῦ πυρῆνος (σχ. 56 α).



Σχ. 56 α. Ἄτομα ἡλίου, ὀξυγόνου καὶ νατρίου.

Τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ πυρῆνος τοῦ ἀτόμου εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν ἴσον μὲ τὸ ἀρνητικὸν φορτίον τοῦ συνόλου τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα περιφέρονται πέριξ τοῦ πυρῆνος. Τότε τὸ ἄτομον εἶναι ἠλεκτρικῶς ὀυδέτερον.

Ἡ νεωτέρα λοιπὸν ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι:

**I** Τὰ θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία εἶναι πάντοτε πολλαπλάσια τοῦ στοιχειῶδους φορτίου τοῦ ἠλεκτρονίου.

στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον:	$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb
---------------------------------	-----------------------------

II. Τα θετικά ηλεκτρικά φορτία φέρονται πάντοτε ἐπὶ τῶν πυρῆων τῶν ατόμων τῆς ὕλης.

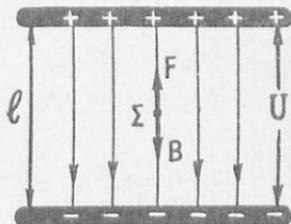
III. Τα ἀρνητικά ηλεκτρικά φορτία φέρονται πάντοτε ὑπὸ τῶν ηλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα εἶναι κοινὸν συστατικὸν τῶν ατόμων τῆς ὕλης.

50α. Μέτρησης τοῦ στοιχειώδους ηλεκτρικοῦ φορτίου.—(VO Millikan) κατ' ὀρθοσενά μετρήσῃ τὸ στοιχειώδες ηλεκτρικὸν φορτίον  $e$  μετὰ τὴν ἐξῆς μέθοδον. Μεταξὺ δύο ὀριζοντιῶν πλακῶν σχηματίζεται ὁμογενὲς ηλεκτρικὸν πεδίου (σχ. 57). Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν εἶναι  $U$ , ἡ δὲ ἔντασις τοῦ ηλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι  $E = U/l$ . Ἐντὸς τοῦ πεδίου φέρεται μικρὰ σταγὼν ἐλαίου  $\Sigma$ , ἡ ὁποία ἔχει βάρος  $B$  καὶ φέρει ἐπ' αὐτῆς ηλεκτρικὸν φορτίον  $Q$ , ὁμώνυμον πρὸς τὸ φορτίον τῆς κατωτέρας πλακῶς. Ἐνεκα τοῦ φορτίου τῆς σφαίρας ἐνεργεῖ ἐπ' αὐτῆς δύναμις:

$$F = E \cdot Q \quad \eta \quad F = \frac{U \cdot Q}{l}$$

Ἄν ρυθμισθῇ καταλλήλως ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ, ἡ σταγὼν  $\Sigma$  διατηρεῖται ἀκίνητος ἐντὸς τοῦ πεδίου. Τοῦτο συμβαίνει, ὅταν ἡ δύναμις  $F$  ἰσορροπῇ τὸ βάρος  $B$  τῆς σταγῶνος. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι:

$$B = \frac{U \cdot Q}{l} \quad \alpha \rho \alpha \quad Q = \frac{B \cdot l}{U}$$



Σχ. 57. Μέτρησης τοῦ στοιχειώδους ηλεκτρικοῦ φορτίου.

Ὄψω ὁ Millikan εὗρεν, ὅτι τὸ ηλεκτρικὸν φορτίον  $Q$  τῆς σταγῶνος εἶναι πάντοτε ἀκέραιον πολλαπλάσιον ἐνὸς ἐλαχίστου στοιχειώδους φορτίου  $e$ , τὸ ὁποῖον προσδιορίζεται καὶ μετὰ ἄλλας μεθόδους, τὰς ὁποίας θὰ γνωρίσωμεν.

51. Ἐμφάνισις τῶν ηλεκτρικῶν φορτίων.— Ὅλα τὰ φαινόμενα τοῦ ηλεκτρισμοῦ ὀφείλονται εἰς τὴν ιδιότητα τῶν ηλεκτρονίων νὰ ἀποσπῶνται ἀπὸ ἓνα ἄτομον καὶ νὰ προστίθενται εἰς ἓνα ἄλλο ἄτομον. Ὅταν ὁμοῦ τὸ ἄτομον χάσῃ ἓνα ἢ περισσότερα ηλεκτρόνια, τότε καταστρέφεται ἡ ἰσορροπία μεταξὺ τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν φορτίων τοῦ ατόμου καὶ συνεπῶς τὸ ἄτομον ἐμφανίζεται θετικῶς ηλεκτρισμένον. Τὸ θετικῶς ηλεκτρισμένον τμήμα τοῦ ατόμου καλεῖται **θετικὸν ἰόν**, τὸ δὲ θετικὸν φορτίον του εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν ἴσον μετὰ τὸ ἀρνητικὸν φορτίον τῶν ηλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα ἐγκατέλειψαν τὸ ἄτομον. Ὄψω, ἂν τὸ ἄτομον χάσῃ 2 ηλεκτρόνια, τότε τὸ ἀπομένον θετικὸν ἰόν ἔχει θετικὸν φορτίον ἴσον μετὰ 2 στοιχειώδη φορτία ( $+2e$ ). Ἐπίσης, ὅταν τὸ ἄτομον προσλάβῃ ἓνα ἢ περισσότερα ηλεκτρόνια, τότε καταστρέφεται πάλιν ἡ ἰσορροπία μεταξὺ τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν φορτίων τοῦ ατόμου καὶ συνεπῶς τὸ ἄτομον ἐμφανίζεται ἀρνητικῶς ηλεκτρισμένον. Τὸ ἀρνητικῶς ηλεκτρισμένον ἄτομον καλεῖται **ἀρνητικὸν ἰόν** καὶ φέρει ἀρνητικὸν φορτίον ἴσον μετὰ τὸ φορτίον τῶν ηλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα προσετέθησαν εἰς τὸ ἄτομον. Ὄψω, ἂν τὸ ἄτομον προσλάβῃ 2 ηλεκτρόνια, τότε τὸ προκύπτον ἀρνητικὸν ἰόν ἔχει ἀρνητικὸν φορτίον ἴσον μετὰ 2 στοιχειώδη φορτία ( $-2e$ ).

Ἰδιαιτέρως τὰ **ἄτομα τῶν μετάλλων** ἔχουν τὴν ιδιότητα νὰ χάνουν πολὺ εὐκόλως ἓνα ἢ περισσότερα ἀπὸ τὸν ἰσὸν τοῦ ὀπίσθεντος ἑξωτερικοῦ πεδίου τῶν μετάλλων μετα-

βάλλονται εἰς **θετικά ἰόντα**. Ἀυτὰ τὰ εὐκίνητα ἠλεκτρόνια τῶν μετάλλων καλοῦνται **ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια**. Ὄταν τὸ μέταλλον φαίνεται ἠλεκτρικῶς οὐδέτερον, τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνιά του κινουῦνται ἀτάκτως ἐντὸς τῆς μάζης τοῦ μετάλλου, ὅπως ἀκριβῶς κινουῦνται καὶ τὰ μόρια ἐνὸς αερίου, εὐρισκομένου ἐντὸς κλειστοῦ δοχείου. Ὁ ἀριθμὸς τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων εἶναι τεράστιος. Ἄς ὑποθέσωμεν π.χ. ὅτι ἀπὸ κάθε ἄτομον χαλκοῦ ἡμπορεῖ νὰ ἀποσπασθῇ μόνον 1 ἠλεκτρόνιον. Τότε εἰς 1 γραμμομόριον χαλκοῦ (δηλ. εἰς 63 gr χαλκοῦ), περικλείονται τόσα ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια, ὅσα εἶναι τὰ ἄτομα τοῦ χαλκοῦ. Ὡστε εἰς 63 gr χαλκοῦ περικλείονται  $6 \cdot 10^{23}$  ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἑξῆς συμπέρασμα :

*Ἐνα σῶμα ἐμφανίζεται θετικῶς ἠλεκτρισμένον, διὰν ἔχη χάσει ἠλεκτρόνια καὶ ἀντιθέτως ἐμφανίζεται ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένον, διὰν ἔχη περισσεύειαν ἠλεκτρονίων.*

52. Ἐξήγησις τῆς ἠλεκτρίσεως τῶν σωμάτων. — α) Ὄταν προστιβώμεν δύο διαφορετικὰ σώματα Α καὶ Β (π.χ. ρητίνη καὶ ὕφασμα), φέρομεν τὰ σώματα αὐτὰ εἰς πολὺ στενὴν ἐπαφὴν μεταξύ των. Παρατηροῦμεν ὅτι τὰ δύο σώματα ἠλεκτρίζονται ἕτερονύμως. Τοῦτο ἀποδεικνύει ὅτι ἠλεκτρόνια μετέβησαν ἀπὸ τὸ ἓνα σῶμα εἰς τὸ ἄλλο καὶ διὰ τοῦτο τὸ ἓνα σῶμα ἐμφανίζεται **θετικῶς ἠλεκτρισμένον**, τὸ δὲ ἄλλο σῶμα ἐμφανίζεται **ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένον**. Τὸ φαινόμενον τοῦτο εἶναι γενικόν.

*Ὄταν δύο διαφορετικὰ σώματα ἔρχονται διὰ τριβῆς εἰς στενὴν ἐπαφὴν μεταξύ των, τότε ἠλεκτρόνια μεταβαίνουν ἐκ τοῦ ἐνὸς σώματος εἰς τὸ ἄλλο καὶ οὕτω ἐπὶ τῶν δύο σωμάτων ἐμφανίζονται ἴσα ἑτερόνυμα ἠλεκτρικὰ φορτία.*

β) Ἐνα σῶμα Α φέρει ἀρνητικὸν φορτίον. Ἐὰν τὸ σῶμα τοῦτο ἔλθῃ εἰς ἐπαφὴν μὲ οὐδέτερον μονωμένον ἄγωγόν Β, τότε μέρος τῶν πλεοναζόντων ἐπὶ τοῦ σώματος Α ἠλεκτρονίων μεταβαίνει εἰς τὸν οὐδέτερον ἄγωγόν Β. Οὕτω ὁ ἄγωγός Β ἀποκτᾷ ἀρνητικὸν φορτίον. Ἐὰν τὸ σῶμα Α φέρῃ θετικὸν φορτίον καὶ ἔλθῃ εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν οὐδέτερον ἄγωγόν Β, τότε μέρος τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων τοῦ ἀγωγοῦ Β μεταβαίνει εἰς τὸ σῶμα Α καὶ οὕτω ὁ ἄγωγός Β ἐμφανίζεται θετικῶς ἠλεκτρισμένος. Ὡστε :

*Ὄταν ἠλεκτρισμένον σῶμα ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν μὲ μονωμένον οὐδέτερον ἄγωγόν, τότε ἢ ἔρχονται ἐπ' αὐτοῦ ἠλεκτρόνια ἢ ἀποσπῶνται ἀπὸ αὐτὸν ἠλεκτρόνια καὶ οὕτω ἐμφανίζονται ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ ἀρνητικὰ ἢ θετικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία.*

γ) Ἐὰν μονωμένος οὐδέτερος ἄγωγός εὐρεθῇ ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τότε τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τοῦ ἀγωγοῦ μετακινουῦνται ὑπὸ Ψηφιοποίηθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

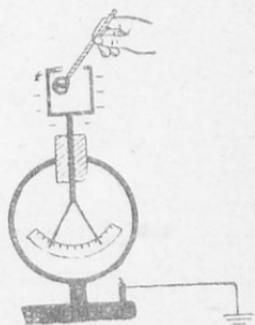
τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου. Οὕτω εἰς δύο περιοχὰς τοῦ αγωγοῦ ἐμφανίζονται ἴσα ἑτερόνυμα ἠλεκτρικὰ φορτία. Ὅστε :

**Ἡ ἠλέκτρισις ἐνὸς αγωγοῦ ἐξ επαγωγῆς ὀφείλεται εἰς τὴν μετακίνησιν τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων τοῦ αγωγοῦ ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.**

δ) Ἀγτιθέτως πρὸς τοὺς αγωγούς, οἱ μονωταὶ ἔχουν τὴν ιδιότητα νὰ διατηροῦν ἐν τοπισμῆν τὰ ἀναπτυσσόμενα ἐπ' αὐτῶν ἠλεκτρικὰ φορτία. Οὕτω, ἐὰν εἰς μίαν περιοχὴν τοῦ μονωτοῦ παρουσιασθῇ ἔλλειψις ἢ περίσσεια ἠλεκτρονίων, τὸ θετικὸν ἢ τὸ ἀρνητικὸν φορτίον μένει ἐντοπισμένον εἰς τὴν περιοχὴν αὐτὴν τοῦ μονωτοῦ. Τοῦτο συμβαίνει, διότι ὁ μονωτὴς δὲν ἔχει ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια.

## ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΣ ΑΓΩΓΟΥ — ΠΥΚΝΩΤΑΙ

† 53 Χωρητικότης αγωγοῦ. — Λαμβάνομεν ἓνα ἠλεκτρόμετρον, τὸ ὁποῖον ἐπὶ τοῦ στελέχους του φέρει στερεωμένον μεταλλικὸν κύλινδρον (σχ. 58). Τὸ περίβλημα τοῦ ἠλεκτρομέτρου συνδέεται μὲ τὸ ἔδαφος. Τότε τὸ ἠλεκτρόμετρον δεικνύει τὸ δυναμικὸν τοῦ κυλίνδρου (ἢ μᾶλλον τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ μεταξὺ τοῦ κυλίνδρου καὶ τοῦ ἔδαφους). Μὲ τὸ δοκιμαστικὸν σφαιρίδιον μεταφέρομεν εἰς τὸν κύλινδρον ἐπανειλημμένως σταθερὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q$ . Οὕτω τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ κυλίνδρου γίνεται διαδοχικῶς  $Q, 2Q, 3Q \dots$  Μὲ τὸ ἠλεκτρόμετρον εὐρίσκομεν ὅτι τὸ δυναμικὸν τοῦ μονωμένου κυλίνδρου γίνεται ἀντιστοίχως  $U, 2U, 3U \dots$  Οὕτω εὐρίσκομεν ὅτι τὸ πηλίκον τοῦ φορτίου διὰ τοῦ δυναμικοῦ τοῦ αγωγοῦ ἔχει σταθερὰν τιμὴν. Ἐκ τοῦ πειράματος τούτου καταλήγομεν εἰς τὸν ὀρισμὸν ἐνὸς νέου ἠλεκτρικοῦ μεγέθους, τὸ ὁποῖον εἶναι σταθερὸν δι' ἕκαστον αγωγὸν καὶ καλεῖται **χωρητικότης** τοῦ αγωγοῦ :



Σχ. 58. Μεταβολὴ τοῦ δυναμικοῦ τοῦ κυλίνδρου ἀναλόγως τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου.

**Χωρητικότης ( $C$ ) αγωγοῦ καλεῖται τὸ σταθερὸν πηλίκον τοῦ φορτίου ( $Q$ ) διὰ τοῦ δυναμικοῦ ( $U$ ) τοῦ αγωγοῦ.**

$$\text{χωρητικότης αγωγοῦ : } C = \frac{Q}{U}$$

Ἐὰν εἰς τὸν ἀνωτέρω τύπον τῆς χωρητικότητος αγωγοῦ θέσωμεν  $U = 1$ , εὐρίσκομεν  $C = Q$ . Ἐκ τούτου συνάγεται ὅτι :

**Ἡ χωρητικότης αγωγοῦ ἐκφράζει ἀριθμητικῶς τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τὸ ὁποῖον πρέπει νὰ δοθῇ εἰς τὸν αγωγόν, διὰ νὰ ἀξήθῃ τὸ δυναμικὸν του κατὰ ἕνα ἠλεκτρικὸν ὁρισμὸν.**

4 53a. Μονάδες χωρητικότητας.— Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν ὀρίσμου τῆς χωρητικότητας ἀγωγοῦ  $C = Q/U$  εὐρίσκομεν τὰς μονάδας χωρητικότητας.

*Ἡλεκτροστατική μονὰς χωρητικότητας εἶναι ἡ χωρητικότης ἀγωγοῦ, ὃς φέρει 1 ἠλεκτροστατικὴν μονάδα φορτίου καὶ ἔχει δυναμικὸν ἴσον μὲ 1 ἠλεκτροστατικὴν μονάδα δυναμικοῦ.*

$$1 \text{ ΗΣΜ-χωρητικότητος} = \frac{1 \text{ ΗΣΜ-φορτίου}}{1 \text{ ΗΣΜ-δυναμικοῦ}}$$

Ἡ πρακτικὴ μονὰς χωρητικότητας καλεῖται **Farad (F)** καὶ ὀρίζεται ὡς ἐξῆς :

*Ἡ χωρητικότης ἀγωγοῦ εἶναι ἴση μὲ 1 Farad, ὅταν ὁ ἀγωγὸς φέρῃ φορτίον 1 Coulomb καὶ ἔχη δυναμικὸν 1 Volt.*

$$1 \text{ Farad} = \frac{1 \text{ Coulomb}}{1 \text{ Volt}}$$

Ἡ σχέσις μεταξὺ τῆς πρακτικῆς μονάδος Farad καὶ τῆς ΗΣΜ-χωρητικότητας εὐρίσκεται εὐκόλῃ, διότι εἶναι :

$$1 \text{ Farad} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ ΗΣΜ-φορτίου}}{1/300 \text{ ΗΣΜ-δυναμικοῦ}}$$

ἄρα

$$1 \text{ Farad} = 9 \cdot 10^{11} \text{ ΗΣΜ-χωρητικότητος}$$

Εἰς τὴν πράξιν χρησιμοποιοῦνται δύο μικρότεροι μονάδες χωρητικότητας. Αὗται εἶναι τὸ 1 μικροφάραντ (1 μF) καὶ τὸ 1 πικοφάραντ (1 pF) :

$$1 \mu\text{F} = \frac{1}{10^6} \text{ F} = 9 \cdot 10^5 \text{ ΗΣΜ-χωρητικότητος}$$

$$1 \text{ pF} = \frac{1}{10^6} \mu\text{F} = \frac{1}{10^{12}} \text{ F}$$

4 54. Χωρητικότης σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ.— Ἐὰν σφαιρικὸς ἀγωγὸς ἔχῃ ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q$  καὶ ἀκτίνα  $R$ , τότε τὸ δυναμικὸν του εἶναι  $U = Q/R$ . Ὁ ἀγωγὸς αὐτὸς ἔχει χωρητικότητα :

$$C = \frac{Q}{U} = Q : \frac{Q}{R}$$

ἢ

$$C = R$$

*Ἡ χωρητικότης σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ εἰς ἠλεκτροστατικὰς μονάδας χωρητικότητος ἴσοῦται ἀριθμητικῶς μὲ τὴν ἀκτίνα τοῦ ἀγωγοῦ μετρηθεῖσαν εἰς ἑκατοστόμετρα.*

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

**Παραδείγματα :** 1) Ἐὰς θεωρήσωμεν τὴν Γῆν ὡς σφαιρικὸν ἄγωγόν. Ἡ ἀκτίς τῆς Γῆς εἶναι  $R = 6370 \text{ km}$ , ἄρα εἶναι  $R = 6370 \cdot 10^5 \text{ cm}$ . Σύμφωνα μετὰ τὰ ἀνωτέρω ἢ Γῆ ἔχει χωρητικότητα  $C = 6370 \cdot 10^5 \text{ ΗΣΜ}$  - χωρητικότητος, ἥτοι :

$$C = \frac{6370 \cdot 10^5}{9 \cdot 10^5} = 702 \mu\text{F}$$

2) Σφαιρικός αγωγός, διὰ τὴν ἔχῃ χωρητικότητα ἴσην μετὰ  $1 \mu\text{F}$ , πρέπει νὰ ἔχη ἀκτίνα :  
 $R = 9 \cdot 10^5 \text{ cm} = 9 \text{ km}$

§ 55. Ἐνέργεια φορτισμένου αγωγού. — Ἄγωγός μονωμένος φέρει ἡλεκτρικὸν φορτίον  $Q$  καὶ ἔχει δυναμικὸν  $U$ . Διὰ τὴν φόρτισιν τοῦ αγωγού τούτου ἐδαπανήθη ἐνέργεια, ἡ ὁποία μετὰ τὴν φόρτισιν τοῦ αγωγού εἶναι ἀποταμιευμένη ἐπὶ τοῦ αγωγού. Ἐὰν  $C$  εἶναι ἡ χωρητικότης τοῦ αγωγού, τότε ἰσχύει ἡ σχέση

$$C = Q/U \quad \text{ἄρα} \quad Q = C \cdot U$$

Διὰ νὰ ὑπολογίσωμεν τὸ ἔργον  $W$ , τὸ ὁποῖον ἐδαπανήθη διὰ τὴν φόρτισιν τοῦ αγωγού, πρέπει νὰ ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι, διὰ νὰ ὑψωθῇ τὸ δυναμικὸν τοῦ αγωγού ἀπὸ 0 εἰς  $U$ , μεταφέρθησαν τμηματικῶς ἐπὶ τοῦ αγωγού ἡλεκτρικὰ φορτία. Ἡ μεταβολὴ τοῦ δυναμικοῦ συναρτῆσει τοῦ φορτίου παριστάνεται γραφικῶς μετὰ μίαν εὐθεΐαν  $OA$  (σχ. 59). Διὰ νὰ μεταφέρωμεν ἐπὶ τοῦ αγωγού ἓνα πολὺ μικρὸν φορτίον  $\Delta Q$ , ὅταν ὁ αγωγός ἔχη ἀποκτήσει δυναμικὸν  $U_1$ , πρέπει νὰ δαπανήσωμεν ἔργον :

$$\Delta W = \Delta Q \cdot U_1$$

Παρατηροῦμεν ὅτι, ἂν τὸ  $\Delta Q$  εἶναι πολὺ μικρὸν, τὸ ἔργον τοῦτο  $\Delta W$  ἰσοῦται ἀριθμητικῶς μετὰ τὸ ἐμβαδὸν ἑνὸς μικροῦ ὀρθογωνίου παραλληλογράμμου. Συνεπῶς τὸ ὅλον ἔργον  $W$ , τὸ ὁποῖον δαπανᾶται κατὰ τὴν φόρτισιν τοῦ αγωγού ἰσοῦται ἀριθμητικῶς μετὰ τὸ ἐμβαδὸν ἑνὸς ὀρθογωνίου τριγώνου, ἔχοντος καθέτους πλευράς ἴσας μετὰ  $Q$  καὶ  $U$ . Ἐὰν εἶναι  $W = \frac{Q \cdot U}{2}$ . Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι :

**Ἄγωγός ἔχων ἡλεκτρικὸν φορτίον  $Q$  καὶ δυναμικὸν  $U$  περιλαμβάνει ἐνέργειαν, ἴσην ἀριθμητικῶς μετὰ τὸ ἥμισυ τοῦ γινομένου τοῦ φορτίου τοῦ ἐπὶ τὸ δυναμικόν του.**

$$\text{Ἐνέργεια αγωγού :} \quad W = \frac{1}{2} \cdot Q \cdot U \quad \eta \quad W = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}$$

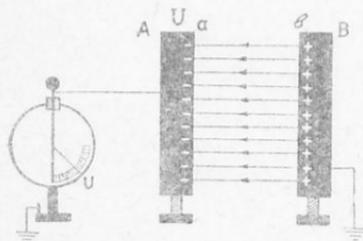
Ἐὰν τὰ μεγέθη  $Q$ ,  $U$  καὶ  $C$  μετροῦνται εἰς ἡλεκτροστατικὰς μονάδας, τότε οἱ ἀνωτέρω τύποι δίδουν τὴν ἐνέργειαν τοῦ αγωγού εἰς ἔργια. Ἐὰν δὲ ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

τὰ μεγέθη  $Q$ ,  $U$  καὶ  $C$  μετροῦνται εἰς πρακτικὰς μονάδας, τότε οἱ ἀνωτέρω τύποι δίδουν τὴν ἐνέργειαν τοῦ ἀγωγοῦ εἰς Joule.

Οὕτω ἂν ἀγωγὸς ἔχῃ φορτίον  $Q = 10 \text{ Cb}$  καὶ δυναμικὸν  $U = 8 \text{ V}$ , ἡ ἐνέργεια τοῦ ἀγωγοῦ εἶναι :

$$W = \frac{1}{2} \times 10 \times 8 = 40 \text{ Joule}$$

56. Πυκνωτής. — Ἐνας μονωμένος ἀγωγός, ὁ ὁποῖος φέρει ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q$ , ἔχει σταθερὰν χωρητικότητα  $C = Q/U$  (§ 53). Ἐκτελοῦμεν τὸ ἀκόλουθον πείραμα. Λαμβάνομεν μεταλλικὴν πλάκα  $A$ , ἡ ὁποία εἶναι μονωμένη καὶ φέρει ἀρνητικὸν φορτίον  $-Q$ .



Σχ. 60. Ἐπίπεδος πυκνωτής.

Συνδέομεν τὴν πλάκα με ἠλεκτρομέτρον καὶ εὐρίσκομεν ὅτι τὸ δυναμικὸν τῆς πλακῶς  $A$  εἶναι  $U$  (σχ. 60). Πλησιάζομεν εἰς τὴν πλάκα  $A$  μίαν ἄλλην ὁμοίαν μεταλλικὴν πλάκα  $B$ , ἡ ὁποία εἶναι προσγειωμένη (δηλαδὴ εὐρίσκεται εἰς συγκοινωνίαν με τὸ ἔδαφος). Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ παρουσία τῆς πλακῶς  $B$  προκαλεῖ ἐλάττωσιν τοῦ δυναμικοῦ τῆς πλακῶς  $A$ . Διὰ τὰ ἐπανα-

φέρωμεν τὴν πλάκα  $A$  εἰς τὸ ἀρχικὸν δυναμικὸν τῆς, πρέπει νὰ δώσωμεν εἰς τὴν πλάκα συμπληρωματικὸν φορτίον. Ὅστε ἡ προσέγγις τῆς πλακῶς  $B$  προκαλεῖ αὐξήσιν τῆς χωρητικότητος τῆς πλακῶς  $A$ . Ἀπὸ τὸ ἀνωτέρω πείραμα συνάγεται ὅτι :

**Ἡ χωρητικότης μονωμένου καὶ φορτισμένου ἀγωγοῦ αὐξάνεται, ἂν εἰς τὸν ἀγωγὸν τοῦτον πλησιάσῃ ἄλλος μονωμένος ἀγωγός, ὁ ὁποῖος εἶναι προσγειωμένος.**

Τὸ σύστημα τῶν ἀνωτέρω δύο ἀγωγῶν καλεῖται **πυκνωτής**, οἱ δὲ δύο ἀγωγοὶ καλοῦνται **ὀπλισμοὶ** τοῦ πυκνωτοῦ.

Ἡ αὐξήσις τῆς χωρητικότητος τῆς πλακῶς  $A$  εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς ἐυκίνησιν τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων τῶν ἀγωγῶν. Κατ' ἀρχάς ἐπὶ τῆς πλακῶς  $A$  ὑπάρχον ἡ πλεονάζοντα ἠλεκτρόνια, ἔνεκα τῶν ὁποίων ἡ πλάξ ἐφαίνεται ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένη. Ὅταν πλησίον τῆς πλακῶς  $A$  φέρωμεν τὴν προσγειωμένην πλάκα  $B$ , αὕτη ἠλεκτρίζεται ἐξ ἐπαγωγῆς. Οὕτω ἠλεκτρόνια τῆς πλακῶς  $B$  ἀπωθούμενα ἐκρθεοῦν πρὸς τὸ ἔδαφος. Τὰ ἀπομείναντα ἐπὶ τῆς πλακῶς  $B$  θετικὰ φορτία διατάσσονται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας  $\beta$  τῆς πλακῶς. Ἀλλὰ τὰ θετικὰ φορτία τῆς πλακῶς  $B$  ἔλκουν ἠλεκτρόνια ἐκ τοῦ ἠλεκτρομέτρου πρὸς τὴν πλάκα  $A$ . Οὕτω ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρισμένη πλάξ  $B$  καθιστᾷ τὴν πλάκα  $A$  ἱκανὴν νὰ συκρατῇ ἐπ' αὐτῆς μεγαλύτερον ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων· δηλαδὴ ἡ πλάξ  $B$  προκαλεῖ αὐξήσιν τῆς χωρητικότητος τῆς πλακῶς  $A$ .

57. Χωρητικότης πυκνωτοῦ. — Ὁ προσγειωμένος ὀπλισμὸς  $B$  τοῦ πυκνωτοῦ ἔχει δυναμικὸν ἴσον με μηδέν, ὁ δὲ ἄλλος ὀπλισμὸς  $A$  ἔχει δυναμικὸν  $U$ . Οὕτω μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ ὑπάρχει πάντοτε διαφορὰ δυναμικοῦ  $U$ . Ἄν ὁ ὀπλισμὸς  $A$  φέρει φορτίον  $+Q$ , τότε ἐπὶ τοῦ ὀπλι-

σμοῦ Β ἀναπτύσσεται ἐξ ἐπαγωγῆς ἴσον ἐτερόνυμον φορτίον — Q. Οὕτω, μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ σχηματίζεται ὁμογενές ἠλεκτρικόν πεδίου. Κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὸν ὁρισμὸν τῆς χωρητικότητος άγωγού ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος ὁρισμὸς τῆς **χωρητικότητος πυκνωτοῦ** :

**Χωρητικότης (C) πυκνωτοῦ καλεῖται τὸ σταθερὸν πηλίκον τοῦ φορτίου (Q) διὰ τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ (U), ἢ ὁποία ὑπάρχει μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν του.**

$$\text{χωρητικότης πυκνωτοῦ : } C = \frac{Q}{U}$$

Ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ ἐκφράζει ἀριθμητικῶς τὸ φορτίον, τὸ ὁποῖον πρέπει νὰ δοθῇ εἰς τὸν πυκνωτήν, διὰ νὰ ἀξήθη ἡ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν του διαφορὰ δυναμικοῦ κατὰ μίαν μονάδα δυναμικοῦ (ὅταν  $U = 1$ , τότε  $C = Q$ ).

Ἡ χωρητικότης πυκνωτοῦ μετρεῖται μὲ τὰς γνωστὰς μονάδας χωρητικότητος.

57α. Εὗρεσις τῆς χωρητικότητος ἐπιπέδου πυκνωτοῦ. — Ὁ πυκνωτής, τὸν ὁποῖον ἐθεωρήσαμεν ἀνωτέρω (σχ. 61), καλεῖται **ἐπίπεδος πυκνωτής**.

Ἄν  $l$  εἶναι ἡ ἀπόστασις τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ τούτου, τότε τὸ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν σχηματιζόμενον ὁμογενές ἠλεκτρικόν πεδίου (§ 49) ἔχει ἔντασιν :

$$E = \frac{U}{l}$$

Ὅλαι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ πεδίου εἶναι κάθετοι πρὸς τὴν ἐσωτερικὴν ἐπιφάνειαν τῆς πλακῆς Α. Ἄν  $S$  εἶναι τὸ ἔμβαδὸν αὐτῆς τῆς ἐπιφανείας, τότε διὰ τῆς ἐπιφανείας  $S$  διέρχεται ἠλεκτρικὴ ροή :

$$\Phi = E \cdot S \quad (1)$$

Διὰ τῆς ἐπιφανείας  $S$  διέρχεται ὁλόκληρος ἡ ἠλεκτρικὴ ροή  $\Phi$ , τὴν ὁποίαν παράγει τὸ φορτίον  $Q$  τῆς πλακῆς Α' διότι τὸ ἠλεκτρικόν πεδίου εἶναι ἐντοπισμένον μόνον μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν. Ἄλλὰ γνωρίζομεν (§ 39) ὅτι ἡ ὀλικὴ ἠλεκτρικὴ ροή  $\Phi$ , τὴν ὁποίαν παράγει ἓνα φορτίον  $Q$  εἶναι :

$$\Phi = 4\pi \cdot Q \quad (2)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) ἔχομεν :

$$4\pi \cdot Q = E \cdot S$$

Ἄν εἰς τὴν εὐρεθεῖσαν σχέσιν θέσωμεν  $E = U/l$  καὶ  $Q = C \cdot U$ , εὐρίσκομεν :

$$4\pi \cdot C \cdot U = \frac{U}{l} \cdot S \quad \eta, \quad 4\pi \cdot C = \frac{S}{l}$$

Ἀπὸ τὴν εὐρεθεῖσαν ἐξίσωσιν συνάγεται ὅτι :

**Ἡ χωρητικότης ἐπιπέδου πυκνωτοῦ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ ἐμβαδὸν (S) τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐνὸς τῶν ὀπλισμῶν καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόστασιν (l) τῶν δύο ὀπλισμῶν.**

$$\text{χωρητικότης ἐπιπέδου πυκνωτοῦ : } C = \frac{S}{4 \pi \cdot l}$$

**Παράδειγμα.** Πυκνωτὴς ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο μεταλλικοὺς δίσκους ἀκτίνας 12 cm. Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο ὀπλισμῶν εἶναι 2 mm. Ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ τούτου εἶναι :

$$C = \frac{144 \pi}{4\pi \times 0,2} = 180 \text{ ΗΣΜ} - \text{χωρητικότητος} \quad \eta \quad C = \frac{180}{9 \cdot 10^9} = \frac{2}{10^7} \mu\text{F}$$

58. Χωρητικότης σφαιρικοῦ πυκνωτοῦ.— Οἱ ὀπλισμοὶ τοῦ σφαιρικοῦ πυκνωτοῦ ἔχουν σχῆμα συγκεντρικῶν σφαιρῶν A καὶ B, τῶν ὁποίων αἱ ἀκτίνες εἶναι ἀντιστοίχως r καὶ R (σχ. 62). Φέρομεν ἐπὶ τῆς σφαίρας A φορτίον + Q. τότε ἐπὶ τῆς σφαίρας B ἀναπτύσσεται ἐξ ἐπαγωγῆς φορτίον -Q. Εἰς τὸ κέντρον K τῶν δύο σφαιρῶν τὸ δυναμικὸν U εἶναι ἴσον μὲ τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν δυναμικῶν, τὰ ὁποῖα ὀφείλονται εἰς τὰ φορτία + Q καὶ -Q. Οὕτω ἔχομεν :

$$U = \frac{Q}{r} - \frac{Q}{R} \quad \eta \quad U = \frac{Q \cdot (R - r)}{R \cdot r}$$

Τὸ δυναμικὸν U ἐκφράζει τὸ δυναμικόν, τὸ ὁποῖον ἐπικρατεῖ ἐντὸς ὀλοκλήρου τῆς ἐσωτερικῆς σφαίρας A (§ 45), δηλαδὴ ἐκφράζει τὸ δυναμικόν τοῦ ὀπλισμοῦ A τοῦ πυκνωτοῦ. Ὁ ἄλλος ὀπλισμὸς B εἶναι προσγειωμένος καὶ συνεπῶς τὸ δυναμικόν του εἶναι ἴσον μὲ μηδεν. Οὕτω ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ εἶναι

Σχ. 62 Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς χωρητικότητος σφαιρικοῦ πυκνωτοῦ.

ἴση μὲ τὸ εὐρεθὲν δυναμικόν U τοῦ ὀπλισμοῦ A. Ἄρα ἡ χωρητικότης τοῦ σφαιρικοῦ πυκνωτοῦ εἶναι :

$$C = \frac{Q}{U} = Q : \frac{Q \cdot (R - r)}{R \cdot r} \quad \eta$$

$$C = \frac{R \cdot r}{R - r}$$

59. Ἐνέργεια φορτισμένου πυκνωτοῦ.— Ὅπως εἰς τὴν περίπτωσιν φορτισμένου ἀγωγοῦ (§ 55), οὕτω καὶ ὁ φορτισμένος πυκνωτὴς ἔχει ἀποταμειωμένην ἐνέργειαν. Εὐρίσκεται δὲ ὅτι καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ πυκνωτοῦ ἰσχύουν τὰ ἐξῆς :

**Πυκνωτὴς, ἔχων ἠλεκτρικὸν φορτίον Q καὶ διαφορὰν δυναμικοῦ U μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν του, περιλαμβάνει ἐνέργειαν ἴσην ἀριθμητικῶς μὲ τὸ ἥμισυ τοῦ γινομένου τοῦ φορτίου του ἐπὶ τὴν μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν του διαφορὰν δυναμικοῦ.**

$$\text{ἐνέργεια φορτισμένου πυκνωτοῦ : } W = \frac{1}{2} Q \cdot U \quad \eta \quad W = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}$$

Οὕτω, ἂν πυκνωτὴς ἔχῃ χωρητικότητα  $C = 4 \mu\text{F}$  καὶ φορτισθῇ ὑπὸ τάσιν  $U = 1000$  Volt, τότε ἡ ἀποταμιευμένη ἐπὶ τοῦ πυκνωτοῦ ἐνέργεια εἶναι :

$$W = \frac{1}{2} \times \frac{4}{10^6} \times (1000)^2 = 2 \text{ Joule.}$$

Ἔ60. Σύνδεσις πυκνωτῶν. — Ἐάν συνδέσωμεν καταλλήλως πολλοὺς πυκνωτάς, λαμβάνομεν *συστοιχίαν πυκνωτῶν*.

α') *Παράλληλος σύνδεσις*. — Οἱ πυκνωταί συνδέονται ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 63. Οὕτω μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν ἐκάστου πυκνωτοῦ ὑπάρχει ἡ αὐτὴ διαφορὰ δυναμικοῦ  $U$ .

Τὰ φορτία τῶν πυκνωτῶν εἶναι :

$$Q_1 = C_1 \cdot U \quad Q_2 = C_2 \cdot U \quad Q_3 = C_3 \cdot U.$$

Τὸ ὅλικόν φορτίον  $Q_{ολ}$  τῆς συστοιχίας εἶναι :

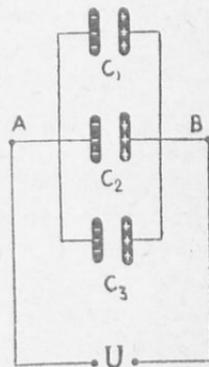
$$Q_{ολ} = Q_1 + Q_2 + Q_3 = U (C_1 + C_2 + C_3).$$

Ἡ δὲ ὅλικὴ χωρητικότης  $C_{ολ}$  τῆς συστοιχίας εἶναι :

$$C_{ολ} = \frac{Q_{ολ}}{U} = \frac{U (C_1 + C_2 + C_3)}{U}$$

ἄρα

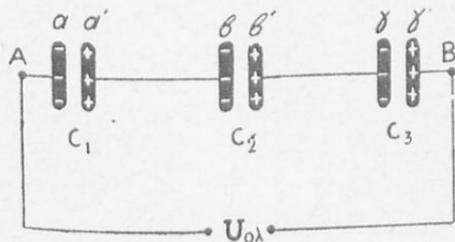
$$C_{ολ} = C_1 + C_2 + C_3$$



Σχ. 63. Παράλληλος σύνδεσις πυκνωτῶν.

β') *Σύνδεσις κατὰ σειρᾶν*. — Οἱ πυκνωταί συνδέονται ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 64. Φέρομεν εἰς τὸν ὀπλισμὸν α τοῦ πρώτου πυκνωτοῦ φορτίον  $-Q$ . Τότε ἐπὶ τοῦ ὀπλισμοῦ α' ἀπομένει τὸ ἐξ ἐπαγωγῆς ἀναπτυχθὲν φορτίον  $+Q$ , ἐνῶ τὸ ὁμώνυμον φορτίον  $-Q$  μεταβαίνει εἰς τὸν ὀπλισμὸν β τοῦ δευτέρου πυκνωτοῦ.

Διὰ τὸν ἴδιον λόγον καὶ ὁ ὀπλισμὸς γ τοῦ τρίτου πυκνωτοῦ θὰ ἔχῃ φορτίον  $-Q$ . Οὕτω ἐκάστος πυκνωτὴς φέρει τὸ αὐτὸ φορτίον  $Q$ . Αἱ διαφοραὶ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τῶν πυκνωτῶν εἶναι :



Σχ. 64. Σύνδεσις πυκνωτῶν κατὰ σειρᾶν.

$$U_1 = \frac{Q}{C_1} \quad U_2 = \frac{Q}{C_2} \quad U_3 = \frac{Q}{C_3}.$$

Ἡ ὅλικὴ τάσις  $U_{ολ}$  εἶναι ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν μερικῶν τάσεων. Ἄρα ἔχομεν :

$$U_{ολ} = U_1 + U_2 + U_3 = Q \left( \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right)$$

$$\text{καὶ} \quad \frac{U_{ολ}}{Q} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \quad (1)$$

Ἡ ὀλικὴ χωρητικότης  $C_{ολ}$  τῆς συστοιχίας εἶναι :

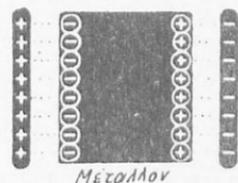
$$C_{ολ} = \frac{Q}{U_{ολ}} \quad \text{ἢ} \quad \frac{U_{ολ}}{Q} = \frac{1}{C_{ολ}} \quad (2)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) εὐρίσκομεν :

$$\frac{1}{C_{ολ}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}$$

61. Μονωτῆς ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου.— Μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν ἐνὸς πυκνωτοῦ φέρομεν μίαν μεταλλικὴν πλάκα. Τότε τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τῆς μεταλλικῆς πλακός, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, μετακινουῦνται καὶ συγκεντρῶνονται εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς πλακός τὴν εὐρισκομένην ἀπέναντι τοῦ θετικοῦ ὀπλισμοῦ τοῦ πυκνωτοῦ (σχ. 65).

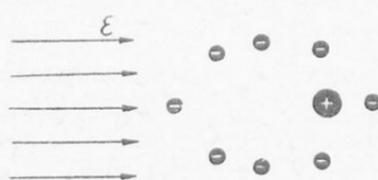
Οὕτω ἐπὶ τῆς μιᾶς πλευρᾶς τῆς μεταλλικῆς πλακός ἀναπτύσσεται ἀρνητικὸν φορτίον καὶ ἐπὶ τῆς ἄλλης πλευρᾶς ἀναπτύσσεται θετικὸν φορτίον. Τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίον ἐντοπίζεται μεταξὺ ἐκάστου ὀπλισμοῦ καὶ τῆς ἀπέναντι αὐτοῦ εὐρισκομένης ἐπιφανείας τῆς μεταλλικῆς πλακός. Εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τῆς μεταλλικῆς πλακός δὲν ὑπάρχει ἠλεκτρικὸν πεδίον. Μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ φέρομεν μίαν πλάκα μονωτοῦ. Εἰς τοὺς μονωτὰς δὲν ὑπάρχουν ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια. Ἐπίσης εἰς τὸν μονωτὴν ἀποκλείεται ἡ μετάβασις ἠλεκτρονίου ἀπὸ ἓνα μῦριον εἰς ἄλλο. Ὅταν ὅμως ὁ μονωτῆς εὐρεθῇ ἐντὸς τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τότε ἕκαστον μῦριον τοῦ μονωτοῦ συμπεριφέρεται ὅπως συμπεριφέρεται ὁλόκληρος ἡ μεταλλικὴ πλάξ εἰς τὴν προηγουμένην περίπτωσιν. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου



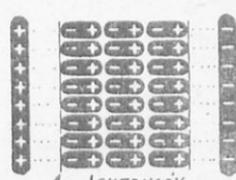
Σχ. 65. Μεταλλικὴ πλάξ ἐντὸς ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου.



Σχ. 66. Ἄτομον διηλεκτρικοῦ ἐκτὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου.



Σχ. 66α. Ἄτομον διηλεκτρικοῦ ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου.



Σχ. 67. Πλάξ διηλεκτρικοῦ ἐντὸς ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου.

συμβαίνουν ἐντὸς ἐκάστου ἀτόμου ἢ μορίου τοῦ μονωτοῦ μετακινήσεις ἠλεκτρονίων καὶ οὕτω εἰς δύο ἐκ διαμέτρου ἀντίθετα σημεῖα τοῦ μορίου τοῦ μονωτοῦ ἀναπτύσσονται ἴσα ἐτερόνυμα φορτία (σχ. 66, 66α). Ὡστε ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου κάθε μῦριον τοῦ μονωτοῦ μεταβάλλεται εἰς ἓνα ἠλεκτρικὸν δίπολον. Τὰ σχηματιζόμενα ἠλεκτρικὰ δίπολα διατάσσονται ἐντὸς τοῦ διηλεκτρικοῦ κατὰ μῆκος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ ἐξωτερικοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου (σχ. 67). Εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ διηλεκτρικοῦ ἐπέρχεται ἀμοιβαία ἐξουδετέρ-

ρωσις τῶν φορτίων τῶν διπόλων. Τὰ φορτία τὰ εὕρισκόμενα ἐπὶ τῶν δύο ἐπιφανειῶν τοῦ διηλεκτρικοῦ δὲν ἐξουδετερώνονται. Ἡ τοιαύτη μεταβολὴ τῶν μορίων τοῦ διηλεκτρικοῦ εἰς ἠλεκτρικὰ δίπολα καλεῖται **πόλωσις τοῦ διηλεκτρικοῦ** καὶ διατηρεῖται ἐπ' ὀλίγον χρόνον μετὰ τὴν κατάργησιν τοῦ ἐξωτερικοῦ πεδίου. Ὡστε :

**Ὅταν ἓνα διηλεκτρικὸν φέρεται ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τότε τὸ διηλεκτρικὸν ὑφίσταται πόλωσιν, ἥτοι τὰ μόριά του γίνονται ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρικὰ δίπολα, τὰ ὁποῖα διατάσσονται κατὰ μῆκος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.**

62. Ἐπίδρασις τοῦ διηλεκτρικοῦ ἐπὶ τῆς χωρητικότητος πυκνωτοῦ. — Ἐπίπεδος πυκνωτῆς φέρει ἐπὶ τῶν δύο ὀπλισμῶν του φορτία  $+Q$  καὶ  $-Q$ .

Μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν του ὑπάρχει στρῶμα ἀέρος, τὸ ὁποῖον ἔχει πάχος  $l$ . Μὲ ἓνα ἠλεκτρόμετρον μετροῦμεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ  $U_0$ , ἣ ὁποῖα ὑπάρχει μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ (σχ. 68). Ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ τούτου καθορίζεται ἀπὸ τὰς σχέσεις :

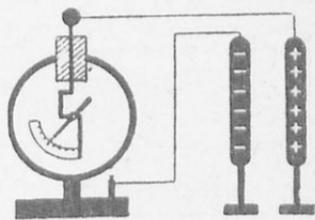
$$C_0 = \frac{Q}{U_0} \quad \text{καὶ} \quad C_0 = \frac{S}{4\pi l}$$

Μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ τούτου τοποθετοῦμεν πλάκα διηλεκτρικοῦ (π.χ. ὑάλου), ἣ ὁποῖα ἔχει πάχος  $l$ , ὅσον δηλαδὴ ἦτο προηγουμένως καὶ τὸ πάχος τοῦ στρώματος τοῦ ἀέρος.

Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ διαφορὰ δυναμικοῦ ἐλάττωται καὶ γίνεται  $U < U_0$ . Ἡ παρεμβολὴ τοῦ διηλεκτρικοῦ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ δὲν προκαλεῖ μεταβολὴν τοῦ φορτίου  $Q$  τοῦ πυκνωτοῦ. Ἐπειδὴ ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν  $C_0 = \frac{Q}{U_0}$ , συμπεραίνομεν ὅτι ἡ ἐλάττωσις τῆς τάσεως ἀπὸ  $U_0$  εἰς  $U$  ὀφείλεται εἰς ἀΰξησιν τῆς χωρητικότητος τοῦ πυκνωτοῦ ἀπὸ  $C_0$  εἰς  $C$ . Ὁ λόγος  $\frac{C}{C_0}$  καλεῖται **διηλεκτρικὴ σταθερὰ** τοῦ χρησιμοποιηθέντος μονωτικοῦ σώματος. Ἐκαστὸν διηλεκτρικὸν σῶμα ἔχει ἰδίαν διηλεκτρικὴν σταθερὰν (βλ. πίνακα). Διὰ τὸ κενὸν καὶ κατὰ προσέγγισιν διὰ τὸν ἀέρα ἡ διηλεκτρικὴ σταθερὰ εἶναι ἴση μὲ 1. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα :

**I. Διηλεκτρικὴ σταθερὰ ἐνὸς σώματος καλεῖται ὁ λόγος τῆς χωρητικότητος ( $C$ ) πυκνωτοῦ, ἔχοντος ὡς διηλεκτρικὸν τὸ σῶμα τοῦτο, πρὸς τὴν χωρητικότητα ( $C_0$ ) τοῦ αὐτοῦ πυκνωτοῦ, ἔχοντος ὡς διηλεκτρικὸν τὸν ἀέρα.**

$$\text{διηλεκτρικὴ σταθερὰ: } k = \frac{C}{C_0}$$



Σχ. 68. Μέτρησης τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν πυκνωτοῦ.

**II. Ἡ χωρητικότης ἐπιπέδου πυκνωτοῦ, διὰ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ ὑπάρχει διηλεκτρικόν, εἶναι :**

$$\text{χωρητικότης πυκνωτοῦ: } C = k \cdot C_0 \quad \eta \quad C = k \cdot \frac{S}{4 \pi l}$$

Διηλεκτρικὴ σταθερὰ  $k = C/C_0$

Κενὸν . . . . .	1,00000	Μαρμαρυγίας . . . . .	5—7
Ἵδρογόνον . . . . .	1,00022	Ἵγαιος . . . . .	2—16
Ὄξυγόνον . . . . .	1,00055	Παραφινέλαιον . . . . .	4,6—4,8
Ἄηρ . . . . .	1,00059	Ἀκετόνη . . . . .	20
Παραφίνη . . . . .	2—2,3	Οἰνόπνευμα . . . . .	27
Χάρτης . . . . .	2—2,4	Γλυκερίνη . . . . .	56
Ξύλον . . . . .	2,5—8	Ἵδωρ . . . . .	81

**Ἐρμηνεία τῆς ἐπιδράσεως τοῦ διηλεκτρικοῦ.**—Ἐνεκα τῆς πολώσεως τοῦ διηλεκτρικοῦ ἀναπτύσσονται ἐπὶ τῶν δύο ἐπιφανειῶν τοῦ διηλεκτρικοῦ ἠλεκτρικὰ φορτία (σχ. 67). Τὰ φορτία αὐτὰ δημιουργοῦν ἐντὸς τοῦ διηλεκτρικοῦ ἠλεκτρικὸν πεδίου, τὸ ὁποῖον εἶναι ἀντίθετον πρὸς τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου τὸ δημιουργούμενον ἀπὸ τὰ φορτία τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ. Οὕτω τὸ διηλεκτρικὸν προκαλεῖ ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου καὶ συνεπῶς ἐλάττωσιν τῆς τάσεως μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ. Αὕτη ὁμως ἡ ἐλάττωσις τῆς τάσεως προκαλεῖ αὐξήσιν τῆς χωρητικότητος τοῦ πυκνωτοῦ. Ὡστε :

**Ἡ παρεμβολὴ διηλεκτρικοῦ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ προκαλεῖ αὐξήσιν τῆς χωρητικότητος τοῦ πυκνωτοῦ κατὰ τὸν συντελεστὴν  $k$ , διότι ἡ πόλωσις τοῦ διηλεκτρικοῦ ἐπιφέρει ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου κατὰ τὸν αὐτὸν συντελεστὴν  $k$ .**

$$\text{χωρητικότης πυκνωτοῦ μὲ διηλεκτρικόν: } C = k \cdot C_0$$

Γενικῶς ἡ πόλωσις τοῦ διηλεκτρικοῦ ἐπιφέρει ἕξασθένεισιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ὄταν λοιπὸν δύο σημειώδη ἠλεκτρικὰ φορτία  $Q_1$  καὶ  $Q_2$  εὐρίσκωνται ἐντὸς τοῦ κενοῦ ἢ τοῦ ἀέρος, τότε ἡ μεταξὺ τῶν δύο φορτίων ἕξασκουμένη δύναμις εἶναι:  $F = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2}$ . Ἐὰν ὁμως τὰ δύο αὐτὰ ἠλεκτρικὰ φορτία εὐρίσκωνται ἐντὸς ὁμογενοῦς διηλεκτρικοῦ, τότε ἡ μεταξὺ αὐτῶν ἕξασκουμένη δύναμις εἶναι μικρότερα κατὰ τὸν συντελεστὴν  $k$ . Ἄρα ὁ νόμος τοῦ Coulomb πρέπει τότε νὰ γραφῆ ὡς ἑξῆς :

$$\text{νόμος τοῦ Coulomb: } F = \frac{1}{k} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2}$$

Ὅμοιος, ἂν ἓνα ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q$  εὐρίσκεται ἐντὸς ὁμογενοῦς διηλεκ-

τρικού, τότε εις απόστασιν  $r$  ή έντασις του ήλεκτρικού πεδίου και τὸ δυναμικὸν θά εἶναι :

$$\begin{aligned} \text{έντασις ήλεκτρικού πεδίου: } E &= \frac{1}{k} \cdot \frac{Q}{r^2} \\ \text{δυναμικόν: } U &= \frac{1}{k} \cdot \frac{Q}{r} \end{aligned}$$

— 63. **Ένέργεια του ήλεκτρικού πεδίου.**— Διά νά φορτίσωμεν ένα επίπεδον πυκνωτήν, ἔχοντα ὡς διηλεκτρικὸν τὸν ἀέρα, δαπανῶμεν ἐνέργειαν (§ 59) Ἡμποροῦμε νά θεωρήσωμεν ὅτι αὐτὴ ή δαπανηθεῖσα ἐνέργεια  $W_0$  ἀποταμιεύεται εἰς τὸν χῶρον ὁ ὁποῖος ὑπάρχει μεταξύ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ. Θεωροῦμεν λοιπὸν ὅτι ή ἐνέργεια  $W_0$  ἀποταμιεύεται ἐντὸς τοῦ ήλεκτρικοῦ πεδίου ὑπό μορφήν *ἐνεργείας τοῦ ήλεκτρικοῦ πεδίου*. Ἡ ἐνέργεια αὐτὴ γνωρίζομεν (§ 59), ὅτι εἶναι :

$$W_0 = \frac{1}{2} C \cdot U^2. \quad (1)$$

*Πυκνότης ἐνεργείας ( $u$ ) τοῦ ήλεκτρικοῦ πεδίου καλεῖται ή ἐνέργεια, ή ὁποία εἶναι ἀποταμιευμένη εἰς  $1 \text{ cm}^3$  τοῦ πεδίου.*

Ἡ πυκνότης ἐνεργείας εὐρίσκεται εὐκόλα ὡς ἐξήης: Ἡ έντασις τοῦ ὁμογενοῦς πεδίου εἶναι  $E = U/l$  ἄρα εἶναι  $U = E \cdot l$ . Ἐπίσης ή χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ εἶναι  $C_0 = \frac{S}{4\pi l}$ . Ἐάν θέσωμεν τὰς τιμὰς τῶν  $U$  καὶ  $C_0$  εἰς τὴν ἐξίσωσιν (1) εὐρίσκομεν :

$$W_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{S}{4\pi l} \cdot E^2 \cdot l^2 \quad \text{ή} \quad W_0 = \frac{S \cdot l \cdot E^2}{8\pi}. \quad (2)$$

Ὁ ὄγκος  $V$  τοῦ μεταξύ τῶν ὀπλισμῶν χῶρου εἶναι  $V = S \cdot l$ . Ἐρα ή σχέσις (2) γράφεται :

$$W_0 = \frac{V \cdot E^2}{8\pi}.$$

Ἡ ζητουμένη *πυκνότης ἐνεργείας*  $u_0$  τοῦ ήλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι :

$$u_0 = \frac{W_0}{V} \quad \text{ἄρα} \quad \text{πυκνότης ἐνεργείας ήλεκτρικοῦ πεδίου: } u_0 = \frac{E^2}{8\pi}$$

Ἐάν ὁ πυκνωτὴς ἔχη μεταξύ τῶν ὀπλισμῶν του ένα διηλεκτρικόν, τότε ή ἀποταμιευμένη ἐντὸς τοῦ διηλεκτρικοῦ ἐνέργεια τοῦ ήλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι :

$$W = \frac{1}{2} C \cdot U^2.$$

Θέτοντες εἰς τὸν τύπον τούτον  $U = E \cdot l$  καὶ  $C = \frac{k \cdot S}{4\pi l}$  εὐρίσκομεν, ὅπως καὶ ἀνωτέρω, ὅτι ή *πυκνότης ἐνεργείας* τοῦ ήλεκτρικοῦ πεδίου, ὅταν ἐντὸς αὐτοῦ ὑπάρχη διηλεκτρικόν, εἶναι :

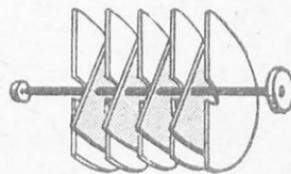
$$\text{πυκνότης ἐνεργείας ήλεκτρικοῦ πεδίου: } u = \frac{k \cdot E^2}{8\pi}$$

— 64. Διηλεκτρική ἀντοχή. — Διὰ μέσου τῶν διηλεκτρικῶν σωμάτων διέρχονται αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, δὲν εἶναι ὁμως δυνατὴ ἡ διέλευσις ἠλεκτρικῶν φορτίων. Τοῦτο ἰσχύει μέχρι μιᾶς μεγίστης τιμῆς  $E_{00}$  τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἐὰν ἡ ἐνταση τοῦ πεδίου ὑπερβῇ τὴν ὀρικὴν αὐτὴν τιμὴν, τότε τὸ διηλεκτρικὸν διατρύπεται καὶ διέρχεται διὰ μέσου αὐτοῦ ἠλεκτρικὸς σπινθήρ, δηλαδὴ διέρχεται ἠλεκτρικὸν φορτίον. Ἡ μεγίστη ἐνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὴν ὁποίαν ἡμπορεῖ νὰ ἀντέξῃ τὸ διηλεκτρικόν, χωρὶς νὰ διατρηθῇ ἀπὸ σπινθήρα, καλεῖται *διηλεκτρικὴ ἀντοχὴ* τοῦ σώματος· ἡ τιμὴ αὐτῆς εἶναι: διὰ τὸν ἀέρα 30 kV/cm, διὰ τὴν ὕαλον 300—1500 kV/cm, διὰ τὸν παραφινωμένον χάρτην 500 kV/cm, διὰ τὸν μαρμαρυγιάν 1500—2200 kV/cm.

Δ 65. Μορφαὶ πυκνωτῶν. — Ὁ πυκνωτὴς, ὁ ὁποῖος ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ἐπιπέδους ὀπλισμοῦ καλεῖται *ἐπίπεδος πυκνωτὴς*. Εἰς τὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς χρησιμοποιοῦνται διάφοροι μορφαὶ πυκνωτῶν. Ὁ *φυλλωτὸς πυκνωτὴς* ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο στενὰ καὶ ἐπιμήκη φύλλα ἀργιλίου, μεταξὺ τῶν ὁποίων παρενθίεται ὡς διηλεκτρικὸν μία ταινία ἀπὸ παραφινωμένον χάρτην (σχ. 69). Οἱ ὀπλισμοὶ καὶ τὸ διηλεκτρικὸν τυλίσσονται, ὥστε ὁ πυκνωτὴς νὰ ἔχῃ μικρὸν ὄγκον. Οἱ *μεταβλητοὶ πυκνωταὶ* ἔχουν συνήθως ὡς διηλεκτρικὸν τὸν ἀέρα. Ὁ ἕνας ὀπλισμὸς τῶν ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν σειρὰν ἀκινήτων ἡμικυκλικῶν πλακῶν, αἱ ὁποῖαι συνδέονται μὲ



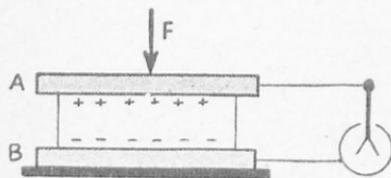
Σχ. 69. Φυλλωτὸς πυκνωτὴς.



Σχ. 70. Μεταβλητὸς πυκνωτὴς.

μεταλλικὰς ράβδους (σχ. 70). Ὁ ἄλλος ὀπλισμὸς τῶν ἀποτελεῖται ἀπὸ σειρὰν ὁμοίων ἡμικυκλικῶν πλακῶν, αἱ ὁποῖαι εἶναι στερεωμέναι ἐπὶ ἀξονος καὶ ἡμποροῦν νὰ εἰσάγωνται περισσότερον ἢ ὀλιγότερον μεταξὺ τῶν μονίμων πλακῶν. Διὰ τῆς μετακινήσεως τοῦ κινητοῦ ὀπλισμοῦ ἐπιτυγχάνεται ἡ μεταβολὴ τῆς χωρητικότητος τοῦ πυκνωτοῦ. Οἱ τοιοῦτοι πυκνωταὶ χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν ραδιοφωνίαν. Εἰς μερικὰς περιπτώσεις χρησιμοποιοῦνται πυκνωταὶ μὲ ὑ γ ρ α δ ι η λ ε κ τ ρ ι κ ᾶ (π.χ. ὀρυκτέλαιον). Τέλος εἰς ὀρισμένας περιπτώσεις χρησιμοποιοῦνται οἱ *ἠλεκτρολυτικοὶ πυκνωταὶ*, τῶν ὁποίων ἡ λειτουργία στηρίζεται εἰς τὸ φαινόμενον τῆς ἠλεκτρολύσεως.

66. Πιεζοηλεκτρισμός. — Εἶναι γνωστὸν ὅτι ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικοῦ πεδίου τὰ διηλεκτρικὰ ὑφίστανται πόλωσιν (§ 61). Ἐκτὸς ὁμως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου καὶ ἄλλα αἷτια προκαλοῦν ἀνάλογον πόλωσιν εἰς ὀρισμένα διηλεκτρικὰ καὶ ἰδιαιτέρως εἰς τοὺς κρυστάλλους τοῦ χαλαζίου καὶ τοῦ τουρμαλίνου. Μεταξὺ δύο μεταλλικῶν πλακῶν τοποθετεῖται πλακίδιον χαλαζίου, τὸ ὁποῖον ἔχει ἀποκοπεῖ ἀπὸ τὸν κρυστάλλον χαλαζίου καθ' ὀρισμένας διευθύνσεις ὡς πρὸς τοὺς



Σχ. 71. Πιεζοηλεκτρικὸν φαινόμενον.

ἀξονος τοῦ κρυστάλλου (σχ. 71). Αἱ δύο πλάκες συνδέονται μὲ ἠλεκτρόμετρον. Ἐὰν πιέσωμεν τὸ πλακίδιον τοῦ χαλαζίου, τότε μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν Α καὶ Β





τρικὴν ἐνέργειαν  $W = 1/2 \cdot C \cdot U^2$ . Ἐπομένως ἡ ἰσχύς (P) τῆς μηχανῆς εἶναι :

$$P = \frac{W}{t} = \frac{C \cdot U^2}{2t}$$

**Παράδειγμα.** — Ἐστω ὅτι μία μηχανὴ Wimshurst φορτίζει ἐντὸς χρόνου  $t = 10$  sec ἓνα πυκνωτὴν χωρητικότητος  $C = 1/20 \mu F$  εἰς δυναμικὸν  $U = 25\,000$  Volt. Ἐντὸς 10 sec ἡ μηχανὴ παρέχει εἰς τὸν πυκνωτὴν ἠλεκτρικὸν φορτίον :

$$Q = C \cdot U = \frac{1}{20 \times 10^6} \times 25\,000 = 0,00125 \text{ Cb.}$$

Ἄρα ἡ παροχὴ τῆς μηχανῆς εἶναι :  $\frac{Q}{t} = 0,000125 \text{ Cb/sec.}$

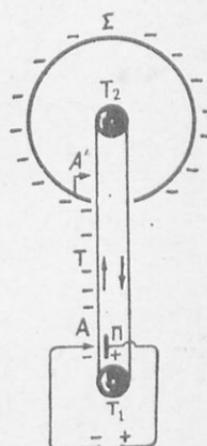
Ἐντὸς τοῦ χρόνου  $t = 10$  sec ἡ μηχανὴ παρέχει εἰς τὸν πυκνωτὴν ἐνέργειαν :

$$W = \frac{C \cdot U^2}{2} = \frac{1}{2} \times \frac{1}{20 \times 10^6} \times 25\,000^2 = 15,6 \text{ Joule.}$$

Ἄρα ἡ ἰσχύς τῆς μηχανῆς εἶναι :  $P = \frac{W}{t} = 1,56 \text{ Watt.}$

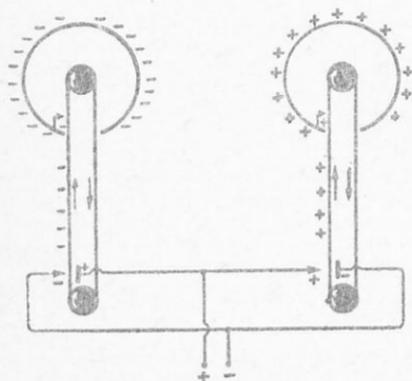
Ἡ ἰσχύς αὐτὴ εἶναι πολὺ μικρὰ διὰ τὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς.

**69. Μηχανὴ τοῦ Van de Graaff.** — Ἡ λειτουργία τῆς μηχανῆς τοῦ Van de Graaff (1931) στηρίζεται εἰς τὴν ἀκόλουθον γνωστὴν ἀρχήν : Ὄταν φορτισμένον δοκιμαστικὸν σφαιρίδιον ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὰ ἐσωτερικὰ τοιχώματα κοίλου καὶ μονωμένου ἀγωγοῦ, τότε τὸ σφαιρίδιον μεταδίδει εἰς τὸν ἀγωγὸν ὁλόκληρον τὸ φορτίον του, τὸ ὁποῖον ἔρχεται εἰς τὴν ἐξωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀγωγοῦ (§ 30). Ἡ μηχανὴ τοῦ Van de Graaff ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν μεγάλην μεταλλικὴν σφαῖραν τελείως μονωμένην ἀπὸ τὸ περιβάλλον καὶ τὸ ἔδαφος (σχ. 73). Μία ἀτέρμων ταινία ἀπὸ μονωτικὸν σῶμα (π.χ. ἀπὸ χάρτιν) κινεῖται μὲ τὴν βοήθειαν δύο τροχαλιῶν, ἕκ τῶν ὁποίων ἡ μία εὐρίσκεται ἐντὸς τῆς μεταλλικῆς σφαίρας, ἡ δὲ ἄλλη στρέφεται μὲ τὴν βοήθειαν κινητήρος. Εἰς τὸ κάτω μέρος ἡ ταινία διέρχεται μεταξὺ μιᾶς πλακῆς Π καὶ ἐνὸς συστήματος μεταλλικῶν ἀκίδων Α. Μεταξὺ τῆς πλακῆς Π καὶ τῶν ἀκίδων Α διατηρεῖται σταθερὰ διαφορὰ δυναμικοῦ. Εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοίχωμα τῆς σφαίρας εἶναι στερεωμένος ἀγωγός, ὁ ὁποῖος καταλήγει εἰς σύστημα μεταλλικῶν ἀκίδων Α. Ἐμπροσθεν τῶν ἀκίδων τούτων διέρχεται ἡ ταινία μετὰ τὴν εἴσοδον αὐτῆς ἐντὸς τῆς σφαίρας. Ἐστω ὅτι ἡ πλάξ Π φέρει πάντοτε θετικὸν φορτίον, αἱ δὲ ἀκίδες Α φέρουν πάντοτε ἀρνητικὸν φορτίον. Ἀπὸ τὰς ἀκίδας Α ἐκρέουν συνεχῶς ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα συλλαμβάνονται ἀπὸ τὸ ἀνερχόμενον μῆμα τῆς μονωτικῆς ταινίας καὶ μεταφέρονται μὲ τὴν κίνησιν τῆς ταινίας εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τῆς σφαίρας. Ἐπὶ τὸ ἐσωτερικὸν τοίχωμα τῆς σφαίρας ἐκτὶ δὲ ἀπὸ τῆς πλάξ Π καὶ τῶν ἀκίδων Α, τότε ἐπὶ

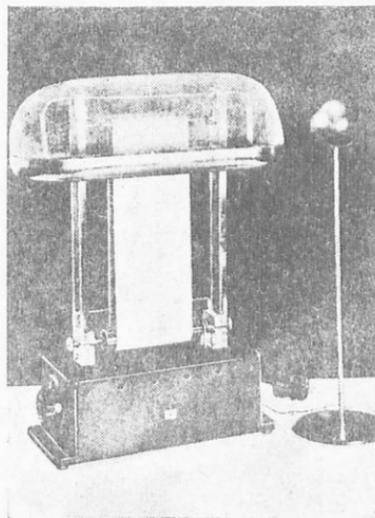


Σχ. 73. Σχηματικὴ παράστασις μηχανῆς τοῦ Van de Craaff.

τῶν ἀκίδων Α' ἀναπτύσσονται ἐξ ἐπαγωγῆς θετικά ἠλεκτρικά φορτία. Τὰ ἐπὶ τῆς ταινίας ὑπάρχοντα ἠλεκτρικά φορτία διαρρέουν τότε πρὸς τὸν ἀγωγὸν Α' καὶ ἐκείθεν εἰς τὴν ἐξωτερικὴν ἐπιφάνειαν τῆς σφαίρας. Οὕτω ἡ σφαῖρα παγιδεύει συνεχῶς τὰ ἐπὶ τῆς ταινίας φερόμενα ἠλεκτρικά φορτία, διότι ἡ ἐσωτερικὴ ἐπιφάνεια τῆς σφαίρας παραμένει πάντοτε οὐδετέρα. Τὸ δυναμικὸν τῆς σφαίρας ἀύξάνεται συνεχῶς καὶ δύναται νὰ ὑπερβῇ τὴν τιμὴν τῶν 2 000 000 Volt.



Σχ. 74. Σχηματικὴ παράστασις μηχανῆς τοῦ Van de Graaff μὲ δύο σφαιρικοὺς ἀγωγούς ἠλεκτρίζομένους ἑτερόνυμος.



Σχ. 75. Μηχανὴ τοῦ Van de Graaff διὰ σχολικὰ πειράματα.

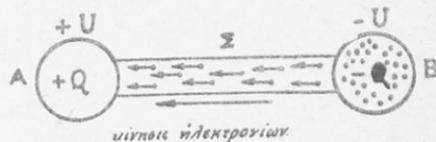
Ἡ μηχανὴ τοῦ Van de Graaff χρησιμοποιεῖται σήμερον εὐρύτατα εἰς τὰ ἐπιστημονικὰ ἐργαστήρια διὰ τὴν ἐπιτυχίαν διασπάσεων τῶν ἀτόμων. Εἰς τὸ σχῆμα 74 φαίνεται μία διπλῆ μηχανὴ τοῦ Van de Graaff, τῆς ὁποίας αἱ σφαῖραι ἀποκτοῦν ἑτερόνυμα φορτία. Μεταξὺ τῶν δύο τούτων σφαιρῶν ἀναπτύσσονται τεράστια διαφορὰ δυναμικοῦ. Εἰς τὸ σχῆμα 75 δεικνύεται μία μηχανὴ τοῦ Van de Graaff διὰ σχολικὴν χρῆσιν.

# ΚΙΝΗΣΙΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ

## ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΤΩΝ ΣΤΕΡΕΩΝ

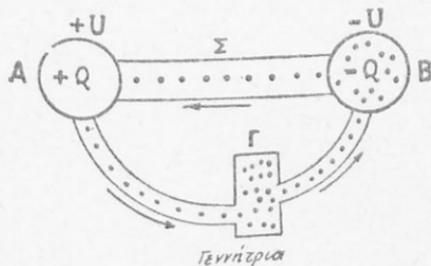
### ΣΥΝΕΧΕΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΡΕΥΜΑ

70. Παραγωγή ροής ηλεκτρονίων. — Δύο σφαιρικοί άγωγοι A και B (σχ. 76) φέρουν φορτία  $+Q$  και  $-Q$ . Το δυναμικόν εκάστου άγωγού είναι αντίστοιχος  $+U$  και  $-U$ . Εάν συνδέσωμεν με σύρμα τούς δύο άγωγούς, τότε τα επί του άγωγού B πλεονάζοντα ηλεκτρόνια έρχονται διά μέσου του σύρματος εις τόν άγωγόν A και οι δύο άγωγοι γίνονται ουδέτεροι. Η τοιαύτη ροή ηλεκτρονίων διά μέσου του σύρματος αποτελεί **ηλεκτρικόν ρεύμα**. Εις την περίπτωσησιν αυτήν ή διάρκεια του ηλεκτρικού ρεύματος είναι ελαχίστη. Εάν θέλω-



Σχ. 76. Ροή ηλεκτρονίων από τόν άγωγόν B εις τόν άγωγόν A.

μεν να διατηρηθῆ συνεχής αυτή ή ροή τών ηλεκτρονίων, πρέπει συνεχώς να αφαιρούνται από τόν άγωγόν A τὰ καταφθάνοντα εις αυτόν ηλεκτρόνια και να επαναφέρονται επί του άγωγού B. Πρέπει δηλαδή να διατηρηται σταθερά ή διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ τών δύο άγωγών A και B. Η συνεχής αφαίρεσις τών ηλεκτρονίων από τόν άγωγόν A και ή επαναφορά των επί του άγωγού B επιτυγχάνεται με ειδικάς μηχανάς, αἱ ὁποῖαι καλοῦνται **γεννήτριαι ρεύματος** ή και ἄπλως **γεννήτριαι**. Αἱ γεννήτριαι



Σχ. 77. Η γεννήτρια ὡς ἀντίλια ηλεκτρονίων.

ἠμποροῦμεν νὰ εἰπώμεν ὅτι εἶναι ἀντίλια ηλεκτρονίων (σχ. 77). Οἱ δύο άγωγοὶ A και B ἀποτελοῦν τούς δύο **πόλους** τῆς γεννητριάς (**θετικὸς** και **ἀρνητικὸς** πόλος). Τὸ ηλεκτρικὸν ρεύμα, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ σύρμα Σ, ἔχει φορὰν ἐκ τοῦ ἀρνητικοῦ πρὸς τὸν θετικὸν πόλον τῆς γεννητριάς. Η φορὰ αὐτῆ τοῦ ρεύματος καλεῖται **πραγματικὴ φορὰ**. Διότι, πρὶν διενκρινισθῆ ή φύσις τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος, ἐδέχθησαν κατὰ συνθήκην ὅτι τὸ ρεύμα βαίνει

ἐκ τοῦ θετικοῦ πρὸς τὸν ἀρνητικὸν πόλον τῆς γεννητριάς. Η φορὰ αὐτῆ καλεῖται **θεωρητικὴ φορὰ** και ἔξακολουθεῖ

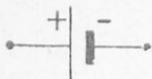
νά λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν εἰς τὴν τεχνικὴν. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω καταλήγομεν εἰς τὰ ἑξῆς συμπεράσματα :

**I. Τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα εἶναι ροὴ ἠλεκτρονίων.**

**II. Ἡ γεννήτρια δημιουργεῖ μεταξὺ τῶν δύο πόλων της σταθερὰν διαφορὰν δυναμικοῦ (τάσιν), ἕνεκα τῆς ὁποίας προκαλεῖται συνεχὴς ροὴ ἠλεκτρονίων ἐκ τοῦ ἀρνητικοῦ πρὸς τὸν θετικὸν πόλον της διὰ μέσου τοῦ ἀγωγοῦ, ὃ ὁποῖος ἐνώνει τοὺς δύο πόλους της.**

Κατὰ τὴν μελέτην τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος θὰ χρησιμοποιήσωμεν τὴν συμβατικὴν φορὰν τοῦ ρεύματος, διότι ἡ παραδοχὴ τῆς συμβατικῆς φορῆς δὲν ἐμποδίζει τὴν μελέτην τῶν φαινομένων.

**71. Εἶδη γεννητριῶν.** — Εἰς τὴν πράξιν χρησιμοποιοῦνται συνήθως τὰ ἑξῆς εἶδη γεννητριῶν: α) Τὰ **ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα**, τὰ ὁποῖα χρησιμοποιοῦνται



Σχ. 78. Συμβολικὴ παράστασις γεννητρίας.

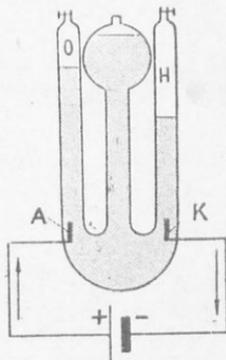
μόνον διὰ τὴν λειτουργίαν μικρῶν φορητῶν συσκευῶν, (ἠλεκτρικοὶ φανοὶ τσέπης, ραδιόφωνα, ἀκουστικά κ.ἄ.). β) Οἱ **συσσωρευταί**, οἱ ὁποῖοι χρησιμοποιοῦνται εὐρύτατα εἰς διαφόρους ἐφαρμογὰς (αὐτοκίνητα, ραδιόφωνα, ὑποβρυχία, ἐργαστήρια κ.ἄ.).

γ) Αἱ **ἠλεκτρικαὶ μηχαναί**, αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦν τὸ κυριώτερον εἶδος γεννητριῶν καὶ χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν βιομηχανικὴν παραγωγὴν ἠλεκτρικοῦ ρεύματος. Συμβολικῶς θὰ παριστώμεν τὴν γεννήτριαν διὰ δύο ἀνίσων παραλλήλων εὐθειῶν (σχ. 78).

**72. Δράσεις τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.** — Ἡ διέλευσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος διὰ μέσου ἐνὸς ἀγωγοῦ προδίδεται ἀπὸ διάφορα φαινόμενα.

α) **Θερμικὰ φαινόμενα.** Ὅταν μεταλλικὸν σύρμα διαρρέεται ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, τὸ σύρμα πάντοτε θερμαίνεται. Ἐπὶ τοῦ φαινομένου τούτου στηρίζεται ἡ λειτουργία τοῦ ἠλεκτρικοῦ λαμπτήρος διὰ πυρακτώσεως καὶ τῆς ἠλεκτρικῆς θερμάστρας.

β) **Χημικὰ φαινόμενα.** Ὅταν τὸ ρεῦμα διέρχεται διὰ τῶν ὕδατικῶν διαλυμάτων ὀξέων, βάσεων καὶ ἀλάτων, προκαλεῖται διάσπασις τῶν μορίων τῶν σωμάτων τούτων. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **ἠλεκτρολύσις**. Ἡ συσκευή, διὰ τῆς ὁποίας γίνεται ἡ ἠλεκτρολύσις, καλεῖται **βολτάμετρον**. Τὰ δύο ἠλεκτρόδια, τὰ ὁποῖα συνδέονται μὲ τὸν θετικὸν καὶ τὸν ἀρνητικὸν πόλον τῆς γεννητρίας, καλοῦνται ἀντιστοίχως **ἀνοδος** καὶ **κάθοδος**. Κατὰ τὴν ἠλεκτρολύσιν ἀραιῶν διαλυμάτων ὀξέων εἰς τὴν κάθοδον συλλέγεται ὕδρογόνον, ἐνῶ κατὰ τὴν ἠλεκτρολύσιν διαλυμάτων βάσεων καὶ ἀλάτων εἰς τὴν κάθοδον συλλέγεται μέταλλον. Εἰς τὸ σχῆμα 79 φαίνονται τὰ προϊόντα, τὰ

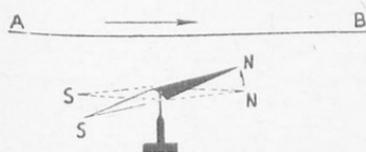


Σχ. 79. Βολτάμετρον.

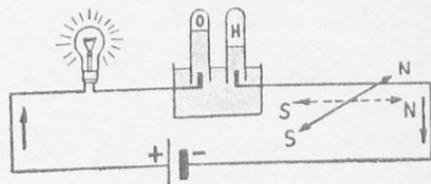
ὁποῖα συλλέγονται κατὰ τὴν ἠλεκτρολύσιν διαλυμάτων θετικοῦ ὀξέος.

γ) **Μαγνητικὰ φαινόμενα.** Ἀνωθεν πηκνύσῃς μαγνητικῆς βελόνης καὶ πα-

ραλλήλως πρὸς αὐτὴν φέρομεν μεταλλικὸν ἀγωγόν, ὃ ὁποῖος διαρρέεται ἀπὸ ρεύμα (σχ. 80). Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ μαγνητικὴ βελὸν ἁμέσως ἀποκλίνει καὶ τείνει νὰ τοποθετηθῇ καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ ρεύματος. Τὸ φαινόμενον τοῦτο



Σχ. 80. Ἐκτροπὴ τῆς μαγνητικῆς βελὸν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος.



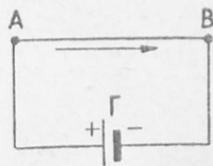
Σχ. 81. Θερμικά, χημικά καὶ μαγνητικά ἀποτελέσματα τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος.

ἀποδεικνύει, ὅτι τὸ ηλεκτρικόν ρεύμα παράγει πέραξ αὐτοῦ μαγνητικὸν πεδίου. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι:

**Τὸ ηλεκτρικόν ρεύμα προκαλεῖ θερμικά, χημικά καὶ μαγνητικά φαινόμενα.**

Εἰς τὸ σχῆμα 81 φαίνονται αἱ διάφοροι δράσεις τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος.

73. Ἔντασις τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος. — Μεταξὺ τῶν δύο πόλων τῆς γεννητορίας διατηρεῖται σταθερὰ διαφορὰ δυναμικοῦ (§ 70). Τότε τὸ σύρμα, τὸ ὁποῖον συνδέει τοὺς δύο πόλους τῆς γεννητορίας, διαρρέεται ἀπὸ ρεύμα (σχ. 82). Τοῦτο ἔχει φορὴν σταθερὰν ἐκ τοῦ θετικοῦ πρὸς τὸν ἀρνητικὸν πόλον τῆς γεννητορίας (συμβατικὴ φορά). Τὸ ρεύμα τοῦ ὁποῖου ἡ φορὰ διατηρεῖται σταθερὰ, καλεῖται **συνεχές ρεύμα**. Εἰς χρόνον  $t$  δι' ἐκάστης τομῆς τοῦ σύρματος διέρχεται ηλεκτρικὸν φορτίον  $Q$



Σχ. 82. Συνεχές ηλεκτρικόν ρεύμα.

**Ἔντασις τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος καλεῖται τὸ ηλεκτρικὸν φορτίον, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ μιᾶς τομῆς τοῦ ἀγωγοῦ κατὰ δευτερόλεπτον.**

$$\text{έντασις ρεύματος} = \frac{\text{φορτίον}}{\text{χρόνος}} \quad I = \frac{Q}{t}$$

73α. Μονάδες έντάσεως τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος. — Σύμφωνα με τὸν τύπον  $I = Q/t$  ὀρίζονται αἱ μονάδες έντάσεως τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος ὡς ἑξῆς:

**1. Ἡλεκτροστατικὴ μονὰς έντάσεως ρεύματος:** Ρεύμα ἔχει έντασιν ἴσην με 1 ΗΣΜ - έντάσεως ρεύματος, διὰν ἀπὸ τὴν τομὴν τοῦ ἀγωγοῦ διέρχεται κατὰ δευτερόλεπτον ηλεκτρικὸν φορτίον ἴσον με 1 ΗΣΜ-φορτίου.

$$1 \text{ ΗΣΜ - έντάσεως ρεύματος} = \frac{1 \text{ ΗΣΜ - φορτίον}}{1 \text{ sec}}$$

**II. Πρακτικὴ μονὰς ἐντάσεως ρεύματος εἶναι τὸ 1 Ampère (A): Ρεῦμα ἔχει ἔντασιν ἴσην μὲ 1 Ampère, ὅταν ἀπὸ τὴν τομὴν τοῦ ἀγωγοῦ διέρχεται κατὰ δευτερόλεπτον ἡλεκτρικὸν φορτίον ἴσον μὲ 1 Coulomb.**

$$1 \text{ Ampère} = \frac{1 \text{ Coulomb}}{1 \text{ sec}} \quad 1 \text{ A} = 1 \text{ Cb/sec}$$

Ἀπὸ τὸν ἀνωτέρω ὁρισμὸν τῆς πρακτικῆς μονάδος Ampère προκύπτει ὅτι εἶναι:

$$1 \text{ Ampère} = 3 \cdot 10^9 \text{ ΗΣΜ} \cdot \text{ἐντάσεως ρεύματος.}$$

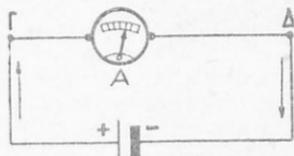
Εἰς τὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς χρησιμοποιοῦνται καὶ αἱ ἀκόλουθοι μονάδες ἐντάσεως ρεύματος:

$$1 \text{ milliampère (1 mA)} = \frac{1}{10^3} \text{ A} \quad 1 \text{ microampère (1 } \mu\text{A)} = \frac{1}{10^6} \text{ A}$$

Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος μετρεῖται μὲ εἰδικὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **ἀμπερόμετρα** (σχ. 83) καὶ τὰ ὁποῖα λειτουργοῦν ἐπὶ τῇ βάσει τῶν μαγνητικῶν δράσεων τοῦ ρεύματος. Τὸ ἀμπερόμετρον παρεμβάλλεται κατὰ σειρὰν εἰς τὸ ρεῦμα, τοῦ ὁποῖου θέλομεν νὰ μετρήσωμεν τὴν ἔντασιν (σχ. 84). Μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ ἀμπερομέτρου εὐρίσκομεν ὅτι:



Σχ. 83. Ἀμπερόμετρον.



Σχ. 84. Τὸ ἀμπερόμετρον παρεμβάλλεται εἰς τὸ κύκλωμα κατὰ σειρὰν.

**Καθ' ὅσον τὸ μῆκος τοῦ ἀγωγοῦ, ὃ ὁποῖος συνδέει τοὺς πόλους τῆς γεννητρίδας, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι σταθερά.**

736. Ἡλεκτρικὸν φορτίον μεταφερόμενον ὑπὸ τοῦ ρεύματος.—

Ἀπὸ τὸν τύπον  $I = Q/t$  εὐρίσκομεν τὸ ἡλεκτρικὸν φορτίον  $Q$ , τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ ἀγωγοῦ εἰς χρόνον  $t$ , ὅταν τὸ ρεῦμα ἔχη ἔντασιν  $I$ . Οὕτω εὐρίσκομεν:

$$Q = I \cdot t.$$

Ἄν π.χ. ρεῦμα ἐντάσεως  $I = 8 \text{ A}$  διαρρέῃ ἀγωγὸν ἐπὶ χρόνον  $t = 10 \text{ min}$ , τότε κατὰ τὸν χρόνον τοῦτον διέρχεται διὰ τοῦ ἀγωγοῦ ἡλεκτρικὸν φορτίον:

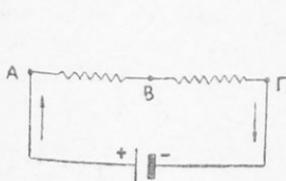
$$Q = 8 \times 600 = 4800 \text{ Cb.}$$

Ἐκ τῆς σχέσεως  $Q = I \cdot t$  ὁρίζεται μία νέα πρακτικὴ μονὰς ἡλεκτρικοῦ φορτίου, ἡ ὁποία καλεῖται **Ἀμπερώριον (Ah)**:  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

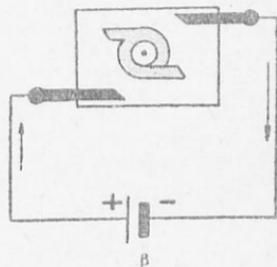
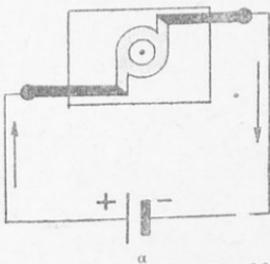
Ἄμπερῶριον εἶναι τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον, τὸ ὁποῖον διέρχεται δι' ἀγωγοῦ εἰς 1 ὥραν, δταν τὸ ρεῦμα ἔχη ἔντασιν 1 Ἀμπère.

$$1 \text{ Ἀμπερῶριον: } 1 \text{ A h} = 1 \text{ A} \cdot 1 \text{ h} = 3\,600 \text{ Cb}$$

74. Κύκλωμα. — Ὅταν μεταξὺ τῶν δύο πόλων τῆς γεννητρίας παρεμβάλλεται συνεχῆς ἀγωγὸς ἢ σειρά ἀγωγῶν, λέγομεν ὅτι ἔχομεν **κλειστὸν κύκλωμα** (σχ. 85). Ἐὰν ἡ σειρά τῶν ἀγωγῶν διακόπτεται εἰς ἓνα σημεῖον τοῦ κυκλώμα-



Σχ. 85. Κλειστὸν κύκλωμα.



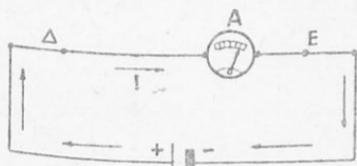
Σχ. 86. Διακόπτης.

(α τὸ κύκλωμα κλειστὸν, β τὸ κύκλωμα ἀνοικτὸν).

τος, ἔνεκα τῆς παρεμβολῆς μονωτοῦ, τότε λέγομεν ὅτι τὸ κύκλωμα εἶναι **ἀνοικτὸν**. Διὰ τὸ κλείσιμον καὶ τὸ ἀνοίγημα τοῦ κυκλώματος χρησιμοποιοῦνται οἱ **διακόπται** (σχ. 86).

## ΑΝΤΙΣΤΑΣΙΣ ΑΓΩΓΟΥ — ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ ΟΗΜ

75. Μέτρησις τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ. — Ὅταν οἱ πόλοι τῆς γεννη-



Σχ. 87. Μεταξὺ τῶν σημείων Δ καὶ Ε ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ (τάσις).

τρίας συνδέονται με σύρμα, τοῦτο διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα σταθερᾶς ἐντάσεως  $I$ , τὴν ὁποίαν μετροῦμεν με ἀμπερόμετρον (σχ. 87). Τὸ τμήμα ΔΕ τοῦ σύρματος διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα καὶ συνεπῶς μεταξὺ τῶν σημείων Δ καὶ Ε ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ. Διὰ τὴν μέτρησιν τῆς διαφο-

ρᾶς δυναμικοῦ χρησιμοποιοῦνται συνήθως εἰδικὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **βολτόμετρα** (σχ. 88) καὶ τὰ ὁποῖα λειτουργοῦν ἐπὶ τῇ βάσει τῶν μαγνητικῶν δράσεων τοῦ ρεύματος (ὅπως καὶ τὰ ἀμπερόμετρα). Τὴν ἀρχὴν ἐπὶ τῆς ὁποίας στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν ἀμπερομέτρων καὶ τῶν βολτομέτρων θὰ ἐξετάσωμεν εἰς ἄλλο κεφάλαιον. Διὰ νὰ μετρήσωμεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ μεταξὺ δύο σημείων Δ καὶ Ε (σχ. 89) παρεμβάλλομεν τὸ βολ-

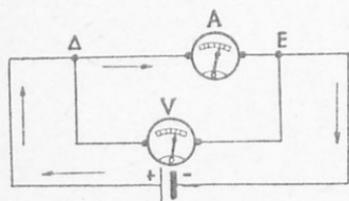


Σχ. 88. Βολτόμετρον.

τόμετρον κατὰ διακλάδωσιν μεταξύ τῶν δύο τούτων σημείων. Ὡστε:

*Τὸ βολτόμετρον παρεμβάλλεται κατὰ διακλάδωσιν μεταξύ δύο σημείων τοῦ κυκλώματος, ἐνῶ τὸ ἀμπερόμετρον παρεμβάλλεται κατὰ σειρὰν εἰς τὸ κύκλωμα.*

76. Νόμος τοῦ *Ohm* διὰ τμήμα ἀγωγοῦ. — Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ὁμογενοῦς σύρματος ΔΕ ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ  $U$  (σχ. 89). Τότε τὸ ηλεκτρικὸν ρεῦμα ἔχει ἔντασιν  $I$ . Μεταβάλλομεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ (π.χ. διὰ τῆς χρησιμοποιοῦσας περισσοτέρων γεννητριῶν). Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι, ὅταν ἡ τάσις γίνεται  $2U, 3U, 4U$ , ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος γίνεται ἀντιστοίχως  $2I, 3I, 4I \dots$



Σχ. 89. Τὸ βολτόμετρον παρεμβάλλεται κατὰ διακλάδωσιν μεταξύ τῶν σημείων Δ καὶ Ε.

Οὕτω τὸ πηλίκον τῆς τάσεως διὰ τῆς ἔντασεως τοῦ ρεύματος παραμένει πάντοτε  $\sigma \tau \alpha \theta \epsilon \rho \acute{o} \nu$  διὰ τὸ τμήμα τοῦτο τοῦ σύρματος. Τὸ πείραμα λοιπὸν ἀποδεικνύει ὅτι:

*Τὸ πηλίκον τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ ( $U$ ), ἢ ὁποία ἐφαρμόζεται εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ, διὰ τῆς ἔντασεως ( $I$ ) τοῦ ρεύματος, εἶναι σταθερὸν καὶ καλεῖται ἀντίστασις ( $R$ ) τοῦ ἀγωγοῦ.*

$$\text{ἀντίστασις ἀγωγοῦ: } R = \frac{U}{I} = \text{σταθ.}$$

Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις ἐκφράζει τὸν ἀκόλουθον νόμον τοῦ *Ohm*:

*Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ, ἢ ὁποία ὑπάρχει εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ, καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀντίστασιν αὐτοῦ.*

$$\text{νόμος τοῦ Ohm: } I = \frac{U}{R}$$

76α. Μονὰς ἀντιστάσεως. — Ἡ μονὰς ἀντιστάσεως ὀρίζεται ἀπὸ τὸν τύπον  $R = U/I$ . Ἡ μονὰς ἀντιστάσεως τοῦ ηλεκτροστατικοῦ συστήματος δὲν χρησιμοποιεῖται. Συνήθως χρησιμοποιεῖται ἡ πρακτικὴ μονὰς ἀντιστάσεως, ἢ ὁποία καλεῖται *Ohm* ( $\Omega$ ) καὶ ὀρίζεται ὡς ἐξῆς:

*Ἄγωγος ἔχει ἀντίστασιν ἴσην μὲ 1 Ohm, δταν εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ ὑπάρχη διαφορὰ δυναμικοῦ ἴση μὲ 1 Volt καὶ ὁ ἀγωγὸς διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἔντασεως 1 Ampère.*

$$\text{μονὰς ἀντιστάσεως: } 1 \text{ Ohm (1 } \Omega) = \frac{1 \text{ Volt}}{1 \text{ Ampère}}$$

Εἰς τὰς ἐφαρμογὰς χρησιμοποιοῦνται συνήθως καὶ τὰ κατωτέρω πολλαπλάσια καὶ ὑποπολλαπλάσια τῆς μονάδος Ohm :

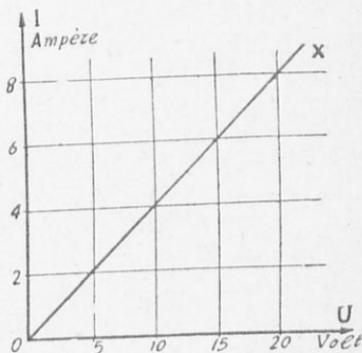
$$1 \text{ kilohm} (1 \text{ k}\Omega) = 10^3 \Omega$$

$$1 \text{ megohm} (1 \text{ M}\Omega) = 10^6 \Omega$$

$$1 \text{ microhm} (1 \mu\Omega) = 10^{-6} \Omega.$$

Μία στήλη ὑδραργύρου μήκους 106,3 cm καὶ τομῆς 1 mm<sup>2</sup> ἔχει εἰς θερμοκρασίαν 0° C ἀντίστασιν ἴσην μὲ 1 Ohm.

**76 β. Γραφικὴ παράστασις τοῦ νόμου τοῦ Ohm.** — Διὰ τὸν αὐτὸν ἀγωγὸν μεταξὺ τῆς τάσεως, ἢ ὅποια ὑπάρχει εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ καὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸν ἀγωγόν, ἰσχύει ἡ σχέσηις:  $U/I = \text{σταθ.}$  Γραφικῶς ἡ σχέσηις αὕτη παριστάνεται μὲ εὐθεῖαν γραμμὴν, ἢ ὅποια διέρχεται ἀπὸ τὴν ἀρχὴν τῶν ἀξόνων (σχ. 90). Ἄρα δι' ἓνα ἀγωγὸν ἡ ἐντασις  $I$  τοῦ ρεύματος εἶναι γραμμικὴ συνάρτησις τῆς τάσεως  $U$ , ἢ ὅποια ἐφαρμόζεται εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ.



Σχ. 90. Γραφικὴ παράστασις τῆς συναρτήσεως  $I = U/R$  (νόμος τοῦ Ohm).

**77. Ἡ ἀντίστασις ἀγωγῶν.** — α') Λαμβάνομεν σύρματα ἐκ τοῦ αὐτοῦ μετάλλου καὶ τῆς αὐτῆς τομῆς  $S$ · τὰ μήκη τῶν συρμάτων τούτων εἶναι  $l, 2l, 3l$ . Ἀποκαθιστῶμεν εἰς τὰ ἄκρα τῶν συρμάτων τούτων τὴν αὐτὴν διαφορὰν δυναμικοῦ  $U$  καὶ μὲ ἀμπερόμετρον μετροῦμεν τὴν ἐντασιν τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει ἕκαστον σύρμα. Τότε εὐρίσκομεν ὅτι αἱ ἐντάσεις τῶν ρευμάτων, τὰ ὅποια διαρρέουν τὰ ἀνωτέρω σύρματα, εἶναι ἀντιστοίχως  $I, I/2, I/3$ . Ἄρα ἡ ἀντίστασις ἐνὸς σύρματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ μήκος τοῦ σύρματος.

β') Λαμβάνομεν σύρματα ἐκ τοῦ αὐτοῦ μετάλλου καὶ τοῦ αὐτοῦ μήκους  $l$ · αἱ τομαὶ τῶν συρμάτων τούτων εἶναι  $S, 2S, 3S$ . Ἀποκαθιστῶμεν εἰς τὰ ἄκρα τῶν συρμάτων τούτων τὴν αὐτὴν διαφορὰν δυναμικοῦ  $U$ . Εὐρίσκομεν τότε ὅτι αἱ ἐντάσεις τῶν ρευμάτων, τὰ ὅποια διαρρέουν τὰ ἀνωτέρω σύρματα, εἶναι ἀντιστοίχως  $I, 2I, 3I$ . Ἄρα ἡ ἀντίστασις ἐνὸς σύρματος εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν τομὴν τοῦ σύρματος.

γ') Λαμβάνομεν σύρματα ἐκ διαφορετικῶν μετάλλων· τὰ σύρματα ἔχουν τὸ αὐτὸ μήκος  $l$  καὶ τὴν αὐτὴν τομὴν  $S$ . Ἐφαρμόζομεν εἰς τὰ ἄκρα τῶν συρμάτων τούτων τὴν αὐτὴν διαφορὰν δυναμικοῦ  $U$ . Εὐρίσκομεν τότε ὅτι αἱ ἐντάσεις τῶν ρευμάτων, τὰ ὅποια διαρρέουν τὰ ἀνωτέρω σύρματα εἶναι διαφορετικά. Ἄρα ἡ ἀντίστασις ἐνὸς σύρματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ σύρματος. Ἀπὸ τὸ πείραμα εὐρίσκεται λοιπὸν ὅτι:

**Ἡ ἀντίστασις ( $R$ ) ἑνὸς ὁμογενοῦς ἀγωγοῦ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ μῆκος ( $l$ ) τοῦ ἀγωγοῦ, ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν τομὴν ( $S$ ) τοῦ ἀγωγοῦ καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἀγωγοῦ.**

$$\text{ἀντίστασις ἀγωγοῦ: } R = \rho \cdot \frac{l}{S} \quad (1)$$

Ὁ συντελεστὴς  $\rho$  καλεῖται **εἰδικὴ ἀντίστασις** τοῦ ἀγωγοῦ καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἀγωγοῦ. Ἐὰν λάβωμεν  $l = 1 \text{ cm}$ , καὶ  $S = 1 \text{ cm}^2$ , τότε ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν εὐρίσκομεν  $R = \rho$ . Δηλαδή:

**Ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις ( $\rho$ ) τοῦ ἀγωγοῦ φανερώνει τὴν ἀντίστασιν, τὴν ὁποίαν παρουσιάζει ἕνας κύβος τοῦ σώματος τούτου, ὃ ὁποῖος ἔχει πλευρὰν  $1 \text{ cm}$ , ὅταν τὸ ρεῦμα εἰσέρχεται καὶ ἐξέρχεται ἀπὸ δύο ἀπέναντι ἕδρας τοῦ κύβου.**

**Μονὰς εἰδικῆς ἀντιστάσεως.**— Ἀπὸ τὸν νόμον τῆς ἀντιστάσεως ἀγωγοῦ εὐρίσκομεν:

$$\rho = R \cdot \frac{S}{l}$$

Ἀπὸ τὸν εὐρεθέντα τύπον δυνάμεθα νὰ ὀρίσωμεν τὴν μονάδα εἰδικῆς ἀντιστάσεως. Οὕτω ὡς μονὰς εἰδικῆς ἀντιστάσεως λαμβάνεται:

$$\rho = 1 \Omega \cdot \frac{1 \text{ cm}^2}{1 \text{ cm}} = 1 \Omega \cdot \text{cm} \quad \eta \quad \rho = 1 \mu\Omega \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{cm}} = 1 \mu\Omega \cdot \text{cm}$$

Εἰς τὰς ἀνωτέρω περιπτώσεις ἡ τομὴ τοῦ ἀγωγοῦ μετρεῖται εἰς  $\text{cm}^2$  καὶ τὸ μῆκος του εἰς  $\text{cm}$ . Εἰς τὴν πρᾶξιν ὡς μονὰς εἰδικῆς ἀντιστάσεως λαμβάνεται:

$$\rho = 1 \Omega \cdot \frac{1 \text{ m}^2}{1 \text{ m}} = 1 \Omega \cdot \text{m}$$

Εἰς τὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις ἑνὸς ὕλικου ἐκφράζει εἰς Ohm ( $\Omega$ ) τὴν ἀντίστασιν ἑνὸς σύρματος ἐκ τοῦ ὕλικου τούτου καὶ ἔχοντος μῆκος  $1 \text{ m}$  καὶ τὸ μῆκος  $1 \text{ mm}^2$ . Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὡς μονὰς εἰδικῆς ἀντιστάσεως λαμβάνεται:

$$\rho = 1 \Omega \cdot \frac{1 \text{ mm}^2}{1 \text{ m}} = 1 \Omega \cdot \frac{\text{mm}^2}{\text{m}}$$

Συνελπῶς εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν κατὰ τὴν ἐφαρμογὴν τοῦ τύπου (1) πρέπει τὸ μῆκος τοῦ ἀγωγοῦ νὰ ἐκφράζεται εἰς μέτρα ( $\text{m}$ ) καὶ ἡ τομὴ του εἰς τετραγωνικὰ χιλιοστόμετρα ( $\text{mm}^2$ ), ὅποτε ἡ ἀντίστασις ( $R$ ) εὐρίσκεται εἰς Ohm ( $\Omega$ ), διότι θὰ ἔχωμεν:

$$R = \Omega \cdot \frac{\text{mm}^2}{\text{m}} \cdot \frac{\text{m}}{\text{mm}^2} = \Omega$$

**77 α. Ἀγωγιμότης καὶ εἰδικὴ ἀγωγιμότης ἀγωγοῦ.**— Τὸ ἀντίστροφον τῆς ἀντιστάσεως  $R$  τοῦ ἀγωγοῦ καλεῖται **ἀγωγιμότης** ( $G$ ) τοῦ ἀγωγοῦ:

$$\text{ἀγωγιμότης ἀγωγοῦ: } G = \frac{1}{R}$$

Ἄγωγος ἔχει ἀγωγιμότητα ἴσην μὲ μίαν μονάδα ἀγωγιμότητος, ὅταν ὁ ἀγωγὸς ἔχη ἀντίστασιν ἴσην μὲ 1 Ω. Ἄρα:

$$G = \frac{1}{1 \Omega} = 1 \Omega^{-1}$$

Ἡ μονὰς ἀγωγιμότητος καλεῖται mho (ἀπὸ τὴν ἀντιστροφὴν τῆς λέξεως ohm) ἢ καὶ Siemens (S). Τὸ ἀντίστροφον τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως ρ τοῦ ἀγωγοῦ καλεῖται *εἰδικὴ ἀγωγιμότης* (κ) τοῦ ἀγωγοῦ:

εἰδικὴ ἀγωγιμότης ἀγωγοῦ:  $\kappa = \frac{1}{\rho}$

Ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις τοῦ χαλκοῦ εἶναι:  $\rho = \frac{1,72}{10^6} \Omega \cdot \text{cm}$ . Ἄρα ἡ εἰδικὴ ἀγωγιμότης τοῦ χαλκοῦ εἶναι:

$$\kappa = \frac{1}{\rho} = \frac{10^6}{1,72} = 0,58 \cdot 10^6 \text{ S} \cdot \text{cm} \quad \eta \quad \kappa = 5800 \text{ S} \cdot \text{m}$$

Τοῦτο σημαίνει ὅτι σύρμα χαλκοῦ τομῆς 1 cm<sup>2</sup> καὶ μήκους 5800 m ἔχει ἀντίστασιν 1 Ω.

**Εἰδικὴ ἀντίστασις μερικῶν σωμάτων εἰς Ω·cm**

Ἄργυρος . . . . .	1,63 · 10 <sup>-6</sup>	Γραφίτης . . . . .	8 · 10 <sup>2</sup>
Χαλκός . . . . .	1,72 · 10 <sup>-6</sup>	Ὑδωρ (ἀπεσταγμένον) . . . . .	5 · 10 <sup>5</sup>
Ἀργίλλιον . . . . .	2,83 · 10 <sup>-6</sup>	Ξύλον . . . . .	3 · 10 <sup>10</sup>
Βολφράμιον . . . . .	5,50 · 10 <sup>-6</sup>	Μάρμαρον . . . . .	1 · 10 <sup>11</sup>
Νικέλιον . . . . .	7,80 · 10 <sup>-6</sup>	Ὑαλος . . . . .	9 · 10 <sup>13</sup>
Σίδηρος . . . . .	10,00 · 10 <sup>-6</sup>	Πορσελίανη . . . . .	3 · 10 <sup>14</sup>
Λευκόχρυσος . . . . .	10,50 · 10 <sup>-6</sup>	Μαρμαρυγίας . . . . .	9 · 10 <sup>15</sup>
Κοσταντάνη . . . . .	50,00 · 10 <sup>-6</sup>	Παραφίνη . . . . .	1 · 10 <sup>16</sup>
Ὑδράργυρος . . . . .	95,80 · 10 <sup>-6</sup>	Ἡλεκτρον . . . . .	5 · 10 <sup>16</sup>
Χρωμονικελίνη . . . . .	100,00 · 10 <sup>-6</sup>	Θεῖον . . . . .	1 · 10 <sup>17</sup>

**Παράδειγμα.** Σύρμα χάλκινον ἔχει μήκος 1 km καὶ τομὴν 2 mm<sup>2</sup>. Ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις τοῦ χαλκοῦ εἶναι 1,72 · 10<sup>-6</sup> Ω·cm. Ἡ ἀντίστασις τοῦ σύρματος εἶναι:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S} = \frac{1,72}{10^6} \cdot \frac{10^5}{0,02} \left( \Omega \cdot \text{cm} \cdot \frac{\text{cm}}{\text{cm}^2} \right) \quad \eta \text{τοι} \quad R = 8,6 \Omega$$

**78. Μεταβολὴ τῆς ἀντιστάσεως μετὰ τῆς θερμοκρασίας.** — Τὸ πείραμα ἀπέδειξεν ὅτι ἡ ἀντίστασις ἐνὸς ἀγωγοῦ αὐξάνεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Ἐὰν εἰς θερμοκρασίαν 0° C ὁ ἀγωγὸς ἔχη ἀντίστασιν R<sub>0</sub>, τότε εἰς θερμοκρασίαν θ° C ὁ ἀγωγὸς ἔχει ἀντίστασιν:

$$R = R_0 (1 + \alpha\theta)$$

ὅπου α εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἀγωγοῦ (θερμοκρῶς συντελεστῆς ἀντιστάσεως). Διὰ τὰ μέταλλα εἶναι περίπου α = 0,004. Ἡ ἀντίστασις τῶν μετάλλων ἐλαττώνεται, ὅταν ἐλαττώνεται ἡ θερμοκρασία. Ὄταν δὲ ἡ θερμοκρασία γίνῃ -269° C, ἡ ἀντίστασις τῶν μετάλλων εἶναι ἀσήμαντος καὶ οὕτω τὰ μέταλλα γίνονται τότε ὑπεραγωγοί. Εἰς τὴν μεταβολὴν τῆς ἀντιστάσεως ἐνὸς σύρματος μετὰ τῆς θερμοκρασίας στηρίζεται ἡ κατασκευὴ ηλεκτρικῶν θερμομέτρων, τὰ ὁποῖα καλοῦνται διὰ τοῦτο θερμομέτρα ἀντιστάσεως.

**Παράδειγμα.** Τὸ σύρμα ἠλεκτρικοῦ λαμπτήρος ἔχει εἰς  $0^{\circ}\text{C}$  ἀντίστασιν  $50\ \Omega$ . Κατὰ τὴν λειτουργίαν τοῦ λαμπτήρος ἡ θερμοκρασία τοῦ σύρματος γίνεται  $2000^{\circ}\text{C}$ . Τότε ἡ ἀντίστασις τοῦ σύρματος εἶναι:

$$R = 50 (1 + 0,004 \times 2000) = 50 \times 9 = 450\ \Omega$$

79. **Ἀγωγοὶ σταθερῶς ἀντιστάσεως.** — Ἡ αὔξησις τῆς ἀντιστάσεως ἐνὸς σύρματος μετὰ τῆς θερμοκρασίας εἶναι ὠφέλιμος εἰς μερικὰς περιπτώσεις (π.χ. διὰ τὴν λειτουργίαν τοῦ ἠλεκτρικοῦ λαμπτήρος, τῆς ἠλεκτρικῆς θερμάστρας, τῶν θερμικῶν ἀμπερομέτρων κ.ἄ.). Εἰς τὰ ὄργανα ὅμως ἀκριβείας ἡ ἀντίστασις αὐτῶν πρέπει νὰ μὴ μεταβάλλεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Τὴν ιδιότητα αὐτὴν ἔχουν ὠρισμένα κράματα, ὅπως ἡ κοσταντάνη (Cu, Ni), ἡ μαγγανίνη (Cu, Mn, Ni), ἡ νικελίνη (Cu, Zn, Ni, Fe) καὶ ὁ νιέρυρος (Cu, Zn, Ni). Τὰ κράματα αὐτὰ ἔχουν ἀσήμαντον θερμικὸν συντελεστὴν ἀντιστάσεως.

80. **Κύτταρον σεληνίου.** — Τὸ μέταλλον σελήνιον ἔχει τὴν ἐνδιαφέρουσαν ιδιότητα νὰ ἐλαττώνεται ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις αὐτοῦ, ὅταν αὐξάνεται ὁ φωτισμὸς του. Ἐπὶ τῆς ιδιότητος αὐτῆς στηρίζεται ἡ λειτουργία τοῦ κυττάρου σεληνίου.

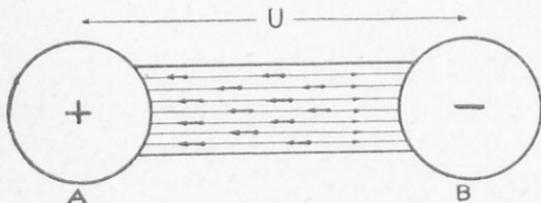
Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ κυττάρου σεληνίου ἐφαρμόζεται διαφορὰ δυναμικοῦ  $20\ \text{Volt}$ . Εἰς τὸ σκότος ἡ ἀντίστασις τοῦ κυττάρου εἶναι περίπου  $10^5$  ἕως  $10^6\ \text{Ohm}$ . Ὄταν ὅμως τὸ κύτταρον σεληνίου φωτίζεται, τότε ἡ ἀντίστασις αὐτοῦ ἐλαττώνεται σημαντικῶς καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος αὐξάνεται. Ὅσον δὲ ἰσχυρότερος εἶναι ὁ φωτισμὸς τοῦ κυττάρου, τόσον καὶ τὸ ρεῦμα γίνεται ἰσχυρότερον. Τὸ κύτταρον σεληνίου χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν αὐτόματον λειτουργίαν πολλῶν διατάξεων.

81. **Πτώσις τῆς τάσεως.** — Ὄταν εἰς τὰ ἄκρα εὐθύγραμμου σύρματος AB ὑπάρχη σταθερὰ διαφορὰ δυναμικοῦ  $U_A - U_B = U$ , τότε τὸ σύρμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντῆς τῆς  $I$ . Κατὰ μῆκος τοῦ σύρματος συμβαίνει συνεχῆς ἐλάττωσις τοῦ δυναμικοῦ ἀπὸ τῆς τιμῆς  $U_A$  μέχρι τῆς τιμῆς  $U_B$ . Λέγομεν τότε, ὅτι ἐπὶ τοῦ σύρματος συμβαίνει *πτώσις τῆς τάσεως*. Αὕτη σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Ohm εἶναι:

$$U_A - U_B = R \cdot I$$

Ἄρα, ἡ πτώσις τῆς τάσεως μεταξὺ δύο σημείων τοῦ σύρματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος.

82. **Ἡλεκτρονικὴ ἔρμηνεία τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.** — Ἐντὸς τῶν ἀγωγῶν ὑπάρχουν πάντοτε ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια (§ 51). Συνδέομεν τὰ ἄκρα ἐνὸς σύρματος μὲ δύο ἀγωγούς A καὶ B, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχει σταθερὰ διαφορὰ δυναμικοῦ  $U_1 - U_2 = U$ · οἱ ἀγωγοὶ A καὶ B δύνανται νὰ εἶναι οἱ δύο πόλοι γεννητριάς, ἡ ὁποία κατορθώνει νὰ διατηρῇ σταθερὰν αὐτὴν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ (σχ. 91). Τότε



Σχ. 91. Κίνησις τῶν ἠλεκτρονίων ἐντὸς τοῦ σύρματος.

ἐντὸς τοῦ ἀγωγῶν ὑπάρχουν πάντοτε ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια (§ 51). Συνδέομεν τὰ ἄκρα ἐνὸς σύρματος μὲ δύο ἀγωγούς A καὶ B, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχει σταθερὰ διαφορὰ δυναμικοῦ  $U_1 - U_2 = U$ · οἱ ἀγωγοὶ A καὶ B δύνανται νὰ εἶναι οἱ δύο πόλοι γεννητριάς, ἡ ὁποία κατορθώνει νὰ διατηρῇ σταθερὰν αὐτὴν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ (σχ. 91). Τότε

καὶ ἐπιφάνειαι (§ 43 β) εἶναι κάθετοι πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ σύρματος. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τοῦ σύρματος ἀρχίζουν νὰ κινουῦνται ἐπὶ δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ἀντιθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου. Ἄν  $l$  εἶναι τὸ μῆκος τοῦ σύρματος,  $S$  ἡ τομὴ του καὶ  $\rho$  ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις του, τότε θὰ ἰσχύουν αἱ γνωσταὶ σχέσεις :

$$I = \frac{U}{R} \quad \text{καὶ} \quad R = \rho \cdot \frac{l}{S}$$

Ἀπὸ τὰς δύο αὐτὰς σχέσεις λαμβάνομεν τὴν ἀκόλουθον γενικωτέραν διατύπωσιν τοῦ νόμου τοῦ Ohm :

γενικὴ μορφή τοῦ νόμου τοῦ Ohm : $I = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{U}{l} \cdot S$	(1)
---	-----

Ἡ ἐξίσωσις (1) ἢμπορεῖ νὰ γραφῆ καὶ ὡς ἐξῆς :

$$\frac{I}{S} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{U}{l} \quad (2)$$

Τὸ πηλίκον τῆς ἐντάσεως ( $I$ ) τοῦ ρεύματος διὰ τοῦ ἐμβαδοῦ ( $S$ ) τῆς τομῆς τοῦ σύρματος καλεῖται **πυκνότης τοῦ ρεύματος** ( $j$ ) ἐντὸς τοῦ σύρματος.

πυκνότης τοῦ ρεύματος : $j = \frac{I}{S}$
---

Οὕτω εἰς τὴν ἐξίσωσιν (2) τὸ  $I/S$  παριστᾷ τὴν πυκνότητα ( $j$ ) τοῦ ρεύματος ἐντὸς τοῦ σύρματος, τὸ  $1/\rho$  παριστᾷ τὴν εἰδικὴν ἀγωγιμότητα ( $\kappa$ ) τοῦ μετάλλου καὶ τὸ  $U/l$  παριστᾷ τὴν ἔντασιν  $E$  τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐντὸς τοῦ ἀγωγῶ (§ 49). Ὡστε ἡ ἐξίσωσις (2) γράφεται καὶ ὡς ἐξῆς :

γενικὴ μορφή τοῦ νόμου τοῦ Ohm : $j = \kappa \cdot E$	(3)
---	-----

**Ἡ πυκνότης ( $j$ ) τοῦ ρεύματος ἐντὸς τοῦ σύρματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν εἰδικὴν ἀγωγιμότητα ( $\kappa$ ) τοῦ μετάλλου καὶ ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν ( $E$ ) τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐντὸς τοῦ σύρματος.**

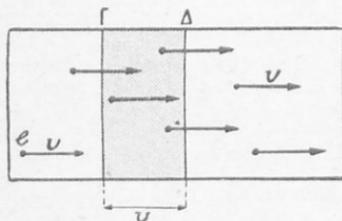
Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου τὰ ἠλεκτρόνια ἀποκτοῦν ἐπιτάχυνσιν παράλληλον πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου. Τὸ πείραμα ὁμως ἀποδεικνύει ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος καθ' ὅλον τὸ μῆκος τοῦ σύρματος εἶναι σταθερὰ (§ 73α), δηλαδὴ ἀποδεικνύει ὅτι ἡ ταχύτης ροῆς τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων διὰ μέσου τοῦ σύρματος εἶναι σταθερά. Ἄρα ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου, ἔξασκεῖται μία δρᾶσις, ἡ ὁποία ἐπιβραδύνει τὴν κίνησιν τοῦ ἠλεκτρονίου. Ἡ δρᾶσις αὕτη παίζει ρόλον παθητικῆς ἀντιστάσεως καὶ ὀφείλεται εἰς τὰς **κρούσεις τοῦ ἠλεκτρογίου μὲ τὰ θετικὰ ἰόντα**, τὰ ἠφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ὅποια συναντᾷ εἰς τὸν δρόμον του. Μεταξὺ δύο διαδοχικῶν κρούσεων τὸ ἠλεκτρόνιον ἀποκτᾷ κινητικὴν ἐνέργειαν, ἕνεκα αὐξήσεως τῆς ταχύτητός του. Ὀλόκληρος αὕτη ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἀποβάλλεται ἀπὸ τὸ ἠλεκτρόνιον κατὰ τὴν ἀμέσως ἐπομένην κρούσιν τοῦ ἠλεκτρονίου μὲ ἓνα θετικὸν ἰόν. Οὕτω ἡ κινητικὴ ἐνέργεια, τὴν ὅποιαν ἀποκοῦν τὰ ἠλεκτρόνια ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου, προσφέρεται διὰ τὴν αὔξησιν τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν θετικῶν ἰόντων, δηλαδὴ μετὰ β ἄ λ λ ε τ α ι εἰς θ ε ρ μ ὀ τ η τ α. Ὡστε:

**Ἡ κίνησις τῶν ἠλεκτρονίων ἐντὸς τοῦ σύρματος εἶναι ὀμαλή, διότι ἡ κινητικὴ ἐνέργεια, τὴν ὅποιαν ἀποκοῦν τὰ ἠλεκτρόνια ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, μεταβάλλεται ὀλόκληρος εἰς θερμοῦτητα κατὰ τὰς κρούσεις τῶν ἠλεκτρονίων μὲ τὰ θετικὰ ἰόντα τοῦ σύρματος.**

Τὸ ὅτι τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα εἶναι κίνησις τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων τῶν ἀγωγῶν ἀπεδείχθη ἀπὸ τὸν Tolman (1929) μὲ τὸ ἐξῆς ἀπλοῦν πείραμα. Ἐφαντασθῶμεν ὅτι ἓνας μεταλλικὸς κύλινδρος κινεῖται μὲ μεγάλην ταχύτητα  $v$  ὀμαλῶς καὶ εὐθυγράμμως. Ὅλα τὰ θετικὰ ἰόντα καὶ τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τοῦ μετάλλου ἔχουν τὴν αὐτὴν ταχύτητα. Ἐάν ὁ κύλινδρος σταματήσῃ ἀποτόμως, τότε τὰ θετικὰ ἰόντα σταματοῦν ἀποτόμως. Τὰ ἐλεύθερα ὅμως ἠλεκτρόνια τοῦ ἀγωγοῦ, ἕνεκα τῆς ἀδρανείας των, θὰ ἐξακολουθήσουν τὴν κίνησίν των καὶ οὕτω θὰ συγκεντρωθοῦν εἰς τὸ ἓνα ἄκρον τοῦ ἀγωγοῦ. Κατὰ τὴν ἀπότομον λοιπὸν στάσιν τοῦ ἀγωγοῦ ἀναπτύσσεται σ τ ι γ μ ι α ῖ α δ ι α φ ο ρ ἄ δ υ ν α μ ι κ ο ῦ μεταξὺ τῶν δύο ἄκρων τοῦ ἀγωγοῦ, τὴν ὅποιαν ὁ Tolman κατώρθωσε νὰ μετρήσῃ πειραματιζόμενος μὲ διάφορα μέταλλα (Cu, Ag, Al).

**82α. Ὑπολογισμὸς τῆς ταχύτητος τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ ρεύματος.** — Τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου διαδίδεται μὲ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός. Μόλις λοιπὸν ἀποκατασταθῇ εἰς τὰ ἄκρα τοῦ σύρματος διαφορὰ δυναμικοῦ  $U$ , τότε διαδίδεται ἐντὸς τοῦ σύρματος ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ἡ ὅποια θέτει εἰς κίνησιν τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τοῦ σύρματος. Ἐνῶ ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου διὰ μέσου τοῦ σύρματος εἶναι τεραστία, ἀντιθέτως ἡ ταχύτης τῆς κινήσεως τῶν ἠλεκτρονίων ἐντὸς τοῦ σύρματος εἶναι πολὺ μικρά.



Σχ. 92. Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς ταχύτητος τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ ρεύματος.

Εὐκολὰ ἠμποροῦμε νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν ταχύτητα τῶν ἠλεκτρονίων. Ἐστω  $I$  ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὅποιον διαρρέει σύρμα, ἔχον τομὴν  $S$ . Γνωρίζομεν ὅτι ἡ ἔντασις  $I$  τοῦ ρεύματος φανερώνει τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q$ , τὸ ὅποιον διέρχεται κατὰ δευτερόλεπτον ἀπὸ μίαν τομὴν τοῦ σύρματος. Ἐστω  $v$  ἡ ταχύτης τῶν ἠλεκτρονίων. Τότε ἀπὸ τὴν τομὴν  $\Delta$  τοῦ σύρματος (σχ. 92) διέρχονται ἐντὸς ἐνὸς δευτερολέπτου τὰ ἠλεκτρόνια, τὰ ὅποια περιλαμβάνονται μεταξὺ τῶν τομῶν  $\Gamma$  καὶ  $\Delta'$  δηλαδὴ ἀπὸ Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

τὴν τομὴν Δ διέρχονται τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα περιέχονται εἰς ἓνα τμήμα τοῦ σύρματος μήκους  $υ$  (τὸ γραμμοσκιασμένον τμήμα εἰς τὸ σχῆμα). Οὕτω ἀπὸ τὴν τομὴν Δ τοῦ σύρματος διέρχονται κατὰ δευτερόλεπτον τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τὰ περιεχόμενα εἰς ὄγκον τοῦ σύρματος ἴσον μὲ  $V = S \cdot υ$ . Ἐάν καλέσωμεν  $v$  τὸν ἀριθμὸν τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων τοῦ μετάλλου κατὰ  $\text{cm}^3$ , τότε ἀπὸ τὴν τομὴν Δ διέρχεται κατὰ δευτερόλεπτον ἠλεκτροφόριον:

$$Q = v \cdot S \cdot υ \cdot e$$

ὅπου  $e$  εἶναι τὸ φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Cb. Ἄρα ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι:

$$I = Q/t \quad \text{ἤτοι} \quad I = v \cdot S \cdot υ \cdot e \quad (1)$$

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (1) ἠμποροῦμε νὰ υπολογίσωμεν τὴν **ταχύτητα  $υ$  τῶν ἠλεκτρονίων**:

$$\text{ταχύτης ἠλεκτρονίων: } υ = \frac{I}{v \cdot S \cdot e} \quad (2)$$

Εἰς τὸν χαλκὸν εὐρέθη ὅτι ὁ ἀριθμὸς τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων εἶναι περίπου ἴσος μὲ τὸν ἀριθμὸν τῶν ἀτόμων τοῦ χαλκοῦ. Ἄρα εἰς 1 γραμμομόριον χαλκοῦ (δηλ. εἰς  $A = 63,6$  gr) περιέχονται  $N = 6 \cdot 10^{23}$  ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια. Ἡ πυκνότης τοῦ χαλκοῦ εἶναι  $d = 8,9$  gr/cm<sup>3</sup>. Ἄρα εἰς 1 cm<sup>3</sup> χαλκοῦ (δηλ. εἰς 8,9 gr χαλκοῦ) περιέχονται ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια:

$$v = \frac{N}{A} \cdot d = \frac{6 \cdot 10^{23} \times 8,9}{63,6} = 0,84 \cdot 10^{23} \text{ ἠλεκτρόνια/cm}^3.$$

Εἰς σύρμα χαλκοῦ τομῆς  $S = 1$  mm<sup>2</sup> ἡ ταχύτης τῶν ἠλεκτρονίων εἶναι:

$$υ = \frac{I}{v \cdot S \cdot e} = \frac{I}{0,84 \cdot 10^{23} \times 0,01 \times 1,6 \cdot 10^{-19}} \quad \text{ἢ} \quad υ = 0,0074 I \text{ cm/sec.}$$

Οὕτω διὰ ρεῦμα ἐντάσεως  $I = 10$  A ἡ ταχύτης τῶν ἠλεκτρονίων εἶναι:

$$υ = 0,074 \text{ cm/sec} \quad \text{ἢ} \quad υ = 0,74 \text{ mm/sec.}$$

826. Σχέσις μεταξὺ ἠλεκτρικῆς καὶ θερμικῆς ἀγωγιμότητος. — Ἡ ἠλεκτρονικὴ ἐρμηνεία τῆς ἀγωγιμότητος τῶν μετάλλων ἐξηγεῖ καὶ τὴν ἀναλογίαν, ἢ ὁποῖα ὑπάρχει μεταξὺ τῆς θερμικῆς καὶ τῆς ἠλεκτρικῆς ἀγωγιμότητος τῶν μετάλλων. Ἡ διάδοσις τῆς θερμότητος δι' ἀγωγῆς εἶναι μία μετάδοσις τῆς μεταλυτέρας κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων τῆς θερμότερας περιοχῆς τοῦ σώματος πρὸς τὰ μόρια τῆς γειτονικῆς πρὸς αὐτὴν περιοχῆς (τόμ. Β', § 133). Αὐτὴ ἢ μεταφορὰ ἐνεργείας ἀπὸ τὴν θερμότεραν εἰς τὴν ψυχρότεραν περιοχὴν τοῦ ἀγωγοῦ γίνεται ἀπὸ τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τοῦ ἀγωγοῦ. Ἀπὸ τὴν θεωρητικὴν καὶ πειραματικὴν ἔρευναν εὐρέθη ὁ ἀκόλουθος νόμος *Wiedemann - Franz*:

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

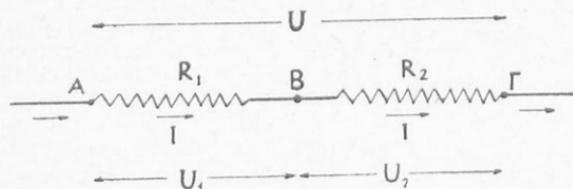
Ὁ λόγος τῆς θερμικῆς ἀγωγιμότητος ( $k$ ) πρὸς τὴν ἠλεκτρικὴν ἀγωγιμότητα ( $\kappa$ ) εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν ( $T$ ) τοῦ μετάλλου καὶ διὰ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν σταθερὸς δι' ὅλα τὰ μέταλλα.

$$\text{νόμος Wiedemann—Franz: } \frac{k}{\kappa} = A \cdot T$$

ὅπου  $A$  εἶναι συντελεστὴς σταθερὸς δι' ὅλα τὰ μέταλλα.

83. Σύνδεσις ἀντιστάσεων. — Αἱ ἀντιστάσεις εἶναι δυνατόν νὰ συνδραστοῦν μεταξύ των κατὰ τοὺς ἐξῆς δύο τρόπους: α) κατὰ σειράν καὶ β) παραλλήλως.

α') Σύνδεσις ἀντιστάσεων κατὰ σειράν. — Δύο ἀντιστάσεις  $R_1$  καὶ  $R_2$



Σχ. 93. Σύνδεσις ἀντιστάσεων κατὰ σειράν.

συνδέονται κατὰ σειράν (σχ. 93). Τότε καὶ διὰ τῶν δύο ἀντιστάσεων διέρχεται ρεῦμα τῆς αὐτῆς ἐντάσεως  $I$ . Σύμφωνα μετὸν νόμον τοῦ Ohm ἔχομεν τὰς ἐξῆς δύο σχέσεις:

$$\begin{aligned} \text{διὰ τὴν ἀντίστασιν AB: } U_A - U_B &= I \cdot R_1 & \eta & U_1 = I \cdot R_1 \\ \text{διὰ τὴν ἀντίστασιν B}\Gamma: U_B - U_\Gamma &= I \cdot R_2 & \eta & U_2 = I \cdot R_2 \end{aligned}$$

Ἄν προσθέσωμεν κατὰ μέλη τὰς δύο ἀνωτέρω σχέσεις, ἔχομεν:

$$U_A - U_\Gamma = I \cdot R_1 + I \cdot R_2 \quad \eta \quad U = I \cdot (R_1 + R_2) \quad (1)$$

Ἐὰν καλέσωμεν  $R_{ολ}$  τὴν ὀλικὴν ἀντίστασιν τῶν ἀγωγῶν, οἱ ὁποῖοι ὑπάρχουν μεταξύ τῶν σημείων  $A$  καὶ  $\Gamma$ , τότε σύμφωνα μετὸν νόμον τοῦ Ohm ἔχομεν:

$$U = I \cdot R_{ολ} \quad (2)$$

Ἄπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) εὐρίσκομεν ὅτι:

**Εἰς τὴν σύνδεσιν ἀντιστάσεων κατὰ σειράν ἡ ὀλικὴ ἀντίστασις ( $R_{ολ}$ ) τοῦ συστήματος εἶναι ἴση μετὸ ἄθροισμα τῶν ἀντιστάσεων.**

$$\text{σύνδεσις κατὰ σειράν: } R_{ολ} = R_1 + R_2 + R_3 \quad (3)$$

Ἄπὸ τὰ ἀνωτέρω εὐρίσκομεν τὰς ἀκολούθους σχέσεις:

$$U = U_1 + U_2 \quad I = \frac{U_1}{R_1} = \frac{U_2}{R_2} = \frac{U}{R_{ολ}} \quad \text{καὶ} \quad U_1 = \frac{U}{R_{ολ}} \cdot R_1 \quad U_2 = \frac{U}{R_{ολ}} \cdot R_2$$

Αἱ εὐρεθεῖσαι σχέσεις φανερώουν ὅτι:

Εἰς τὴν σύνδεσιν ἀντιστάσεων κατὰ σειράν ἡ τάσις, ἡ ὁποία ἐφαρμόζεται εἰς τὰ ἄκρα τοῦ συστήματος κατανέμεται εἰς τὰ τμήματα τοῦ συστήματος ἀναλόγως πρὸς τὴν ἀντίστασιν ἑκάστου τμήματος.

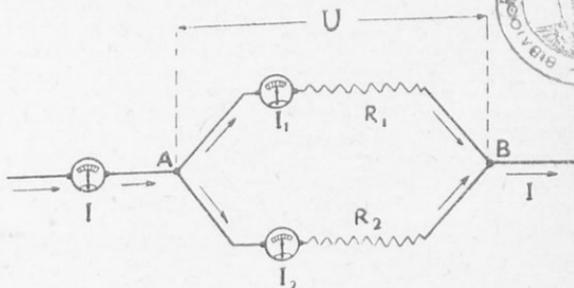
**Παράδειγμα.**— Ἐχομεν δύο ἀντιστάσεις  $R_1 = 6 \Omega$  καὶ  $R_2 = 4 \Omega$ . Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ συστήματος τῶν δύο ἀντιστάσεων ἐφαρμόζεται τάσις  $U = 60$  Volt. Τότε ἡ ὁλικὴ ἀντίστασις  $R_{ολ}$  τοῦ συστήματος εἶναι  $R_{ολ} = 6 + 4 = 10 \Omega$  καὶ συνεπῶς ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει καὶ τὰς δύο ἀντιστάσεις, εἶναι:

$$I = \frac{U}{R_{ολ}} = \frac{60}{10} = 6 \text{ A.}$$

Ἄρα ἐπὶ ἐκάστης ἀντιστάσεως ἔχομεν πτώσιν τῆς τάσεως:

$$U_1 = I \cdot R_1 = 6 \times 6 = 36 \text{ Volt} \quad \text{καὶ} \quad U_2 = I \cdot R_2 = 6 \times 4 = 24 \text{ Volt.}$$

**β') Παράλληλος σύνδεσις ἀντιστάσεων.**— Μεταξὺ δύο σημείων A καὶ B ἑνὸς ἀγωγῶν παρεμβάλλομεν δύο ἀντιστάσεις  $R_1$  καὶ  $R_2$  (σχ. 94). Τότε τὸ κύριον ρεῦμα διὰ κλάδις εἶναι εἰς δύο ρεύματα. Μὲ ἀμπερόμετρα μετροῦμεν τὰς ἔντασεις  $I_1$ ,  $I_2$  καὶ  $I$ , τῶν ρευμάτων. Ἐκ τῆς μετρήσεως εὐρίσκομεν τὸν ἀκόλουθον κανόνα:



Σχ. 94. Παράλληλος σύνδεσις ἀντιστάσεων.

**I. Πρῶτος κανὼν τοῦ Kirchhoff:** Εἰς μίαν διακλάδωσιν ἀγωγῶν ἢ ἔντασις ( $I$ ) τοῦ κυρίου ρεύματος ἰσοῦται μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν ἔντασεων τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα διαρρέουν τοὺς ἀγωγούς τῆς διακλαδώσεως.

$$\boxed{A' \text{ κανὼν τοῦ Kirchhoff: } I = I_1 + I_2} \quad (4)$$

Τὸ ἀνωτέρω συμπέρασμα εἶναι δυνατόν νὰ εὐρεθῇ καὶ μὲ τὸν ἐξῆς ἀπλούστατον συλλογισμόν: Ὄταν ἀγωγὸς διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, τότε εἰς κανένα σημεῖον τοῦ ἀγωγῶν συμβαίνει συγκέντρωσις ἢλεκτρικῶν φορτίων. Συνεπῶς τὰ φορτία, τὰ ὁποῖα ἐντὸς ὀριζμένου χρόνου φθάνουν εἰς τὸν κόμβον A τῆς διακλαδώσεως, εἶναι ἴσα μὲ τὰ φορτία, τὰ ὁποῖα ἐντὸς τοῦ αὐτοῦ χρόνου ἀναχωροῦν ἀπὸ τὸν κόμβον A. Ἐὰν ἡ σχέσηις  $I = I_1 + I_2$  ἴσχυρῶς ἐξῆς  $I - I_1 - I_2 = 0$ , τότε ὁ πρῶτος κανὼν τοῦ Kirchhoff διατυπώνεται καὶ ὡς ἐξῆς:

**Εἰς κάθε κόμβον τῆς διακλαδώσεως ἀγωγῶν τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν ἔντασεων τῶν ρευμάτων εἶναι ἴσον μὲ μηδέν.**

$$\boxed{\sum I = 0}$$

Διὰ τὴν ἄθροισιν τῶν ἔντασεων λαμβάνονται ὡς θετικαὶ αἱ ἔντασις τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα φθάνοῦν εἰς τὸν κόμβον καὶ ὡς ἀρνητικαὶ αἱ ἔντασις τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα ἀναχωροῦν ἀπὸ τὸν κόμβον.

Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο σημείων A καὶ B τῆς διακλαδώσεως ἔχει μίαν σταθερὰν τιμὴν  $U$ . Τότε σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Ohm ἔχομεν:

$$U = I_1 \cdot R_1 \quad \text{καὶ} \quad U = I_2 \cdot R_2$$

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ ἴνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

Ἀπὸ τὰς σχέσεις αὐτὰς συνάγεται :

$$U = I_1 \cdot R_1 = I_2 \cdot R_2 \quad (5) \quad \text{ἤτοι} \quad I_1 : I_2 = R_2 : R_1$$

Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις ἐκφράζει τὸν ἀκόλουθον κανόνα :

**Εἰς μίαν διακλάδωσιν ἀγωγῶν αἱ ἐντάσεις τῶν ρευμάτων, τὰ ποῖα διαρρέουν δύο ἀγωγούς τῆς διακλαδώσεως εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογοι πρὸς τὰς ἀντιστάσεις τῶν ἀγωγῶν.**

$$I_1 : I_2 = R_2 : R_1$$

Κατὰ τὴν παράλληλον σύνδεσιν τῶν ἀντιστάσεων  $R_1$  καὶ  $R_2$  ἰσχύουν αἱ σχέσεις :

$$I_1 = \frac{U}{R_1} \quad \text{καὶ} \quad I_2 = \frac{U}{R_2}$$

Ἄν προσθέσωμεν κατὰ μέλη τὰς δύο αὐτὰς σχέσεις, λαμβάνομεν :

$$I_1 + I_2 = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} \quad \text{ἤτοι} \quad I = U \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (6)$$

Ἐὰν καλέσωμεν  $R_{ολ}$  τὴν ὀλικὴν ἀντίστασιν τοῦ συστήματος τῶν ἀγωγῶν τῆς διακλαδώσεως, τότε σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Ohm εἶναι :

$$I = \frac{U}{R_{ολ}} \quad (7)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (6) καὶ (7) εὐρίσκομεν :

$$\frac{U}{R_{ολ}} = U \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad \text{ἢ} \quad \frac{1}{R_{ολ}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις δίδει τὴν τιμὴν τῆς ὀλικῆς ἀντιστάσεως  $R_{ολ}$  καὶ φανερῶναι ὅτι :

**Εἰς τὴν παράλληλον σύνδεσιν ἀντιστάσεων ἡ ὀλικὴ ἀγωγιμότης τοῦ συστήματος εἶναι ἰση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν ἀγωγιμοτήτων τῶν παραλλήλως συνδεδεμένων ἀντιστάσεων.**

$$\text{σύνδεσις παράλληλος:} \quad \frac{1}{R_{ολ}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots$$

**Παράδειγμα.**—Αἱ δύο ἀντιστάσεις τοῦ σχήματος 94 εἶναι  $R_1 = 6 \, \Omega$  καὶ  $R_2 = 4 \, \Omega$ , ἡ δὲ ἐφαρμοζομένη τάσις εἰς τὰ ἄκρα τῆς διακλαδώσεως εἶναι  $U = 60 \, \text{V}$ . Ἡ ὀλικὴ ἀντίστασις  $R_{ολ}$  τοῦ συστήματος εὐρίσκεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$\frac{1}{R_{ολ}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad \text{ἤτοι} \quad \frac{1}{R_{ολ}} = \frac{1}{6} + \frac{1}{4} = \frac{5}{12} \quad \text{καὶ} \quad R_{ολ} = 12/5 = 2,4 \, \Omega.$$

Ἄρα ἡ ἔντασις τοῦ κυρίου ρεύματος εἶναι :

$$I = \frac{U}{R_{ολ}} = \frac{60}{2,4} = 25 \, \text{A}$$

Αί άντιστάσεις  $R_1$  και  $R_2$  διαρρέονται από ρεύματα, τά όποία έχουν άντιστοίχως έντασιν :

$$I_1 = \frac{U}{R_1} = \frac{60}{6} = 10 \text{ A} \quad \text{και} \quad I_2 = \frac{U}{R_2} = \frac{60}{4} = 15 \text{ A}.$$

84. Χρήσις τών άμπερομέτρων και βολτομέτρων. — α') Άμπερόμετρα. — Συνήθως τά άμπερομέτρα είναι κατασκευασμένα ούτως, ώστε να διέρχωνται δι' αυτών μόνον άσθενή ρεύματα. Η έσωτερική άντίστασις του άμπερομέτρου είναι γενικώς πολύ μικρά, διότι τó άμπερομέτρον παρεμβάλλεται κατ' ά σειράν εις τó κύκλωμα και έπομένως πρέπει να μη προκαλή αισθητήν μεταβολήν της άντιστάσεως του κυκλώματος. Διά να επιτύχουμεν αύξησιν τών ένδείξεων της κλίμακος του άμπερομέτρου, παρεμβάλλομεν κατ' ά διακλάδωσιν μεταξυ τών άκροδεκτών  $\Gamma$  και  $\Delta$  του άμπερομέτρου μίαν βοηθητικήν άντίστασιν  $R_\beta$  (σχ. 95). Έστω  $I$  ή έντασις του κυρίου ρεύματος, την όποιάν θέλομεν να μετρήσωμεν και  $R_0$  ή έσωτερική άντίστασις του όργάνου (δηλ. του άμπερομέτρου). Τó κύριον ρεύμα διακλαδίζεται και από τó άμπερομέτρον διέρχεται ρεύμα έντάσεως  $I_0$ . Τότε ισχύουν αί σχέσεις :

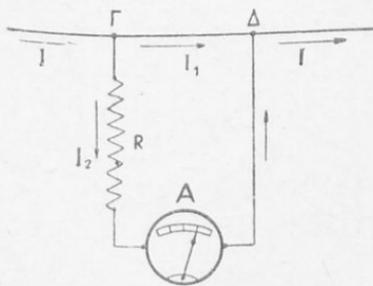
$$I = I_0 + I_\beta \quad \text{και} \quad \frac{I_0}{I_\beta} = \frac{R_\beta}{R_0}.$$

Άν θέλωμεν να διέρχεται από τó άμπερομέτρον μόνον τó ένα δέκατον του κυρίου ρεύματος, τότε θα είναι  $I_0 = \frac{I}{10}$  και  $I_\beta = \frac{9I}{10}$ . Εις την περίπτωσην αυτήν είναι :

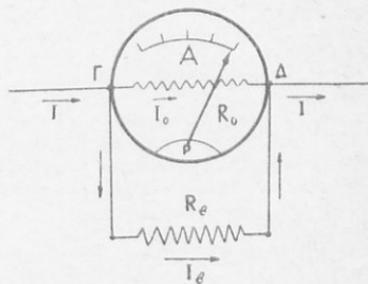
$$\frac{R_\beta}{R_0} = \frac{1}{9} \quad \text{άρα} \quad R_\beta = \frac{R_0}{9}.$$

Άν λοιπόν τó άμπερομέτρον δεικνύη τότε  $I_0 = 4,5 \text{ A}$ , ή έντασις του μετρουμένου ρεύματος είναι  $I = 10 \cdot I_0 = 45 \text{ A}$ . Άν ή βοηθητική άντίστασις  $R_\beta$  είναι ίση με τó  $\frac{1}{99}$ ,  $\frac{1}{999} \dots$  της άντιστάσεως  $R_0$  του άμπερομέτρου, τότε ή έντασις  $I_0$  του ρεύματος, τó όποιον διέρχεται από τó άμπερομέτρον, είναι άντιστοίχως ίση με τó  $\frac{1}{100}$ ,  $\frac{1}{1000}$  της έντάσεως  $I$  του κυρίου ρεύματος· εις τας περιπτώσεις αυτάς είναι άντιστοίχως  $I = 100 I_0$ ,  $I = 1000 I_0$ . Εις την πράξιν κάθε άμπερομέτρον συνοδεύεται από διαφόρους βοηθητικές άντιστάσεις. Με αυτάς κατορθώνομεν να μετροϋμεν με τó ίδιον όργανον ρεύματα έχοντα πολύ διαφορετικές έντάσεις. Βοηθητικές άντιστάσεις χρησιμοποιούμεν και εις γαλβανόμετρα.

Σχ. 96. Διά την εξήγησιν της λειτουργίας και της συνδέσεως βολτομέτρου.



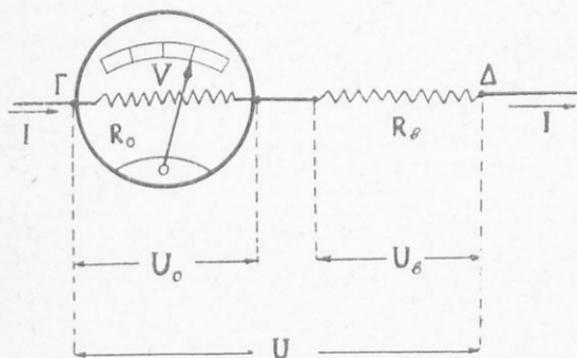
παρεμβάλλεται κατ' ά διάκλωσιν ευαίσθητον άμπερόμετρον Α, τó όποιον συνδέεται κατ' ά



Σχ. 95. Σύνδεσις άμπερομέτρου με βοηθητικήν άντίστασιν  $R_\beta$ .

β') Βολτόμετρα. — Διά την μέτρησιν τών διαφορών δυναμικού ή και άλλων τών τάσεων χρησιμοποιούνται τά βολτόμετρα. Η χρήση τών βολτομέτρων στηρίζεται επί της εξής άρχης. Έστω ότι μεταξυ τών σημείων  $\Gamma$  και  $\Delta$  ενός άγωγοϋ

σειράν μὲ μίαν πολὺ μεγάλην ἀντίστασιν  $R$  (σχ. 96). Οὕτω ἡ ἀντίστασις τοῦ κλάδου  $\Gamma\Delta$  εἶναι πολὺ μεγάλη ἐν σχέσει μὲ τὴν ἀντίστασιν τοῦ ἀγωγοῦ  $\Gamma\Delta$ . Διὰ τοῦτο ἡ ἔντασις  $I_2$  τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸν κλάδον  $\Gamma\Delta$ ,



Σχ. 97. Σύνδεσις βολτομέτρου μὲ βοηθητικὴν ἀντίστασιν  $R_\beta$

τὰς ἐνδείξεις  $U_1, U_2, U_3, \dots$  τότε τὸ ὄργανον εἶναι βολτόμετρον καὶ διὰ τὴν μέτρησιν τῆς διαφοράς δυναμικοῦ εἰς τὰ ἄκρα ἐνὸς ἀγωγοῦ, πρέπει νὰ συνδεθῇ παραλλήλως μὲ τὸν θεωρούμενον ἀγωγόν.

Διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν ἀξίωσιν τῶν ἐνδείξεων τῆς κλίμακος τοῦ βολτομέτρου, συνδέομεν τοῦτο κατὰ σειρὰν μὲ μίαν βοηθητικὴν ἀντίστασιν  $R_\beta$  (σχ. 97). Ἐστω  $R_0$  ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις τοῦ ὄργανου, δηλ. τοῦ βολτομέτρου καὶ  $U_0$  ἡ ἐνδείξις αὐτοῦ, ὅταν τὸ σύστημα διαρρέεται ἀπὸ ρεῖμα ἐντάσεως  $I$ . Εἰς τὰ ἄκρα τῆς βοηθητικῆς ἀντιστάσεως  $R_\beta$  ὑπάρχει τάσις  $U_\beta$ . Τότε ἰσχύουν αἱ σχέσεις :

$$U_0 = I \cdot R_0 \quad \text{καὶ} \quad U_\beta = I \cdot R_\beta$$

Ἄν διαιρέσωμεν κατὰ μέλη τὰς ἀνωτέρω ἐξισώσεις, εὐρίσκομεν :

$$\frac{U_\beta}{U_0} = \frac{R_\beta}{R_0}$$

Ἐάν λάβωμεν  $R_\beta = 9 \cdot R_0$ , τότε εἶναι :

$$\frac{U_\beta}{U_0} = 9 \quad \text{ἄρα} \quad U_\beta = 9 \cdot U_0$$

Εἰς τὰ ἄκρα  $\Gamma$  καὶ  $\Delta$  τοῦ ὄργανου ἐφαρμόζεται τότε τάσις  $U$ , ἡ ὅποια εἶναι :

$$U = U_0 + U_\beta \quad \text{ἤτοι} \quad U = U_0 + 9 \cdot U_0 \quad \text{καὶ} \quad U = 10 \cdot U_0$$

Ἐάν λοιπὸν τὸ βολτόμετρον δεικνύη τάσιν  $U_0 = 6,7$  Volt, ἡ ζητούμενὴ τάσις  $U$  εἶναι :

$$U = 10 \cdot 6,7 = 67 \text{ Volt.}$$

Ἐάν ἡ βοηθητικὴ ἀντίστασις εἶναι  $R_\beta = 99 \cdot R_0$  ἢ  $R_\beta = 999 \cdot R_0$ , τότε ἀντιστοίχως ἡ ζητούμενὴ τάσις εἶναι  $U = 100 U_0$  ἢ  $U = 1000 U_0$ .

85. Ρυθμιστικαὶ ἀντιστάσεις. — Εἰς πολλὰς περιπτώσεις εἶναι ἀνάγκη νὰ μεταβάλλεται κατὰ βούλησιν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει ἓνα ἀγω-

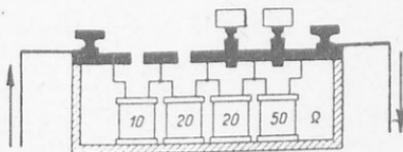
γενεῖς ἢ ἔντασις  $I_1$  εἶναι αἰσθητῶς ἴση μὲ τὴν ἔντασιν  $I$  τοῦ κυρίου ρεύματος. Μεταξὺ τῶν σημείων  $\Gamma$  καὶ  $\Delta$  δημιουργοῦμεν καταλλήλως διαφορὰς δυναμικοῦ  $U_1, U_2, U_3, \dots$  καὶ μὲ τὸ ἀμπερόμετρον μετροῦμεν τὰς ἀντιστοίχους ἐντάσεις  $I_1, I_2, I_3, \dots$  τῶν ρευμάτων τὰ ὁποῖα διαρρέουν τὸν κλάδον  $\Gamma\Delta$ . Σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Ohm ἔχομεν τὰς σχέσεις :

$$U_1 = R I_1 \quad U_2 = R I_2$$

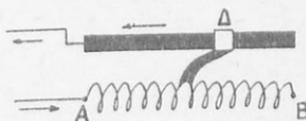
$$U_3 = R I_3 \dots$$

Ἄν ἡ μεγάλη ἀντίστασις  $R$  τεθῇ ἐντὸς τοῦ ἀμπερομέτρου καὶ εἰς τὰς θέσεις τῶν ἐνδείξεων  $I_1, I_2, I_3, \dots$  σημειώσωμεν

γόν. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται, ἐὰν μεταβληθῇ ἡ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος. Ἡ κατὰ βούλησιν μεταβολὴ τῆς ἀντιστάσεως ἐπιτυγχάνεται μὲ εἰδικὰς διατάξεις, αἱ ὁποῖαι

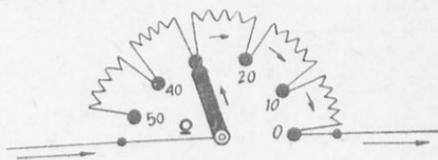


Σχ. 98. Κιβώτιον ἀντιστάσεως.



Σχ. 99. Ρυθμιστικὴ ἀντίστασις.

παρεμβάλλονται εἰς τὸ κύκλωμα κατὰ σειρὰν καὶ καλοῦνται **ρυθμιστικαὶ ἀντιστάσεις** ἢ **ροοστάται**. Ὑπάρχουν διάφοροι τύποι ρυθμιστικῶν ἀντιστάσεων. Εἰς τὸ σχῆμα 98 δεικνύεται ἓνα κιβώτιον ἀντιστάσεων, μὲ τὸ ὁποῖον παρεμβάλλομεν τὴν ἐπιθυμητὴν ἀντίστασιν, ἂν ἀφαιρέσωμεν ὠρισμένους γόμφους (εἰς τὸ σχῆμα φαίνεται ρυθμισμένον οὕτως, ὥστε νὰ παρεμβάλλῃ ἀντίστασιν 30 Ω). Εἰς τὸ σχῆμα 99 δεικνύεται σχηματικῶς ρυθμιστικὴ ἀντίστασις μὲ δρομέα, εἰς δὲ τὸ σχῆμα 100 δεικνύεται ρυθμιστικὴ ἀντίστασις μὲ μοχλόν.

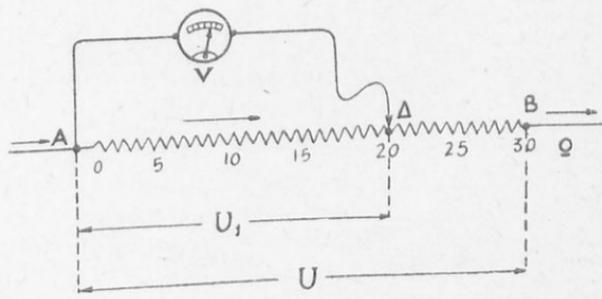


Σχ. 100. Ρυθμιστικὴ ἀντίστασις.

**86. Ρυθμιστὴς τάσεως.** — Εἰς τὰ ἄκρα ὁμογενοῦς καὶ σταθερῆς τομῆς ἀγωγοῦ AB ἐφαρμόζεται σταθερὰ διαφορὰ δυναμικοῦ  $U$  (σχ. 101). Ὁ ἀγωγὸς ἔχει ἀντίστασιν  $R$  καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα σταθερῆς ἐντάσεως  $I$ . Τότε ἰσχύει ἡ σχέση  $I = U/R$ . Ἄς θεωρήσωμεν τμῆμα  $\Delta\Delta$  τοῦ ἀγωγοῦ, τὸ ὁποῖον ἔχει ἀντίστασιν  $R_1$ . Τότε ἡ τάσις εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ  $\Delta\Delta$  εἶναι:

$$U_1 = I \cdot R_1 \quad \eta$$

$$U_1 = \frac{U}{R} \cdot R_1$$



Σχ. 101. Διάταξις διὰ τὴν μεταβολὴν τῆς τάσεως (ποτενσιόμετρον).

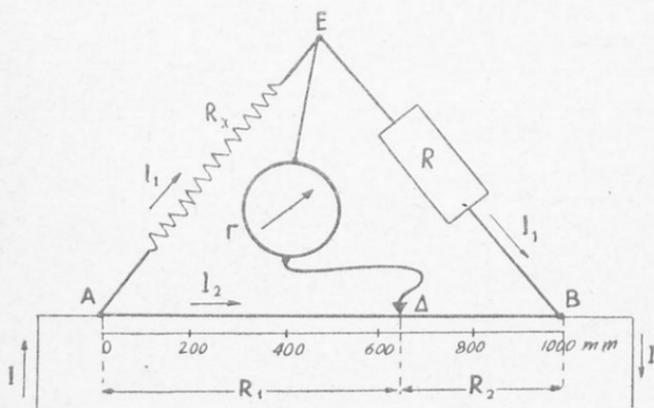
Ἐὰν μεταβάλλωμεν τὴν ἀντίστασιν  $R_1$ , λαμβάνομεν διαφορὰς τιμὰς τῆς τάσεως  $U_1$ . Ἐπὶ τῆς ἀρχῆς αὐτῆς στηρίζεται ὁ **ρυθμιστὴς τάσεως** ἢ **ποτενσιόμετρον**. Τὸ ἄκρον  $A$  τοῦ ἀγωγοῦ συνδέεται μὲ τὸν ἓνα ἀκροδέκτην βολτομέτρον ὁ ἄλλος ἀκροδέκτης συνδέεται μὲ δρομέα  $\Delta$ , ὁ ὅποιος ἢμπορεῖ νὰ μετακινῆται κατὰ μῆκος τοῦ ἀγωγοῦ  $AB$ . Οὕτω, μετακινούντες τὸν δρομέα ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ  $AB$ , λαμβάνομεν διαφορὰς τιμὰς τάσεως.

86α. Μέτρησις ἀντιστάσεων. — Ἡ μέτρησις τῶν ἀντιστάσεων γίνεται συνήθως μὲ μίαν ἐκ τῶν ἀκολουθῶν μεθόδων.

α') *Μέτρησις ἀντιστάσεως μὲ βολτόμετρον καὶ ἀμπερόμετρον.* — Ἡ μέθοδος αὕτη εἶναι ἀπλὴ ἐφαρμογὴ τοῦ νόμου τοῦ Ohm. Διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν ἀντίστασιν  $R$  ἐνὸς ἀγωγοῦ  $AB$  (σχ. 89), μετροῦμεν μὲ βολτόμετρον τὴν τάσιν  $U$ , ἡ ὁποία ἐφαρμόζεται εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ καὶ μὲ ἀμπερόμετρον μετροῦμεν τὴν ἔντασιν  $I$  τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸν ἀγωγόν. Τότε σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Ohm ἡ ἀντίστασις εἶναι:  $R = U/I$ .

β') *Μέτρησις ἀντιστάσεως μὲ τὴν γέφυραν τοῦ Wheatstone.* — Ἡ μέθοδος αὕτη εἶναι ἐφαρμογὴ τῶν νόμων τῶν διακλαδιζομένων ρευμάτων. Ἄνωθεν ἐνὸς κανόνος, μήκους  $1\text{ m}$  καὶ βαθμολογημένου εἰς χιλιοστόμετρα, ἐκτείνεται σύρμα  $AB$  (σχ. 102). Ἡ ἄγνωστος ἀντίστασις  $R_x$  συνδέεται κατὰ σειρὰν μὲ γνω-

στήν ρυθμιζομένην ἀντίστασιν  $R$ . Ἐπὶ τοῦ σύρματος  $AB$  ἡμπορεῖ νὰ μετακινήται δρομεὺς  $\Delta$ , ὁ ὁποῖος εἶναι στερεωμένος εἰς τὸ ἄκρον σύρματος  $ΕΔ'$  τὸ σύρμα καλεῖται γέφυρα καὶ φέρει γαλβανόμετρον  $\Gamma$ .



Σχ. 102. Γέφυρα τοῦ Wheatstone μετὰ χορδῆς.

κλαδώσεως ὑπάρχει ἡ σταθερὰ διαφορὰ δυναμικοῦ  $U_A - U_B$ . Κατὰ μήκος ἐκάστου κλάδου τὸ δυναμικὸν ἐλαττώνεται συνεχῶς ἀπὸ τὴν τιμὴν  $U_A$  μέχρι τῆς τιμῆς  $U_B$ . Εἰς τὸ σημεῖον  $E$  τὸ δυναμικὸν ἔχει ὠρισμένην τιμὴν  $U_E$ , ἡ ὁποία εἶναι  $U_A > U_E > U_B$ . Μετακινουόμεν τὸν δρομέα ἐπὶ τοῦ σύρματος μέχρις ὅτου ἀνεύρωμεν ἓνα σημεῖον  $\Delta$ , διὰ τὸ ὁποῖον δὲν παρατηροῦμεν ἀπόκλισιν τῆς βελόνης τοῦ γαλβανομέτρου. Τότε ἡ γέφυρα  $E\Delta$  δὲν διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα καὶ συνεπῶς τὰ σημεῖα  $E$  καὶ  $\Delta$  ἔχουν τὸ αὐτὸ δυναμικὸν ( $U_E = U_\Delta$ ). Ἄς καλέσωμεν  $R_1$  καὶ  $R_2$  τὰς ἀντιστάσεις τῶν τμημάτων  $A\Delta$  καὶ  $\Delta B$  τοῦ σύρματος. Τότε ἰσχύουν αἱ γνωσταὶ σχέσεις:

$$\begin{aligned} U_A - U_E &= I_1 \cdot R_x = I_2 \cdot R_1 \\ U_E - U_B &= I_1 \cdot R = I_2 \cdot R_2 \end{aligned}$$

Ἄν διαιρέσωμεν κατὰ μέλη τὰς ἀνωτέρω ἐξισώσεις, ἔχομεν:

$$\frac{R_x}{R} = \frac{R_1}{R_2} \quad \eta \quad R_x = \frac{R_1}{R_2} \cdot R \quad (1)$$

Ἐπειδὴ τὸ σύρμα AB εἶναι ὁμογενές καὶ σταθερᾶς τομῆς, αἱ ἀντιστάσεις  $R_1$  καὶ  $R_2$  τῶν δύο τμημάτων AD καὶ DB τοῦ σύρματος εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰ μήκη  $l_1$  καὶ  $l_2$  τῶν δύο τμημάτων. Ὡστε ἡ ἐξίσωσις (1) γράφεται :

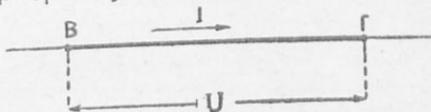
$$R_x = \frac{l_1}{l_2} \cdot R$$

Ὅτω π.χ. ἂν εἶναι  $R = 32 \Omega$ ,  $l_1 = 60 \text{ cm}$  καὶ  $l_2 = 40 \text{ cm}$ , ἡ ἄγνωστος ἀντίστασις εἶναι :

$$R_x = \frac{60}{40} \cdot 32 = 48 \Omega.$$

## ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΚΑΙ ΙΣΧΥΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

89. Ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος. — Μεταξὺ τῶν ἄκρων ἑνὸς σύρματος ΒΓ διατηρεῖται σταθερὰ διαφορά δυναμικοῦ  $U$  (σχ. 103). Τὸ σύρμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ἔχει ἔντασιν  $I$ . Ἐντὸς χρόνου  $t$  δευτερολέπτων μεταφέρεται ἀπὸ τὸ Β εἰς τὸ Γ ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q = I \cdot t$ . Κατ' αὐτὴν ὁμῶς τὴν μεταφορὰν τοῦ φορτίου γνωρίζομεν (§ 36) ὅτι παράγεται ἔργον  $W$ , τὸ ὁποῖον εἶναι :



Σχ. 103. Τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα παράγει ἔργον.

$$W = U \cdot Q \quad \eta \quad W = U \cdot I \cdot t$$

Τὸ ἔργον τοῦτο τοῦ ρεύματος μετατρέπεται ὁλόκληρον εἰς θερμότητα καὶ διὰ τοῦτο τὸ σύρμα θερμαίνεται (§ 72). Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι :

**Ἡ ἐνέργεια ( $W$ ) τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει ἀγωγόν, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ ( $U$ ), τὴν ὑπάρχουσαν εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ, ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν ( $I$ ) τοῦ ρεύματος καὶ ἀνάλογος πρὸς τὸν χρόνον ( $t$ ) τῆς διελεύσεως τοῦ ρεύματος.**

$$\text{ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος: } W = U \cdot I \cdot t$$

Ἐπειδὴ ὡς γνωστὸν εἶναι  $U = I \cdot R$ , ὁ ἀνωτέρω τύπος ἠμπορεῖ νὰ γραφῆ καὶ ὡς ἑξῆς :

$$\text{ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος: } W = I^2 \cdot R \cdot t$$

Ἄν τὰ  $U$ ,  $I$ ,  $R$  μετροῦνται εἰς **πρακτικὰς μονάδας** καὶ τὸ  $t$  εἰς **δευτερόλεπτα**, τότε ἡ ἐνέργεια  $W$  τοῦ ρεύματος εὐρίσκειται εἰς **Joule**. Ὅτω, ἂν εἶναι  $U = 220 \text{ V}$ ,  $I = 4 \text{ A}$  καὶ  $t = 10 \text{ sec}$ , ἡ ἐνέργεια τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διήλθεν κατὰ τὸν χρόνον τοῦτον διὰ τοῦ σύρματος, εἶναι :

$$W = 220 \times 4 \times 10 = 8800 \text{ Joule.}$$

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

89. Ἴσχύς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος. — Διὰ τὴν εὐρωμεν τὴν ἰσχύν (P) τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, διαιροῦμεν τὸ ὑπὸ τοῦ ρεύματος παραγόμενον ἔργον (W) διὰ τοῦ ἀντιστοίχου χρόνου (t). Οὕτω εὐρίσκομεν ὅτι :

**Ἡ ἰσχύς (P) τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, τὸ ὅποσον διαρρέει ἀγωγόν, ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ (U), ἢ ὁποία ὑπάρχει εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ, ἐπὶ τὴν ἔντασιν (I) τοῦ ρεύματος.**

$$\text{ἰσχύς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος: } P = U \cdot I \quad \text{ἢ} \quad P = I^2 \cdot R$$

Ἄν τὰ U, I καὶ R μετροῦνται εἰς *πρακτικὰς μονάδας*, τότε ἡ ἰσχύς P τοῦ ρεύματος μετρεῖται εἰς *Watt*.

Οὕτω ἂν εἶναι  $U = 220 \text{ V}$  καὶ  $I = 10 \text{ A}$ , τότε ἡ ἰσχύς τοῦ ρεύματος εἶναι :

$$P = 220 \times 10 = 2200 \text{ Watt.}$$

Παρατηροῦμεν ὅτι διὰ τὴν αὐτὴν τάσιν U ἡ ἰσχύς τοῦ ρεύματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, δηλαδὴ ἀπὸ τὴν ἀντίστασιν R, τὴν ὁποίαν θὰ χρησιμοποιήσωμεν.

90. Νόμος τοῦ **Joule**. — Εἰς τὰ ἄκρα ἑνὸς σύρματος, ἔχοντος ἀντίστασιν R, ἐφαρμόζεται σταθερὰ διαφορὰ δυναμικοῦ U. Τότε τὸ σύρμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως I καὶ ἰσχύει ἡ σχέσις  $U = I \cdot R$ . Εἰς χρόνον t τὸ ρεῦμα τοῦτο παράγει ἔργον :

$$W = U \cdot I \cdot t \text{ Joule} \quad \text{ἢ} \quad W = I^2 \cdot R \cdot t \text{ Joule.}$$

Τὸ ἔργον τοῦτο μεταβάλλεται ὀλόκληρον εἰς θερμότητα, ἢ ὁποία προκαλεῖ τὴν θέρμανσιν τοῦ σύρματος. Ἐπειδὴ εἶναι γνωστὸν (B' τόμ. σελ. 72) ὅτι 1 θερμὸς ἰσοδυναμεῖ μὲ 4,19 Joule, εὐρίσκομεν ὅτι ἡ ποσότης θερμότητος (Q), ἢ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ σύρματος, εἶναι :

$$Q = \frac{1}{4,19} I^2 \cdot R \cdot t \text{ cal.}$$

Τὸ συμπέρασμα τοῦτο ἀποτελεῖ τὸν *νόμον τοῦ Joule* :

**Ἡ ποσότης θερμότητος, ἢ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐπὶ ἑνὸς σύρματος, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀντίστασιν τοῦ σύρματος καὶ ἀνάλογος πρὸς τὸν χρόνον διελεύσεως τοῦ ρεύματος.**

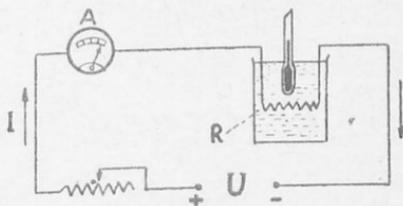
$$\text{νόμος τοῦ Joule: } Q = 0,24 I^2 \cdot R \cdot t \text{ cal} \quad \text{ἢ} \quad Q = 0,24 U \cdot I \cdot t \text{ cal}$$

Ἡ θέρμανσις τοῦ ἀγωγοῦ, ὅταν δι' αὐτοῦ διέρχεται ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς ἠλεκτρονικῆς φύσεως τοῦ ρεύματος (§ 82). Τὰ ἠλεκτρόνια τοῦ ρεύματος κατὰ τὴν κίνησίν των διὰ μέσου τοῦ ἀγωγοῦ προσκρούουν ἐπὶ τῶν θετικῶν ἰόντων τοῦ μετάλλου, τὰ ὁποῖα ἀποκοτῶν οὕτω μεγαλύτεραν κινητικὴν ἐνέργειαν καὶ συνεπῶς ὁ ἀγωγὸς θερμαίνεται. Ἡ ἠλεκτρονικὴ θεωρία εὐρίσκει δι' ὑπολογισμῶν τὸν νόμον τοῦ Joule.

Πειραματικῶς ἐπαληθεύεται ὁ νόμος τοῦ Joule, ἐὰν ἐντὸς θερμοδόμετρου βυθίσωμεν σύρμα καὶ διαβιβάσωμεν δι' αὐτοῦ ρεῦμα (σχ. 104). Μεταβάλλοντας τὴν ἔντασιν  $I$  τοῦ ρεύματος ἢ τὴν ἀντίστασιν  $R$  τοῦ σύρματος ἢ τὸν χρόνον  $t$  τῆς διελεύσεως τοῦ ρεύματος ἐπαληθεύομεν εὐκόλως τὸν νόμον τοῦ Joule.

**Παράδειγμα.** — Σύρμα ἔχει ἀντίστασιν  $5 \Omega$  καὶ ἐπὶ  $10 \text{ min}$  διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $10 \text{ A}$ . Ἡ ἀναπτυσσομένη ἐπὶ τοῦ σύρματος ποσότης θερμότητος εἶναι :

$$Q = 0,24 \cdot 100 \cdot 5 \cdot 600 = 72\,000 \text{ cal.}$$



Σχ. 104. Διὰ τὴν πειραματικὴν ἀπόδειξιν τοῦ νόμου τοῦ Joule.

91. **Ἡλεκτρικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος.** — Κατὰ τὴν ἀνωτέρω διατύπωσιν τοῦ νόμου τοῦ Joule ἐδέχθημεν ὅτι ἡ ηλεκτρικὴ ἐνέργεια, μετροημένη εἰς Joule, μετατρέπεται εἰς θερμότητα σύμφωνα μετὰ τὴν γνωστὴν τιμὴν τοῦ  $\mu \eta \chi \alpha \nu \iota \kappa \omicron \upsilon \iota \sigma \omicron \delta \upsilon \nu \acute{\alpha} \mu \omicron \tau \eta \varsigma \theta \epsilon \rho \mu \acute{o} \tau \eta \tau \omicron \varsigma J = 4,19 \text{ Joule/cal}$ . Ἐστω ὅτι ρεῦμα ἐντάσεως  $I$  διαρρέει ἐπὶ χρόνον  $t$  ἀγωγὸν ἀντιστάσεως  $R$ . Τὸ ρεῦμα τοῦτο ἔχει ἰσχύν  $P = I^2 \cdot R$  καὶ ἀναπτύσσει ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ ποσότητα θερμότητος :

$$Q = \alpha \cdot I^2 \cdot R \cdot t \text{ cal} \quad (1)$$

ὅπου  $\alpha$  εἶναι ἕνας συντελεστής, ὁ ὁποῖος καλεῖται **ἡλεκτρικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος**. Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (1) εὐρίσκομεν :

$$\alpha = \frac{Q}{I^2 \cdot R \cdot t} \quad (2)$$

Πειραματικῶς προσδιορίζεται ἡ τιμὴ τοῦ ηλεκτρικοῦ ἰσοδυναμίου τῆς θερμότητος, ἂν μὲ θερμοδόμετρον μετρηθῇ ἡ ποσότης θερμότητος  $Q$ , ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐντὸς χρόνου  $t$  ἐπὶ ἀγωγοῦ ἀντιστάσεως  $R$ , ὅταν τὸ ρεῦμα ἔχῃ ἔντασιν  $I$ . Οὕτω εὐρέθη ὅτι εἶναι  $\alpha = 0,24$ . Ἐὰν εἰς τὴν ἐξίσωσιν (2) θέσωμεν  $I = 1 \text{ A}$ ,  $R = 1 \Omega$  καὶ  $t = 1 \text{ sec}$ , εὐρίσκομεν  $\alpha = Q$ . Ἄρα :

**Ἡλεκτρικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος καλεῖται ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐπὶ ἀγωγοῦ ἀντιστάσεως  $1 \text{ Ohm}$ , ὅταν δι' αὐτοῦ διέρχεται ρεῦμα ἐντάσεως  $1 \text{ Ampère}$  ἐπὶ  $1 \text{ δευτερόλεπτον}$ .**

$$\text{ἡλεκτρικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος : } \alpha = \frac{0,24 \text{ cal}}{\text{A}^2 \cdot \Omega \cdot \text{sec}} \quad (3)$$

Ἐνα ρεῦμα ἐντάσεως  $I = 1 \text{ A}$  διαρρέει ἀγωγὸν ἀντιστάσεως  $R = 1 \Omega$  ἐπὶ χρόνον  $t = 1 \text{ sec}$ . Τὸ ρεῦμα τοῦτο παράγει ἔργον :

$$W = I^2 \cdot R \cdot t = 1^2 \text{ A} \cdot 1 \Omega \cdot 1 \text{ sec} = 1 \text{ Joule}$$

καὶ ἔχει ἰσχύν :

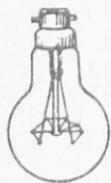
$$P = I^2 \cdot R = 1^2 \text{ A} \cdot 1 \Omega = 1 \text{ Watt}$$

Ἡ ἀνωτέρω λοιπὸν σχέσις (3), ἡ ὁποία προσδιορίζει τὸ ἡλεκτρικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος, γράφεται καὶ ὡς ἑξῆς :

$$\alpha = \frac{0,24 \text{ cal}}{\text{Joule}} \quad \text{ἢ} \quad \alpha = \frac{0,24 \text{ cal}}{\text{Watt} \cdot \text{sec}}$$

92. Έφαρμογὰι τῶν θερμικῶν ἀποτελεσμάτων τοῦ ρεύματος. — Τὰ θερμικὰ ἀποτελέσματα τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ἐκμεταλλεύομεθα σήμερον εἰς διαφόρους ἐφαρμογὰς.

α) Οἱ ἠλεκτρικοὶ λαμπτήρες πυρακτώσεως ἀποτελοῦνται ἀπὸ ὑάλινον δοχεῖον, ἐντὸς

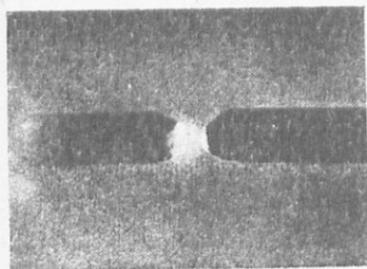


Σχ. 105. Ἐλεκτρικὸς λαμπτήρ.

τοῦ ὁποίου περιέχεται ἀδρανὲς ἀέριον (ἀργόν, αἷζωτον ἢ ἥλιον) καὶ μακρὸν καὶ λεπτὸν σύρμα ἀπὸ πολὺ δύστηκτον μέταλλον (βολφράμιον, ὄσμιον, ταντάλιον). Τὸ διαπυρούμενον μέταλλον φωτοβολεῖ (σχ. 105). Ἡ θερμοκρασία τοῦ σύρματος ἀνέρχεται εἰς 2100° ἕως 2300° C. Εἰς τοὺς συγχρόνους λαμπτήρας διὰ πυρακτώσεως ἡ καταναλισκομένη ἰσχύς ἀνέρχεται εἰς 0,5 ἕως 0,9 Watt κατὰ κηρίον. Ὅλοι οἱ λαμπτήρες μιᾶς ἐγκαταστάσεως πρέπει νὰ λειτουργοῦν ὑπὸ τὴν αὐτὴν διαφορὰν δυναμικοῦ. Διὰ τοῦτο οἱ λαμπτήρες τῆς ἐγκαταστάσεως συνδέονται παραλλή-

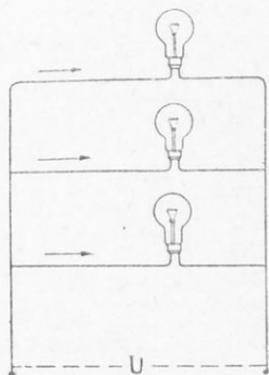
λως (σχ. 106). Ἐκαστος λαμπτήρ λειτουργεῖ κανονικῶς ὑπὸ μίαν ὀρισμένην τάσιν, ἡ ὁποία σημειώνεται ἐπὶ τοῦ λαμπτήρος. Ἐπίσης ἐπὶ τοῦ λαμπτήρος ἀναγράφεται καὶ ἡ ἰσχύς καταναλώσεως τοῦ λαμπτήρος. Ἐκ τῶν ἀναγεγραμμένων δύο ἐνδείξεων εὐρίσκομεν τὴν κατανάλωσιν τοῦ λαμπτήρος, τὴν ἀντίστασιν τοῦ διαπύρου σύρματός του καὶ τὴν ἔντασιν τοῦ διερχομένου ρεύματος. Οὕτω λαμπτήρ ἰσχύος 50 Watt λειτουργεῖ ὑπὸ τάσιν 110 Volt ὁ λαμπτήρ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως:  $I = P/U = 50/110 = 0,45$  Ἀμπέρε. Ἡ ἀντίστασις τοῦ σύρματος εἶναι:  $R = U/I = 110/0,45 = 222$  Ohm. Καθ' ὧραν ὁ λαμπτήρ καταναλίσκει ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν ἴσην μὲ  $W = 50$  Wh ἢ  $W = 0,05$  kWh.

Εἰς τοὺς λαμπτήρας πυρακτώσεως ἡ φωτεινὴ ἐνέργεια παράγεται διὰ τῆς διαπυρώσεως δυστήκτου σύρματος βολφραμίου. Ὅσον ὅμως αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τοῦ σύρματος, αὐξάνεται καὶ ἡ πτητικότης τοῦ βολφραμίου. Οὕτω ὁ λαμπτήρ μαυρίζει καὶ τὸ σύρμα φθείρεται ταχέως. Διὰ τῆς προσθήκης τοῦ ἀδρανοῦς ἀερίου ἐπιτυγχάνεται ἐπιβράδυνσις εἰς τὴν ἐξαέρωσιν τοῦ σύρματος καὶ διὰ τοῦτο εἶναι δυνατόν νὰ ὑψωθῇ ἀρκετὰ ἡ θερμοκρασία τοῦ σύρματος. Ἐπὶ πλέον οἱ παραγόμενοι μεταλλικοὶ ἄτμοι παρασύρονται ἀπὸ ρεῦματα ἀερίου πρὸς τὸ ἀνώτερον μέρος τοῦ ὑαλίνου δοχείου καὶ οὕτω ὁ λαμπτήρ δὲν μαυρίζει. Ἡ χρησιμὸς ζωῆ τῶν λαμπτήρων πυρακτώσεως ἀνέρχεται εἰς 800—1000 ὧρας.



Σχ. 107. Ἐλεκτρικὸν τόξον.

ρονται, ἀλλὰ ταχύτερον φθείρεται τὸ θετικὸν ἠλεκτροδόν, εἰς τὸ ἄκρον τοῦ ὁποίου σχηματίζεται κρατῆρ. Εἰς τὸν κρατῆρα ἡ θερμοκρασία εἶναι 3500° C. Τὸ ἠλεκτρικὸν τόξον ἀποτελεῖ ἰσχυροτάτην φωτεινὴν πηγὴν καὶ χρησιμοποιεῖται πρὸς φωτισμὸν (εἰς τοὺς προβολεῖς κ.ἄ.). Ἐπίσης χρησιμοποιεῖται εἰς τὴν ἠλεκτρικὴν κάμινον διὰ τὴν ἡφίπωση.



Σχ. 106. Παράλληλος σύνδεσις τῶν ἠλεκτρικῶν λαμπτήρων.

β) Τὸ ἠλεκτρικὸν τόξον σχηματίζεται μεταξὺ δύο ραβδίων ἄνθρακος, εἰς τὰ ἄκρα τῶν ὁποίων ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ 40 ἕως 60 Volt. Φέρομεν εἰς ἐπιφάν τὰ ἄκρα τῶν δύο ραβδίων. Ἐὰν ἀπομακρύνωμεν ὀλίγον τὰ ἄκρα τῶν ραβδίων, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ ρεῦμα ἐξακολουθεῖ νὰ διέρχεται διὰ τοῦ ἀέρος καὶ μεταξὺ τῶν δύο ραβδίων σχηματίζεται ἰσχυρὸν φωτεινὸν τόξον (σχ. 107). Τὰ δύο ραβδία τοῦ ἄνθρακος φθείρονται, ἀλλὰ ταχύτερον φθείρεται τὸ θετικὸν ἠλεκτροδόν, εἰς τὸ ἄκρον τοῦ ὁποίου σχηματίζεται κρατῆρ. Εἰς τὸν κρατῆρα ἡ θερμοκρασία εἶναι 3500° C. Τὸ ἠλεκτρικὸν τόξον ἀποτελεῖ ἰσχυροτάτην φωτεινὴν πηγὴν καὶ χρησιμοποιεῖται πρὸς φωτισμὸν (εἰς τοὺς προβολεῖς κ.ἄ.). Ἐπίσης χρησιμοποιεῖται εἰς τὴν ἠλεκτρικὴν κάμινον διὰ τὴν ἡφίπωση.

ξιν διαφόρων δυστήκτων σωμάτων, διὰ τὴν παρασκευὴν ἐνώσεων (π.χ. τοῦ ἀνθρακασβεστίου) καὶ εἰς τὴν ἠλεκτρομεταλλουργίαν (παρασκευὴ ἀργιλίου).

γ) Αἱ *συσκευαὶ παραγωγῆς θερμότητος* διὰ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος χρησιμοποιούνται σήμερον εὐρύτατα εἰς διαφόρους ἐφαρμογὰς. Οὕτω ἔχομεν θερμικὰς συσκευὰς οἰκιακῆς χρήσεως (ἠλεκτρικαὶ θερμάστραι, ἠλεκτρικαὶ κουζίνας, ἠλεκτρικὰ σίδερα κ.ά.). Διὰ τὰ προστατεύομεν τὸ κύκλωμα μιᾶς ἐγκαταστάσεως ἀπὸ τυχαίαν αὔξησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, παρεμβάλλομεν εἰς τὸ κύκλωμα τὴν ἀσφάλειαν. Αὕτη εἶναι εὐτήκτων σύρμα, τὸ ὁποῖον τήκεται μόλις ἡ ἐντασις τοῦ ρεύματος ὑπερβῆ μίαν ὠρισμένην τιμὴν. Οὕτω τὸ ρεῦμα διακόπτεται αὐτομάτως.

## ΤΟ ΚΛΕΙΣΤΟΝ ΚΥΚΛΩΜΑ

93. **Ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις.** — Ἄς θεωρήσωμεν μίαν γεννήτριαν μετὰ δὲ τῶν πόλων αὐτῆς παρεμβάλλονται κατὰ σειρὰν διάφοροι συσκευαὶ χρησιμοποίησεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος (π.χ. ἠλεκτρικὴ θερμάστρα, ἠλεκτρικοὶ λαμπτήρες, βολτάμετρον κ.ά.). Τὸ κύκλωμα εἶναι κλειστόν, καθ' ὅλον δὲ τὸ μήκος τοῦ κυκλώματος ἡ ἐντασις  $I$  τοῦ ρεύματος εἶναι σταθερὰ (§ 73α). Ἡ γεννήτρια παρέχει τότε εἰς τὸ κύκλωμα ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία εἶναι τόσον μεγαλύτερα, ὅσον μεγαλύτερα εἶναι ἡ ἐντασις τοῦ ρεύματος καὶ ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ χρόνος λειτουργίας τῆς γεννητρίας. Γενικῶς:

*Ἡ ἰσχὺς ( $P$ ), τὴν ὁποίαν παρέχει εἰς τὸ κύκλωμα μία γεννήτρια, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐντασιν ( $I$ ) τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ κύκλωμα.*

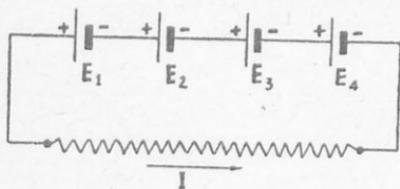
$$\text{ἰσχὺς γεννητρίας: } P = E \cdot I$$

ὅπου  $E$  εἶναι συντελεστής, ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τῆς γεννητρίας καὶ καλεῖται *ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις* τῆς γεννητρίας (HEΔ). Ἐπειδὴ ἡ ἐντασις  $I$  μετρεῖται εἰς Ampère καὶ ἡ ἰσχὺς  $P$  μετρεῖται εἰς Watt, ἔπεται ὅτι ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις  $E$  μετρεῖται εἰς Volt, ὅπως εἰς τὸν τύπον  $P = U \cdot I$  (§ 89). Ἐὰν ἡ ἐντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ κλειστόν κύκλωμα εἶναι ἴση μὲν 1 Ampère ( $I = 1 \text{ A}$ ), τότε ἔχομεν  $P = E$ . Ἄρα:

*Ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις γεννητρίας, μετρομένη εἰς Volt, ἐκφράζει τὴν ἰσχὺν, τὴν ὁποίαν παρέχει ἡ γεννήτρια, διὰν αὕτη διδῇ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα ἐντάσεως 1 Ampère*

Διὰ τὰ κατανοήσωμεν τὴν ἔννοιαν τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, ἄς θεωρήσωμεν δύο γεννητρίας  $A$  καὶ  $B$ , αἱ ὁποῖαι ἔχουν ἀντιστοίχως ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν  $E_1 = 500 \text{ Volt}$  καὶ  $E_2 = 100 \text{ Volt}$ . Ὄταν αἱ δύο αὐταὶ γεννήτριαι δίδουν εἰς τὸ κύκλωμά των ρεῦμα τῆς αὐτῆς ἐντάσεως  $I$ , τότε ἡ μὲν γεννήτρια  $A$  παρέχει εἰς τὸ κύκλωμά της ἰσχὺν  $P_1 = E_1 I$ , ἡ δὲ γεννήτρια  $B$  παρέχει εἰς τὸ κύκλωμά της ἰσχὺν  $P_2 = E_2 I$ . Ἐπομένως ἔχομεν  $P_1/P_2 = E_1/E_2 = 500/100 = 5$ . ἢτοι ἡ γεννήτρια  $A$  παρέχει εἰς τὸ κύκλωμά της 5 φορές μεγαλύτεραν ἰσχὺν ἀπὸ ὅσην παρέχει ἡ γεννήτρια  $B$  εἰς τὸ ἰδικόν της κύκλωμα.

Ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι μέγεθος χαρακτηριστικὸν ἐκὰς τῆς γεννήτριας καὶ φανερῶναι πόσῃ ἰσχύϊ εἰς Watt δίδει ἡ γεννήτρια εἰς τὸ κύκλωμά της δι' ἕκαστον Ampère τοῦ παρεχομένου ρεύματος. Ἐὰν συνδεθοῦν πολλαὶ γεννήτριαι κατὰ σειράν, δηλαδὴ ὁ ἀρνητικὸς πόλος τῆς πρώτης μὲ τὸν θετικὸν πόλον τῆς δευτέρας κ.ο.κ., σχηματίζεται μία **συστοιχία γεννητριῶν** (σχ. 108). Ὅταν τὸ κύκλωμα εἶναι κλειστὸν, τοῦτο διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I$ . Ἐκάστη γεν-



Σχ. 108. Κλειστὸν κύκλωμα μὲ συστοιχίαν γεννητριῶν.

νήτρια παρέχει εἰς τὸ κύκλωμα ἰσχύϊν:

$$P_1 = E_1 I \quad P_2 = E_2 I \quad P_3 = E_3 I \quad P_4 = E_4 I$$

Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας θὰ εἶναι:

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + P_4 \quad \text{ἤτοι} \quad P = (E_1 + E_2 + E_3 + E_4) \cdot I$$

Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις φανερῶναι ὅτι:

**Ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ( $E$ ) μιᾶς συστοιχίας γεννητριῶν, αἱ ὁποῖαι συνδέονται κατὰ σειράν, εἶναι ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν ἠλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων τῶν γεννητριῶν τῆς συστοιχίας.**

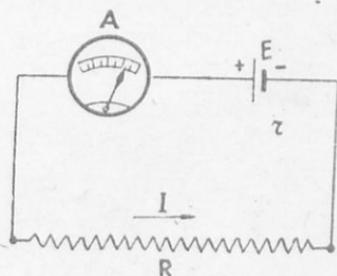
$$\text{σύνδεσις γεννητριῶν κατὰ σειράν: } E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4$$

94. Νόμος τοῦ **Ohm** διὰ κλειστὸν κύκλωμα. — Ἄς θεωρήσωμεν κλειστὸν κύκλωμα, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει γεννήτριαν καὶ ἐξωτερικὴν ἀντίστασιν  $R$  (σχ. 109). Τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I$ . Ἡ γεννήτρια παρέχει εἰς τὸ κύκλωμα ἰσχύϊν  $P = EI$ . Ἡ ἰσχύς αὕτη μεταβάλλεται ἐξ ὀλοκλήρου εἰς θερμότητα, ἡ ὁποία παραμένει ἐπὶ τοῦ κυκλώματος.

Ἐκάστη γεννήτρια διαρρέεται πάντοτε ἀπὸ τὸ ρεῦμα τοῦ κυκλώματος καὶ παρουσιάζει μίαν ἀντίστασιν  $r$ , ἡ ὁποία καλεῖται ἐσωτερικὴ ἀντίστασις τῆς γεννήτριας. Σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Joule ἡ ἀναπτυσσομένη κατὰ δευτερόλεπτον ποσότης θερμότητος εἶναι  $I^2 \cdot R$  ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἀντιστάσεως καὶ  $I^2 \cdot r$  ἐπὶ τῆς ἐσωτερικῆς ἀντιστάσεως τῆς γεννήτριας. Ἡ ποσότης αὕτη τῆς θερμότητος προέρχεται ἀπὸ τὴν ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν  $E \cdot I$ , τὴν ὁποῖαν παρέχει ἡ γεννήτρια εἰς τὸ κύκλωμα. Ὡστε εἶναι:

$$E \cdot I = I^2 \cdot R + I^2 \cdot r \quad \text{ἢ} \quad E = I \cdot (R + r) \quad (1)$$

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς



Σχ. 109. Διὰ τὴν ἀπόδειξιν τοῦ νόμου τοῦ Ohm εἰς κλειστὸν κύκλωμα.

Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσης ἐκφράζει τὸν νόμον τοῦ Ohm διὰ κλειστὸν κύκλωμα περιλαμβάνον γεννήτριαν καὶ ἐξωτερικὴν ἀντίστασιν:

**Εἰς κλειστὸν κύκλωμα, περιλαμβάνον γεννήτριαν καὶ ἐξωτερικὰς ἀντιστάσεις, ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις (E) τῆς γεννητρίας ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς ἐντάσεως (I) τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὴν ὅλην ἀντίστασιν ( $R_{ολ}$ ) τοῦ κυκλώματος.**

$$\text{νόμος τοῦ Ohm διὰ κλειστὸν κύκλωμα: } E = I \cdot R_{ολ} \quad \eta \quad I = \frac{E}{R_{ολ}}$$

Ὁ ἀνωτέρω νόμος ἐπαληθεύεται πειραματικῶς, ἐὰν εἰσάγωμεν διαδοχικῶς εἰς τὸ κύκλωμα διαφόρους γνωστὰς ἀντιστάσεις.

**Παράδειγμα.** — Εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος 109 εἶναι  $E = 10 \text{ V}$ ,  $r = 2 \text{ } \Omega$  καὶ θέλομεν νὰ ἔχωμεν ρεῦμα ἐντάσεως  $I = 2 \text{ A}$ . Ἡ ἐξωτερικὴ ἀντίστασις  $R$  τοῦ κυκλώματος πρέπει νὰ ἔχη ὠρισμένην τιμὴν, τὴν ὁποίαν ὑπολογίζομεν ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$E = I \cdot (R + r) \quad \eta \quad 10 = 2 \cdot (R + 2) \quad \text{καὶ} \quad R = 3 \text{ } \Omega$$

**95. Διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν πόλων τῆς γεννητρίας.** — Εἰς τὰ ἄκρα τῆς ἐξωτερικῆς ἀντιστάσεως  $R$ , δηλαδὴ εἰς τοὺς πόλους τῆς γεννητρίας, ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ  $U$  ἡ ὁποία εἶναι  $U = I \cdot R$ . Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν  $E = I \cdot (R + r)$  εὐρίσκομεν ὅτι εἶναι:

$$I \cdot R = E - I \cdot r \quad \alpha \rho \alpha \quad U = E - I \cdot r$$

**Εἰς κλειστὸν κύκλωμα ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ ( $U$ ) μεταξὺ τῶν πόλων τῆς γεννητρίας εἶναι μικρότερα ἀπὸ τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν ( $E$ ) τῆς γεννητρίας.**

Ἐπειδὴ εἶναι  $U = E$ , ἐὰν εἶναι  $I = 0$ , δηλαδὴ ἐὰν τὸ κύκλωμα εἶναι ἀνοικτόν. Ἐκ τούτων συνάγεται ὁ ἀκόλουθος ὄρισμός τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως:

**Ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῆς γεννητρίας ἐκφράζει τὴν μεταξὺ τῶν πόλων τῆς ὑπάρχουσας διαφορὰν δυναμικοῦ, ὅταν τὸ κύκλωμα εἶναι ἀνοικτόν.**

Ἐπὶ τοῦ ἀνωτέρω ὁρισμοῦ στηρίζεται μία ἀπλουστάτη μέθοδος μετρῆσεως τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως γεννητρίας. Πρὸς τοῦτο συνδέομεν τοὺς πόλους τῆς γεννητρίας μὲ ἕνα βολτόμετρον, τὸ ὅποion ἔχει πολὺ μεγάλην ἀντίστασιν  $R$ , ἐν σχέσει πρὸς τὴν ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν  $r$  τῆς γεννητρίας. Τότε τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ἀσθενέστατον ρεῦμα ἐντάσεως  $I$  καὶ ἰσχύει ἡ σχέσης:

$$E = I \cdot (R + r) \quad \eta \quad E = I \cdot R + I \cdot r$$

Τὸ βολτόμετρον δεικνύει τὴν ἔνδειξιν  $U$ , ἥτοι τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς τοὺς πόλους τῆς γεννητρίας. Ἐπειδὴ εἶναι  $U = I \cdot R$ , ἔχομεν  $E = U + I \cdot r$ . Ἀλλὰ τὸ  $I \cdot r$  εἶναι ἀσήμαντον ἐν σχέσει πρὸς τὸ  $U$  καὶ διὰ τοῦτο κατὰ μεγάλην προσέγγισιν εἶναι  $E = U$ .

96. Ἀντηλεκτρεγεργτική δύναμις. — Εἰς τὸν λαμπτήρα πυρακτώσεως, τὴν ἠλεκτρικὴν θερμάστραν, τὸν ροοστάτην ἢ δαπανωμένη ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια μεταβάλλεται ἀποκλειστικῶς εἰς θερμότητα. Μία τοιαύτη συσκευή λέγομεν ὅτι ἀποτελεῖ **νεκρὰν ἀντίστασιν**. Εἰς τὸ βολτάμετρον ἢ τὸν ἀνεμιστήρα ἓνα μέρος τῆς δαπανωμένης ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας μεταβάλλεται εἰς θερμότητα, ἄλλο δὲ μέρος τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας μεταβάλλεται εἰς χημικὴν ἢ εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν. Μία τοιαύτη συσκευή καλεῖται γενικῶς **ἀποδέκτης**. Ὁ ἀνεμιστήρ καὶ γενικῶς ὁ ἠλεκτρικὸς κινητῆρ εἶναι τόσοσιν καλύτερος, ὅσον μεγαλύτερον μέρος τῆς δαπανωμένης ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας μετατρέπει εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν. Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι:

*Εἰς ἓνα ἀποδέκτην ἢ ἰσχύς (P) τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας, ἢ ὁποία μετατρέπεται εἰς ἄλλην μορφήν ἐνεργείας, ἐκτός τῆς θερμότητος, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν (I) τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ ἀποδέκτου.*

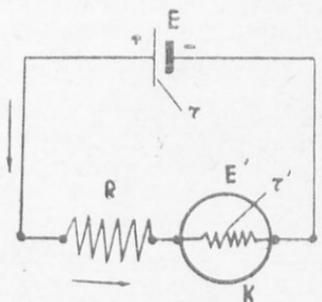
$$\text{ἰσχύς ἀποδέκτου: } P = E \cdot I$$

ὅπου  $E'$  εἶναι συντελεστής, ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἀποδέκτου καὶ καλεῖται **ἀντηλεκτρεγεργτικὴ δύναμις** τοῦ ἀποδέκτου. Ἡ ἀντηλεκτρεγεργτικὴ δύναμις τοῦ ἀποδέκτου μετρεῖται εἰς Volt, ὅπως καὶ ἡ ἠλεκτρεγεργτικὴ δύναμις τῆς γεννητορίας (§ 93). Ἐὰν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι ἴση μὲ 1 Ampère ( $I = 1 \text{ A}$ ), τότε ἔχομεν  $P = E'$ . Ἄρα:

*Ἡ ἀντηλεκτρεγεργτικὴ δύναμις, μετρουμένη εἰς Volt, ἐκφράζει τὴν ἰσχὴν τοῦ ἀποδέκτου, διὰν δι' αὐτοῦ διέρχεται ρεῦμα ἐντάσεως 1 Ampère.*

Οὕτω, ἂν ἠλεκτρικὸς κινητῆρ ἔχη ἀντηλεκτρεγεργτικὴν δύναμιν  $E' = 500$  Volt, αὕτη φανερώνει τὸ ἐξῆς: ὅταν διὰ τοῦ κινητήρος διέρχεται ρεῦμα ἐντάσεως 1 A, τότε ὁ κινητῆρ παρέρχει μηχανικὴν ἐνέργειαν, ἢ ὁποία ἔχει ἰσχὴν 500 Watt.

97. Κύκλωμα μὲ γεννήτριαν καὶ ἀποδέκτην. — Εἰς κλειστὸν κύκλωμα ὑπάρχον συνδεδεμένοι κατὰ σειρὰν γεννήτρια, ἔξωτερικὴ ἀντίστασις R καὶ ἀποδέκτης, π.χ. κινητῆρ K (σχ. 110). Ἡ γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγεργτικὴν δύναμιν E καὶ ἔσωτερικὴν ἀντίστασιν r, ὁ δὲ κινητῆρ ἔχει ἀντηλεκτρεγεργτικὴν δύναμιν  $E'$  καὶ ἔσωτερικὴν ἀντίστασιν  $r'$ . Ἡ ὅλικὴ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος εἶναι  $R_{\text{ολ}} = R + r + r'$ . Ἐὰν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι I, τότε ἡ μὲν γεννήτρια παρέρχει εἰς τὸ κύκλωμα ἰσχὴν  $P = E \cdot I$ , ὁ δὲ κινητῆρ μᾶς δίδει μηχανικὴν ἰσχὴν  $P' = E' \cdot I$ . Συγγράφως ἐφ' ὅλων τῶν ἀντιστά-



Σχ. 110. Κλειστὸν κύκλωμα περιλαμβάνον ἀποδέκτην.

σεων τοῦ κυκλώματος ἀναπτύσσεται ποσότης θερμότητος  $Q = I \cdot R_{ολ}$ . Σύμφωνα με τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας θὰ εἶναι :

$$P = P' + Q \quad \text{ἢτοι} \quad E \cdot I = E' \cdot I + R_{ολ} \cdot I^2$$

καὶ συνεπῶς εἶναι :

$$E = E' + R_{ολ} \cdot I$$

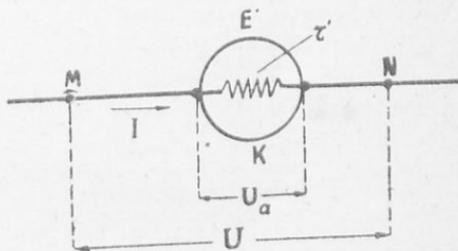
*Εἰς κλειστόν κύκλωμα περιλαμβάνον γεννήτριαν, ἀποδέκτην καὶ ἀντιστάσεις ἢ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις (E) τῆς γεννητριάς ἰσοῦται μετὰ τὸ ἄθροισμα τῆς ἀντηλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως (E') τοῦ ἀποδέκτου καὶ τοῦ γινομένου τῆς ἐντάσεως (I) τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὴν ὅλικὴν ἀντίστασιν (R<sub>ολ</sub>) τοῦ κυκλώματος.*

$$\text{κύκλωμα μετὰ γεννήτριαν καὶ ἀποδέκτην: } E = E' + I \cdot R_{ολ} \quad (1)$$

*Παράδειγμα.*— Ἡ γεννήτρια ἔχει  $E = 220 \text{ V}$  καὶ  $r = 1 \Omega$ , ὁ δὲ ἀποδέκτης ἔχει  $E' = 60 \text{ V}$  καὶ  $r' = 2 \Omega$ . Ἐὰν αἱ λοιπαὶ ἔξωτερικαὶ ἀντιστάσεις τοῦ κυκλώματος εἶναι  $R = 7 \Omega$ , τότε ἡ ἐντάσις τοῦ ρεύματος εἶναι :

$$I = \frac{E - E'}{R_{ολ}} = \frac{220 - 60}{7 + 1 + 2} = \frac{160}{10} = 16 \text{ A.}$$

97α. Ἀποδέκτης εἰς τμήμα κυκλώματος.— Μεταξὺ τῶν σημείων M καὶ N ἐνὸς σύρματος, ἀντίστασεως R, παρεμβάλλεται ἀποδέκτης (π.χ. κινητήρ), ἔχων ἀντηλεκτρεγερτικὴν δύναμιν E' καὶ ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν r' (σχ. 111). Τὸ ρεῦμα ἔχει ἐντάσιν I, ἡ δὲ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν σημείων M καὶ N εἶναι U. Εἰς τὴν περίπτωσηί αὐτῆς τὸ ρεῦμα παρέχει ἰσχὴν  $P = U \cdot I$  καὶ ὁ ἀποδέκτης δίδει μηχανικὴν ἰσχὴν  $P' = E' \cdot I$  ἐπὶ τῶν διαφόρων ἀντιστάσεων ἀναπτύσσεται ποσότης θερμότητος  $Q = (R + r') \cdot I^2$ . Σύμφωνα μετὰ τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας θὰ εἶναι :



Σχ. 111. Ἀποδέκτης εἰς τμήμα κυκλώματος

$$U \cdot I = E' \cdot I + (R + r') \cdot I^2 \quad \text{ἢ} \quad U = E' + (R + r') \cdot I$$

Ὄστε, ὅταν ὑπάρχη ἀποδέκτης εἰς τμήμα κυκλώματος, εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ὁποίου ἐφαρμόζεται τάσις U, τότε ἰσχύει ἡ σχέσις :

$$\text{ἀποδέκτης εἰς τμήμα κυκλώματος: } U = E' + I \cdot R_{ολ}$$

Ἡ τάσις εἰς τοὺς πόλους τοῦ ἀποδέκτου εἶναι :  $U_a = E' + I \cdot r'$ .

**Παράδειγμα.**—Ἐστω ὅτι εἰς τὸ παράδειγμα τοῦ σχήματος 111 εἶναι:  $U = 220$  V,  $E' = 150$  V,  $R = 8 \Omega$  καὶ  $r' = 2 \Omega$ . Τότε τὸ ρεῦμα ἔχει ἔντασιν:

$$I = \frac{U - E}{R_{\text{ολ}}} = \frac{220 - 150}{8 + 2} = \frac{70}{10} = 7 \text{ A}$$

Ἡ δαπανομένη ἠλεκτρικὴ ἰσχύς εἶναι:

$$P = U \cdot I = 220 \times 7 = 1540 \text{ Watt}$$

Ἡ δὲ λαμβανομένη μηχανικὴ ἰσχύς εἶναι:

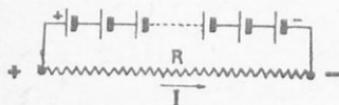
$$P' = E' \cdot I = 150 \times 7 = 1050 \text{ Watt}$$

Ἄρα ἡ ἀπόδοσις τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι:

$$A = \frac{P'}{P} = \frac{1050}{1540} = 0,68$$

Τὰ 32% τῆς ἠλεκτρικῆς ἰσχύος μετατρέπονται εἰς θερμότητα ἐπὶ τῶν ἀντιστάσεων.

**98. Κύκλωμα με̄ συστοιχίαν γεννητριῶν.**—Ἐστω ὅτι ἔχομεν  $n$  ὁμοίας γεννητριάς, ἐκάστη τῶν ὁποίων ἔχει ἠλεκτρογεωρητικὴν δύναμιν  $E$  καὶ ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν  $r$ . Ὁ ἐξωτερικὸς ἄγωγος ἔχει ἀντίστασιν  $R$ .



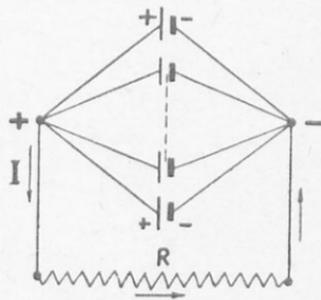
Σχ. 112. Σύνδεσις γεννητριῶν κατὰ σειράν.

α') **Σύνδεσις κατὰ σειράν.**—Ἐὰν αἱ  $n$  γεννητρίαὶ συνδεθοῦν κατὰ σειράν (σχ. 112) τότε ἡ ὀλικὴ ἠλεκτρογεωρητικὴ δύναμις τῆς συστοιχίας (§ 93) εἶναι  $n \cdot E$ , ἡ δὲ ὀλικὴ ἀντίστασις αὐτῆς εἶναι  $n \cdot r$ . Ἄν  $R$  εἶναι ἡ ἀντίστασις τοῦ ἐξωτερικοῦ ἄγωγου, τότε σύμφωνα με̄ τὸν νόμον τοῦ Ohm εἶναι:

$$n \cdot E = I \cdot (R + n \cdot r) \quad \text{ἄρα}$$

$$I = \frac{n \cdot E}{R + n \cdot r}$$

β') **Σύνδεσις παράλληλος.**—Εἰς τὴν παράλληλον σύνδεσιν συνδέονται ἀφ' ἑνὸς μὲν ὅλοι οἱ θετικοὶ πόλοι καὶ ἀφ' ἑτέρου ὅλοι οἱ ἀρνητικοὶ πόλοι τῶν γεννητριῶν (σχ. 113). Ἡ ὀλικὴ ἠλεκτρογεωρητικὴ δύναμις τῆς συστοιχίας εἶναι  $E$ , διότι τότε εἶναι ὡς ἐὰν νὰ ἔχομεν μίαν μόνον γεννητρίαν. Ἡ ἐσωτερικὴ ὅμως ἀντίστασις τῆς γεννητριάς εἶναι  $r/n$ , διότι αἱ  $n$  ἀντιστάσεις  $r$  εἶναι συνδεδεμένα παράλληλως. Ἐπομένως εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι:



Σχ. 113. Παράλληλος σύνδεσις γεννητριῶν.

$$E = I \cdot \left( R + \frac{r}{n} \right) \quad \text{ἄρα} \quad n \cdot E = I \cdot (n \cdot R + r) \quad \text{καὶ}$$

$$I = \frac{n \cdot E}{n \cdot R + r}$$

**Παράδειγμα.**—Ἐστω ὅτι ἔχομεν  $n = 10$  γεννητριάς, ἐκάστη τῶν ὁποίων ἔχει  $E = 2$  Volt καὶ  $r = 0,1 \Omega$ . Ὁ ἐξωτερικὸς ἄγωγος ἔχει ἀντίστασιν  $R = 9 \Omega$ . Ἄν αἱ γεννητρίαὶ ψηφιοποιήθηκ ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

συνδεθῶν κατὰ σειρᾶν, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι :

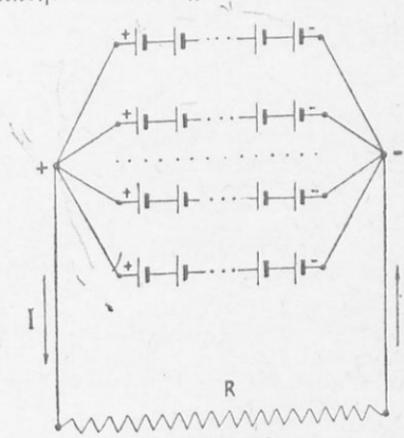
$$I = \frac{\nu \cdot E}{R + \nu \cdot r} = \frac{10 \cdot 2}{9 + 1} = 2 \text{ A}$$

Ἄν αἱ γεννητρίαι συνδεθῶν παράλληλως, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι :

$$I = \frac{\nu \cdot E}{\nu \cdot R + r} = \frac{10 \cdot 2}{90 + 0,1} = \frac{20}{90,1} = 0,22 \text{ A}$$

Ἀπὸ τὸ ἀνωτέρω παράδειγμα συνάγεται ὅτι ἡ σύνδεσις κατὰ σειρᾶν προτιμᾶται, ὅταν ἡ ἑξωτερικὴ ἀντίστασις (R) εἶναι πολὺ μεγάλη ἐν σχέσει μετὰ τὴν ἑσωτερικὴν ἀντίστασιν (r) τῆς γεννητρίας. Εἰς τὴν ἀντίθετον περίπτωσιν προτιμᾶται ἡ παράλληλος σύνδεσις.

γ') **Μεικτὴ σύνδεσις.**— Εἰς τὴν μεικτὴν σύνδεσιν ἔχομεν ἐν ὅλῳ N ὁμοίας γεννητρίας καὶ μετὰ αὐτὰς σχηματίζομεν μ ὁμάδας. Ἐκάστη ὁμάς περιλαμβάνει ν γεννητρίας, αἱ ὁποῖαι συνδέονται μεταξὺ τῶν κατὰ σειρᾶν αἱ δὲ μ ὁμάδες συνδέονται μεταξὺ τῶν παράλληλως (σχ. 114). Ἐκάστη ὁμάς ἔχει ἠλεκτρογεωτικήν δύναμιν  $\nu \cdot E$  καὶ ἑσωτερικὴν ἀντίστασιν  $\nu \cdot r$ . Αἱ μ ὁμάδες, αἱ ὁποῖαι συνδέονται μεταξὺ τῶν παράλληλως, ἔχουν ἠλεκτρογεωτικήν δύναμιν ἴσην μετὰ τὴν ἠλεκτρογεωτικήν δύναμιν μιᾶς μόνον ὁμάδος, ἥτοι ἔχουν  $\nu \cdot E$ . Ἡ ἑσωτερικὴ ἀντίστασις τῶν μ ὁμάδων εἶναι  $\frac{\nu \cdot r}{\mu}$ . Ἐπομένως εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι :



Σχ. 114. Μεικτὴ σύνδεσις γεννητριῶν.

$$\nu \cdot E = \left( R + \frac{\nu \cdot r}{\mu} \right) \cdot I \quad \text{ἄρα} \quad \mu \cdot \nu \cdot E = (\mu \cdot R + \nu \cdot r) \cdot I \quad \text{καὶ} \quad I = \frac{\mu \cdot \nu \cdot E}{\mu \cdot R + \nu \cdot r}$$

Ἐπειδὴ ἡ συστοιχία περιλαμβάνει  $N = \mu \cdot \nu$  γεννητρίας, ἔχομεν τὴν σχέσιν :

$$I = \frac{N \cdot E}{\mu \cdot R + \nu \cdot r}$$

Εἰς τὴν εὐρεθεῖσαν ἐξίσωσιν ὁ ἀριθμητὴς εἶναι σταθερὸς, ὁ δὲ παρονομαστής ἀποτελεῖται ἀπὸ τοὺς δύο προσθετέους  $\mu \cdot R$  καὶ  $\nu \cdot r$ · τὸ γινόμενον τῶν δύο τούτων προσθετέων εἶναι σταθερόν, διότι εἶναι  $\mu \cdot R \cdot \nu \cdot r = N \cdot R \cdot r = \text{σταθ.}$  Ἡ ἔντασις I τοῦ ρεύματος θὰ ἔχη τὴν μεγίστην δυνατὴν τιμὴν, ὅταν ὁ παρονομαστής λάβῃ τὴν μικροτέραν δυνατὴν τιμὴν. Τοῦτο συμβαίνει, ὅταν οἱ δύο προσθετέοι εἶναι ἴσοι, δηλαδὴ ὅταν εἶναι :

$$\mu \cdot R = \nu \cdot r \quad \text{ἄρα} \quad R = \frac{\nu \cdot r}{\mu}$$

Ἐκ τῶν ἄνωτέρω συνάγεται ὅτι :

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

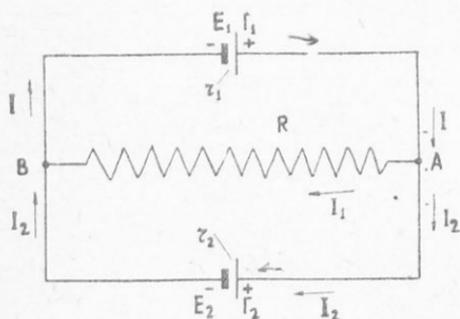
**Κατὰ τὴν μεικτὴν σύνδεσιν γεννητριῶν ἔχομεν τὴν μεγίστην ἔντασιν ρεύματος, δταν ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις ( $r/\mu$ ) τῆς συστοιχίας εἶναι ἴση μὲ τὴν ἐξωτερικὴν ἀντίστασιν ( $R$ ).**

**Παράδειγμα.** — Ἐχομεν  $N = 12$  ὁμοίας γεννητριάς, ἐκάστη τῶν ὁποίων ἔχει ἠλεκτρεγερτικὴν δυνάμιν  $E = 2$  V καὶ ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν  $r = 0,6$  Ω. Πῶς πρέπει νὰ συνδέσωμεν τὰς γεννητριάς, ὥστε νὰ ἔχομεν τὴν μεγίστην ἔντασιν ρεύματος, ἂν ὁ ἐξωτερικὸς ἀγωγὸς ἔχῃ ἀντίστασιν  $R = 0,8$  Ω; Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἔχομεν τὰς σχέσεις:

$$\mu \cdot \nu = 12 \quad \text{καὶ} \quad 0,8 = \frac{0,6 \nu}{\mu}$$

Λύοντες τὸ σύστημα εὐρίσκομεν:  $\nu = 4$  καὶ  $\mu = 3$ . Ἄρα πρέπει νὰ σχηματίσωμεν 3 ὁμάδας, ἐκάστη τῶν ὁποίων νὰ περιλαμβάνῃ 4 γεννητριάς συνδεδεμένας κατὰ σειρᾶν.

**99. Σύνθετον κύκλωμα.** — Ἄς θεωρήσωμεν ἓνα σύνθετον κύκλωμα, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει ἀντιστάσεις καὶ γεννητριάς. Εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος



Σχ. 115. Σύνθετον κύκλωμα.

εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος 115 ὑπάρχουν δύο γεννήτρια  $\Gamma_1$  καὶ  $\Gamma_2$  συνδεδεμένα μεταξύ των κατ' ἀντίθεσιν καὶ ἡ ἀντίστασις  $R$ . Αἱ γεννήτρια  $\Gamma_1$  καὶ  $\Gamma_2$  ἔχουν ἀντιστοίχως ἠλεκτρεγερτικὰς δυνάμεις  $E_1$  καὶ  $E_2$ , ἐσωτερικὰς δὲ ἀντιστάσεις  $r_1$  καὶ  $r_2$ . Οἱ λοιποὶ ἀγωγοὶ τοῦ κυκλώματος ἔχουν ἀσήμαντον ἀντίστασιν. Εἰς τὸ κύκλωμα τοῦτο ὑπάρχουν κόμβοι, τὰ σημεῖα  $A$  καὶ  $B$ . Ἐστὼ ὅτι εἶναι γνωστὴ ἡ φορά τοῦ ρεύματος εἰς ἕκαστον τμήμα τοῦ κυκλώματος τοῦτου. Τότε διὰ τὸ σημεῖον  $A$ , ὅπου ὑπάρχει διακλάδωσις τοῦ κυκλώματος, θὰ ἰσχύη προφανῶς ὁ **πρῶτος κανὼν τοῦ Kirchhoff** (§ 83 β):

$$I = I_1 + I_2 \quad (1)$$

Διὰ νὰ ἐφαρμόσωμεν τὸν νόμον τοῦ Ohm εἰς τὸ σύνθετον τοῦτο κύκλωμα, στηριζόμεθα εἰς τὸν **δεύτερον κανόνα τοῦ Kirchhoff**, ὁ ὁποῖος διατυπώνεται ὡς ἑξῆς:

**Δεύτερος κανὼν τοῦ Kirchhoff:** *Εἰς κάθε ἐπὶ μέρους κλειστὸν κύκλωμα ἑνὸς συνθέτου κυκλώματος τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν ἠλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων εἶναι ἴσον μὲ τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν γινομένων ἐκάστης ἀντιστάσεως ἐπὶ τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὴν ἀντίστοιχον ἀντίστασιν.*

$$\text{B' κανὼν τοῦ Kirchhoff:} \quad \sum E = \sum I \cdot R$$

Ἄς ἐφαρμόσωμεν τὸν ἀνωτέρω κανόνα εἰς τὸ σύνθετον κύκλωμα τοῦ σχήματος 115. Ἡ φησιοποιήθη ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ματος 115. Το κύκλωμα τούτο χωρίζεται εις τὰ ακόλουθα ἐπὶ μέρους κυκλώματα:

α') κύκλωμα  $\Gamma_1 A R B \Gamma_1$ , εις τὸ ὁποῖον ἔχομεν:

$$E_1 = I \cdot r_1 + I_1 \cdot R \quad (2)$$

β') κύκλωμα  $\Gamma_1 A \Gamma_2 B \Gamma_1$ , εις τὸ ὁποῖον ἔχομεν:

$$E_1 - E_2 = I \cdot r_1 + I_2 \cdot r_2 \quad (3)$$

Οὕτω εὐρίσκομεν ὅτι εις τὸ θεωρούμενον σύνθετον κύκλωμα ἰσχύουν αἱ ἐξισώσεις (1), (2) καὶ (3).

**Ἐφαρμογή.**—Ἄν εις τὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος 115 ἔχομεν:

$$E_1 = 48 \text{ V} \quad E_2 = 40 \text{ V} \quad r_1 = 2,4 \ \Omega \quad r_2 = 0,5 \ \Omega \quad \text{καὶ} \quad R = 80 \ \Omega$$

τότε, διὰ νὰ εὐρωμεν τὰς ἐντάσεις τῶν τριῶν ρευμάτων, πρέπει νὰ λύσωμεν τὸ ακόλουθον σύστημα ἐξισώσεων:

$$I = I_1 + I_2 \quad (1)$$

$$48 = 2,4 I + 80 I_1 \quad (2)$$

$$48 - 40 = 2,4 I + 0,5 I_2 \quad (3)$$

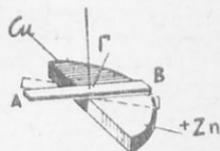
Ἀπὸ τὴν λύσιν τοῦ συστήματος τούτου εὐρίσκομεν:

$$I_1 = 0,5146 \text{ A} \quad I_2 = 2,3327 \text{ A} \quad I = 2,8473 \text{ A}$$

**Σημείωσις.**—Ἄν δὲν εἶναι γνωστὴ ἡ φορά τῶν ρευμάτων εις τὸ κύκλωμα, τότε ὀρίζομεν αὐθαίρετως τὴν φοράν ἐκάστου ρεύματος. Ἐάν τότε εὐρωμεν κατὰ τὴν λύσιν τοῦ προβλήματος ὅτι ἓνα ρεῦμα ἔχει ἀρνητικὴν τιμὴν, τοῦτο σημαίνει ὅτι ἡ πραγματικὴ φορά τοῦ ρεύματος τούτου εἶναι ἀντίθετος πρὸς τὴν φοράν, τὴν ὁποίαν τοῦ ἀπεδώσαμεν αὐθαίρετως.

## ΘΕΡΜΟΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ

100. Ἐπαφή δύο διαφόρων μετάλλων.—Φέρομεν εις στενὴν ἐπαφὴν δύο διάφορα μέταλλα, π.χ. χαλκὸν καὶ ψευδάργυρον (σχ. 116). Ἄνωθεν τοῦ συστήματος τῶν δύο μετάλλων ἐξαρτῶμεν μὲ μονωτικὸν νῆμα ἑλαφρὰν ράβδον ἀργιλίου AB, τὴν ὁποίαν ἠλεκτρίζομεν ἀρνητικῶς. Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ τμήμα  $\Gamma B$  τῆς ράβδου ἔρχεται ἄνωθεν τοῦ ψευδαργύρου. Ἄν ὁμοίως ἠλεκτρίσωμεν τὴν ράβδον AB θετικῶς, τότε τὸ τμήμα  $\Gamma B$  τῆς ράβδου ἔρχεται ἄνωθεν τοῦ χαλκοῦ. Τὸ πείραμα τοῦτο δεικνύει ὅτι τὰ δύο μέταλλα τοῦ συστήματος χαλκὸς - ψευδάργυρος ἀπέκτησαν ἀντίθετα ἠλεκτρικὰ φορτία· ὁ χαλκὸς ἔχει ἀρνητικὸν φορτίον καὶ ὁ ψευδάργυρος θετικόν φορτίον. Οὕτω ἕνεκα τῆς ἐπαφῆς τῶν δύο μετάλλων δημιουργεῖται μεταξὺ τῶν δύο μετάλλων διαφορὰ δυναμικῆς ἢ ὁποῖα καλεῖται **τάσις ἐπαφῆς**. Τὸ φαινόμενον τοῦτο εἶναι γενικόν. Οὕτω, ὅταν ἔρχονται εις ἐπαφὴν τὰ κατωτέρω ἀναφερόμενα μέταλλα, τότε ἕκαστον τούτων ἀποκτᾷ ἀρνητικὸν φορτίον, ὅταν ἔρχεται εις ἐπαφὴν μὲ ἓνα ἀπὸ τὰ προηγούμενα αὐτοῦ καὶ ἀντιθέτως ἀποκτᾷ θετικὸν φορτίον, ὅταν ἔρχεται εις ἐπαφὴν μὲ ἓνα ἀπὸ τὰ ἐπόμενα αὐτοῦ:



Σχ. 116. Ἐπαφὴ ἑτερογενῶν μετάλλων.

Zn — Pb — Ni — Fe — Cu — Au — Ag  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

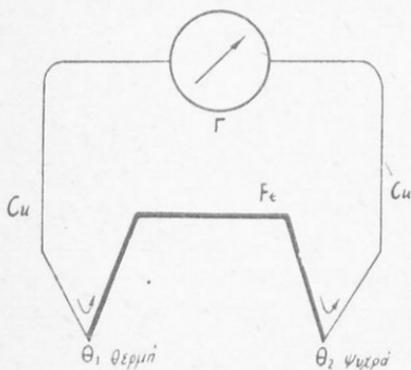
Ἀπὸ τὴν πειραματικὴν ἔρευναν συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα :

**“Οταν ἔρχονται εἰς ἐπαφὴν δύο διαφορετικὰ μέταλλα, τότε ἀναπτύσσεται μεταξὺ αὐτῶν διαφορὰ δυναμικοῦ (τάσις ἐπαφῆς), ἡ ὁποία ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν μετάλλων καὶ τὴν θερμοκρασίαν.**

Τὸ ἀνωτέρω φαινόμενον ἐξηγεῖται ὡς ἐξῆς : Ἄς ἀποθέσωμεν ὅτι τὰ δύο μέταλλα Α καὶ Β, τὰ ὁποῖα ἔρχονται εἰς ἐπαφὴν, περιέχουν ἀντιστοίχως α καὶ β ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια κατὰ  $\text{cm}^3$  καὶ ὅτι εἶναι  $\alpha > \beta$ . Ἐάν εἰς τὰ ἐλεύθερα αὐτὰ ἠλεκτρόνια ἐφαρμόσωμεν τὴν κινητικὴν θεωρίαν τῶν ἀερίων (Β τόμ. § 106), θὰ εὗρωμεν ὅτι κατὰ τὸν αὐτὸν χρόνον μεταβαίνουν περισσότερα ἠλεκτρόνια ἐκ τοῦ Α πρὸς τὸ Β, παρὰ ἐκ τοῦ Β πρὸς τὸ Α. Οὕτω τὸ μὲν μέταλλον Β φορτίζεται ἀρνητικῶς, διότι ἀποκτᾷ περίσσειαν ἠλεκτρονίων, τὸ δὲ μέταλλον Α φορτίζεται θετικῶς, διότι χάνει ἠλεκτρόνια. Αὕτη ὁμως ἡ φόρτισις δὲν ἐξακολουθεῖ ἀπεριορίστως· διότι μετ’ ὀλίγον τὸ ἀρνητικὸν φορτίον τοῦ Β ἀπαθεῖ τὰ ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἔρχονται πρὸς αὐτὸ καὶ οὕτω ἐλαττώνει τὴν ταχύτητά των. Ὡστε σχεδὸν ἀμέσως μετὰ τὴν ἐπαφὴν τῶν δύο μετάλλων ἀποκαθίσταται ἰσορροπία εἰς τὴν ἀνταλλαγὴν ἠλεκτρονίων μεταξὺ τῶν δύο μετάλλων, τὰ ὁποῖα διατηροῦνται ἑτερονόμως ἠλεκτρισμένα.

**Ἐπαφὴ δύο μονωτῶν.**—Ἡ τάσις ἐπαφῆς ἀναπτύσσεται καὶ μεταξὺ δύο μονωτῶν, οἱ ὁποῖοι ἔρχονται εἰς στενὴν ἐπαφὴν μεταξὺ των. Τὰ ἀναπτυσσόμενα ἑτερόνομα ἠλεκτρικὰ φορτία παραμένουν μόνον εἰς τὰ σημεῖα τῶν ἐπιφανειῶν, τὰ ὁποῖα ἤλθον εἰς ἐπαφὴν. Διὰ τὰ φέρωμεν εἰς ἐπαφὴν περισσότερα σημεῖα, τῆς ἐπιφανείας τῶν δύο μονωτῶν, προστριβόμεν τὸν ἓνα μονωτὴν ἐπὶ τοῦ ἄλλου (ἢ ἐκ τριβίαις διὰ τριβῆς). Οὕτω κατὰ τὴν προστριβὴν ὑφάσματος μετάξης ἐπὶ ἐβονίτου, τὸ μὲν ὕφασμα τῆς μετάξης φορτίζεται θετικῶς, ὁ δὲ ἐβονίτης ἀρνητικῶς.

**101. Θερμοηλεκτρικὸν στοιχεῖον.**—Σχηματίζομεν κύκλωμα ἀπὸ δύο διαφορετικὰ μέταλλα, π.χ. ἀπὸ σίδηρον καὶ χαλκὸν (σχ. 117). Οὕτω εἰς δύο ση-



Σχ. 117. Θερμοηλεκτρικὸν φαινόμενον.

μεῖα τοῦ κυκλώματος τὰ δύο μέταλλα εὐρίσκονται εἰς ἐπαφὴν. Εἰς τὰ σημεῖα ἐπαφῆς τῶν δύο μετάλλων ἀναπτύσσονται τάσεις ἐπαφῆς (§ 100), αἱ ὁποῖαι εἶναι ἴσαι καὶ ἀντίθετοι· συνεπῶς τὸ κύκλωμα δὲν διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα. Ἀλλὰ ἡ τάσις ἐπαφῆς ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν. Ἐάν λοιπὸν τὰ σημεῖα ἐπαφῆς εὐρίσκονται εἰς διαφορετικὰς θερμοκρασίας  $\theta_1$  καὶ  $\theta_2$ , τότε αἱ ἀναπτυσσόμεναι τάσεις ἐπαφῆς εἶναι ἄνισοι καὶ τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα (θερμοηλεκτρικὸν ρεῦμα). Εἰς τὸ κύκλωμα ἀναπτύσσεται ἠλεκτρεγερτικὴ δύ-

ναμις, ἡ ὁποία καλεῖται **θερμοηλεκτρικὴ τάσις.**

Τὸ ζεύγος τῶν δύο μετάλλων, τὰ ὁποῖα εἰς τὰς δύο ἐπαφὰς των ἔχουν διαφορετικὰς θερμοκρασίας, καλεῖται **θερμοηλεκτρικὸν στοιχεῖον** καὶ ἀποτελεῖ μίαν Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

γεννήτριαν. Ἀπὸ τὴν πειραματικὴν ἔρευναν εὐρέθη ὅτι :

*Εἰς τὸ θερμοηλεκτρικὸν στοιχεῖον ἀναπτύσσεται θερμοηλεκτρικὴ τάσις ( $E_{\theta}$ ), ἡ ὁποία εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν διαφορὰν θερμοκρασίας ( $\Delta\theta$ ) τῶν δύο ἐπαφῶν καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν δύο μετάλλων.*

$$\text{θερμοηλεκτρικὴ τάσις: } E_{\theta} = C \cdot \Delta\theta$$

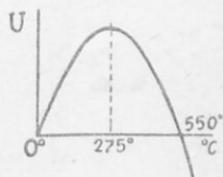
ὅπου  $C$  εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν δύο μετάλλων καὶ καλεῖται *συντελεστὴς θερμοηλεκτρικῆς τάσεως*.

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν εὐρίσκομεν :

$$C = \frac{E_{\theta}}{\Delta\theta}$$

Διὰ  $\Delta\theta = 1^{\circ} \text{C}$ , ἔχομεν  $C = E_{\theta}$ . Ἄρα ὁ συντελεστὴς θερμοηλεκτρικῆς τάσεως ( $C$ ) φανερώνει τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται, ὅταν ἡ διαφορὰ θερμοκρασίας τῶν δύο ἐπαφῶν εἶναι ἴση μὲ  $1^{\circ} \text{C}$ . Οὕτω ὁ συντελεστὴς  $C$  μετρεῖται εἰς  $\text{V/grad}$ . Εἰς τὸ θερμοηλεκτρικὸν ζεύγος σίδηρος - χαλκὸς εἶναι  $C = 16 \cdot 10^{-6} \text{ V/grad}$ . Εἰς τὸ ζεύγος βισμούθιον - κἀδμιον ὁ συντελεστὴς θερμοηλεκτρικῆς τάσεως ἔχει πολὺ μεγάλην τιμὴν  $C = 10^{-4} \text{ V/grad}$ .

— *Μεταβολὴ τοῦ συντελεστοῦ θερμοηλεκτρικῆς τάσεως.* — Ἡ μία ἐπαφὴ τοῦ θερμοηλεκτρικοῦ ζεύγους σίδηρος - χαλκὸς (σχ. 117) διατηρεῖται εἰς σταθερὰν θερμοκρασίαν  $0^{\circ} \text{C}$ . Ἐὰν ὑψώνωμεν βαθμιαίως τὴν θερμοκρασίαν τῆς ἄλλης ἐπαφῆς, εὐρίσκομεν ὅτι ἡ θερμοηλεκτρικὴ τάσις βαίνει συνεχῶς αὐξανομένη καὶ λαμβάνει τὴν μεγίστην τιμὴν εἰς τὴν θερμοκρασίαν  $275^{\circ} \text{C}$ . Ἐὰν ἐξακολουθήσωμεν τὴν ὑψωσιν τῆς θερμοκρασίας τῆς θερμῆς ἐπαφῆς, εὐρίσκομεν ὅτι ἡ θερμοηλεκτρικὴ τάσις βαίνει συνεχῶς ἐλαττωμένη καὶ εἰς τὴν θερμοκρασίαν  $550^{\circ} \text{C}$  γίνεται ἴση μὲ μηδὲν (σχ. 118). Ἄνω τῆς θερμοκρασίας αὐτῆς ἡ θερμοηλεκτρικὴ τάσις ἀλλάσσει σημεῖον καὶ ἡ φερὰ τοῦ θερμοηλεκτρικοῦ ρεύματος ἀναστρέφεται (δηλ. εἰς τὴν θερμὴν ἐπαφὴν τὸ ρεῦμα βαίνει ἀπὸ τὸν σίδηρον πρὸς τὸν χαλκόν, βλ. σχ. 117). Ὡστε ὁ συντελεστὴς θερμοηλεκτρικῆς τάσεως μεταβάλλεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Ἐκαστον ζεύγος μετάλλων ἔχει χαρακτηριστικὴν καμπύλην μεταβολῆς τοῦ συντελεστοῦ  $C$ . Εἰς τὸ θερμοηλεκτρικὸν ζεύγος λευκόχρυσος - ἰριδιοῦχος λευκόχρυσος ἡ θερμοηλεκτρικὴ τάσις βαίνει συνεχῶς αὐξανομένη μετὰ τῆς διαφορᾶς θερμοκρασίας.

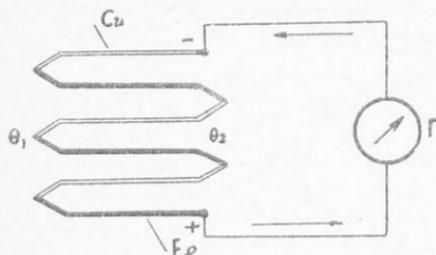


Σχ. 118. Θερμοκρασία ἀναστρέφης.

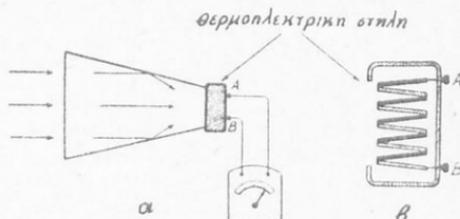
— 103. *Θερμοηλεκτρικὴ στήλη.* — Ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῶν θερμοηλεκτρικῶν στοιχείων εἶναι γενικῶς πολὺ μικρά. Ἄν συνδέσωμεν κατὰ σειρὰν πολλὰ θερμοηλεκτρικὰ στοιχεῖα, σχηματίζομεν μίαν *θερμοηλεκτρικὴν στήλην* (σχ. 119). Μία τοιαύτη θερμοηλεκτρικὴ στήλη, ἡ ὁποία συνδέεται μὲ πολὺ εὐαίσθητον γαλβανόμετρον, ἠμπορεῖ νὰ ἀποδείξῃ τὴν ὑπαρξιν ἐξαιρετικῶς μικρῶν διαφορῶν θερμοκρασίας. Αἱ θερμοηλεκτρικαὶ στήλαι χρησιμοποιοῦνται σήμερον εὐ-

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ρύτατα διὰ τὴν μέτρησιν θερμοκρασιῶν εἰς πολλὰς ἐργαστηριακὰς μετρήσεις ἀκριβείας. Ἐπίσης χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν τεχνικὴν διὰ τὴν λειτουργίαν πολλῶν



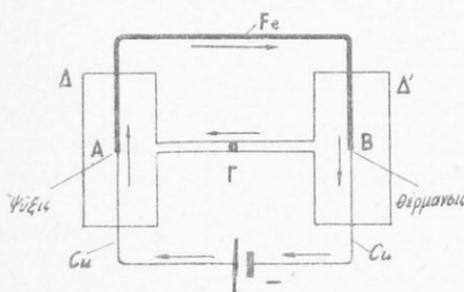
Σχ. 119. Θερμοηλεκτρικὴ στήλη.



Σχ. 120. Θερμοηλεκτρικὴ μέτρησης θερμοκρασίας.

αὐτομάτων διατάξεων καὶ διὰ τὴν μέτρησιν θερμοκρασιῶν (θερμοηλεκτρικὰ θερομόμετρα, πυρόμετρα βλ. σχ. 120).

← 103. Φαινόμενον **Peltier**. — Σχηματίζομεν κύκλωμα ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο ράβδους χαλκοῦ, μεταξὺ τῶν ὁποίων ἔχει συγκολληθῆ μία ράβδος σιδήρου (σχ. 121). Αἱ δύο ἐπαφαὶ Α καὶ Β τοῦ θερμοηλεκτρικοῦ ζεύγους σιδήρου-χαλκὸς εὐρίσκονται ἐντὸς ὑαλίνων δοχείων. Τὰ δοχεῖα συγκοινωνοῦν διὰ τριχοειδοῦς σωλῆνος, ἐντὸς τοῦ ὁποίου ἡμπορεῖ νὰ μετακινήθῃ μικρὰ σταγὼν ἐλαίου, χρησιμεύουσα ὡς δείκτης. Ὅταν τὸ ρεῦμα βαίνει ἐκ τοῦ χαλκοῦ πρὸς τὸν σίδηρον ἢ ἐπαφῆ Α ψύχεται, ἐνῶ ἡ ἐπαφῆ Β θερμαίνεται. Διὰ τοῦτο ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος ἐντὸς τοῦ δοχείου Δ' ἀυξάνεται καὶ ἡ σταγὼν Γ μετακινεῖται ἐκ τοῦ δοχείου Δ' πρὸς τὸ δο-



Σχ. 121. Φαινόμενον Peltier.

χειὸν Δ. Ἐὰν ἀντιστραφῇ ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος, ἡ σταγὼν Γ μετακινεῖται πρὸς τὸ δοχεῖον Δ', διότι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ ἐπαφῆ Α θερμαίνεται, ἐνῶ ἡ ἐπαφῆ Β ψύχεται. Τὸ ἀνωτέρω φαινόμενον εἶναι γενικὸν καὶ καλεῖται **φαινόμενον Peltier**:

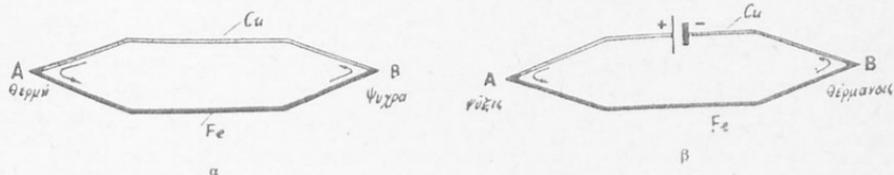
Ἐὰν ἀντιστραφῇ ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος, ἡ σταγὼν Γ μετακινεῖται πρὸς τὸ δοχεῖον Δ', διότι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ ἐπαφῆ Α θερμαίνεται, ἐνῶ ἡ ἐπαφῆ Β ψύχεται. Τὸ ἀνωτέρω φαινόμενον εἶναι γενικὸν καὶ καλεῖται **φαινόμενον Peltier**:

Ἄσθεθετε ὅτι ὅταν ἡλεκτρικὸν ρεῦμα διέρχεται διὰ τῆς ἐπαφῆς δύο διαφορετικῶν μετάλλων, τότε ἀναλόγως τῆς φορᾶς τοῦ ρεύματος προκαλεῖται ψύξις ἢ θέρμανσις τῆς ἐπαφῆς (φαινόμενον Peltier).

Ἡ ἀναπτυσσομένη ποσότης θερμότητος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν δύο μετάλλων.

← 104. Σχέσις τοῦ φαινομένου **Peltier** καὶ τοῦ θερμοηλεκτρικοῦ φαινομένου. — Ἄσθεθετε ὅτι ὅταν ἡλεκτρικὸν ρεῦμα διέρχεται διὰ τῆς ἐπαφῆς δύο διαφορετικῶν μετάλλων, τότε ἀναλόγως τῆς φορᾶς τοῦ ρεύματος προκαλεῖται ψύξις ἢ θέρμανσις τῆς ἐπαφῆς (φαινόμενον Peltier).

(σχ. 122). "Όταν τὸ ζεύγος τοῦτο ἀποτελῆ θερμοηλεκτρικὸν στοιχείον, τότε εἰς τὴν θερμὴν ἐπαφὴν Α τὸ θερμοηλεκτρικὸν ρεῦμα βαίνει ἀπὸ τὸν χαλκὸν πρὸς τὸν σίδηρον (σχ. 122α, βλ. καὶ σχ. 117). Διαβιβάζομεν διὰ τοῦ θερμοηλεκτρικοῦ στοιχείου ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ἔχει τὴν αὐτὴν φορὰν



Σχ. 122. Σχέσις θερμοηλεκτρικοῦ φαινομένου καὶ φαινομένου Peltier.

μὲ τὸ θερμοηλεκτρικὸν ρεῦμα, ἴτοι βαίνει ἀπὸ τὸν χαλκὸν πρὸς τὸν σίδηρον (σχ. 122β, βλ. καὶ σχ. 121)· τότε ἡ ἐπαφὴ Α ψύχεται. Τὰ ἀντίθετα φαινόμενα παρατηροῦνται εἰς τὴν ἐπαφὴν Β, ὅπου τὸ ρεῦμα βαίνει ἀπὸ τὸν σίδηρον πρὸς τὸν χαλκόν. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:

**Εἰς τὴν ἐπαφὴν δύο μετάλλων, τὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον προκαλεῖ τὸ φαινόμενον Peltier, ἐπιφέρει μεταβολὴν θερμοκρασίας ἀντίθετον πρὸς ἐκείνην, εἰς τὴν ὁποίαν ὀφείλεται ἡ παραγωγὴ θερμοηλεκτρικοῦ ρεύματος τῆς αὐτῆς φορᾶς.**

Τὸ θερμοηλεκτρικὸν φαινόμενον καὶ τὸ φαινόμενον Peltier εἶναι φαινόμενα ἀντίστροφα, δηλ. ἀποτελοῦν μίαν ἀντιστρέπτὴν μεταβολήν.

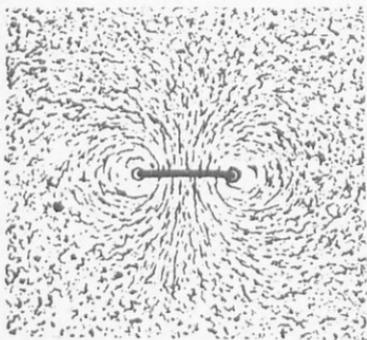
105. Ἐξήγησις τοῦ θερμοηλεκτρικοῦ φαινομένου. — Εἶναι γνωστὸν ὅτι εἰς τὴν μάζαν ὄγκου τῶν εἰς ἐπιφάνειαν εὐρισκομένων μετάλλων περιέχεται διαφορετικὸς ἀριθμὸς ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων (§ 100). Τὰ ἠλεκτρόνια αὐτὰ ἐξασκοῦν, ὅπως καὶ τὰ μόρια ἐνὸς ἀερίου, κάποιαν πίεσιν (ἢ ἠλεκτρονικὴ πίεσις). "Όταν τὰ δύο μέταλλα ἔλθουν εἰς ἐπαφὴν, προκύπτει κίνησις ἠλεκτρονίων ἀπὸ τὸ ἓνα μέταλλον πρὸς τὸ ἄλλο, ἕνεκα τῆς διαφορᾶς ἠλεκτρονικῆς πίεσεως μεταξὺ τῶν δύο μετάλλων. Δὲν ἐπέρχεται ὅμως τελεία ἐξίσωσις τῶν ἠλεκτρονικῶν πιέσεων, διότι τὰ πρῶτα ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἔρχονται εἰς τὸ ἓνα μέταλλον, προσδίδουν εἰς τὸ μέταλλον τοῦτο ἀρνητικὸν φορτίον, τὸ ὁποῖον ἐμποδίζει τὴν εἰσόδον νέων ἠλεκτρονίων εἰς τὸ μέταλλον τοῦτο. Οὕτω δημιουργεῖται μεταξὺ τῶν δύο μετάλλων ἡ τάσις ἐπαφῆς. "Όταν εἰς τὸ θερμοηλεκτρικὸν στοιχείον θερμανθῆ ἡ μία ἐπαφὴ, τότε αὐξάνεται ἡ κινήσις τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων τῶν δύο μετάλλων. Ἀλλὰ εἰς τὴν αὐτὴν αὐξάνει τῆς θερμοκρασίας τῶν δύο μετάλλων δὲν ἀντιστοιχεῖ ἡ αὐτὴ αὐξήσις τῆς ταχύτητος τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων τῶν δύο μετάλλων. Οὕτω δημιουργεῖται εἰς τὸ κύκλωμα ἠλεκτρογενετικὴ δύναμις, ἡ θερμὸ ἠλεκτρονικὴ τάσις, ἡ ὁποία διατηρεῖ τὸ θερμοηλεκτρικὸν ρεῦμα, ἐφ' ὅσον διαρκεῖ καὶ ἡ διαφορὰ θερμοκρασίας μεταξὺ τῶν δύο ἐπαφῶν. Ἐάν διὰ τοῦ κυκλώματος τῶν δύο μετάλλων διαβιβάσωμεν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, τότε θὰ συμβῆ τὸ ἑξῆς: Ἐάν τὰ ἠλεκτρόνια τοῦ ρεύματος βαίνουν πρὸς τὸ μέταλλον, εἰς τὸ ὁποῖον ἐπικρατεῖ μεγάλυτερά ἡ ἠλεκτρονικὴ πίεσις, τότε ἀπαιτεῖται διαπάνη ἔργου καὶ συνεπῶς προκαλεῖται ψύξις εἰς τῆς ἐπαφῆς (φαινόμενον Peltier). Ἀντιθέτως, ἐάν τὰ ἠλεκτρόνια βαίνουν πρὸς τὸ μέταλλον, εἰς τὸ ὁποῖον ἐπικρατεῖ μικρότερά ἡ ἠλεκτρονικὴ πίεσις, τότε προκαλεῖται θερμανσις τῆς ἐπαφῆς.

Ἡ ἔντασις ( $\Delta H$ ) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον παράγει στοιχειῶδες ρεῦμα ( $\Delta l$ ) εἰς ἓνα σημεῖον τοῦ πεδίου, εἶναι κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τὸ διερχόμενον διὰ τοῦ σημείου τούτου καὶ τοῦ στοιχειώδους ρεύματος· τὸ δὲ μέτρον τῆς ἐντάσεως ( $\Delta H$ ) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

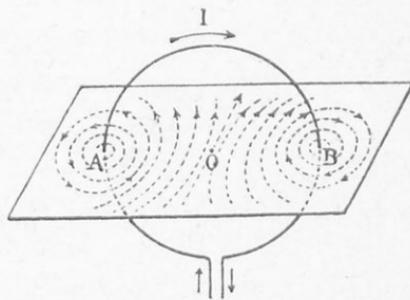
$$\text{νόμος Biot - Savart: } \Delta H = \frac{1}{10} \cdot \frac{I \cdot \Delta l}{r^2} \cdot \eta \mu \varphi$$

ὅπου  $r$  εἶναι ἡ ἀπόστασις τοῦ σημείου  $A$  ἀπὸ τὸ στοιχειῶδες ρεῦμα,  $\varphi$  εἶναι ἡ γωνία τὴν ὁποίαν σχηματίζει τὸ στοιχειῶδες ρεῦμα μὲ τὴν ἀπόστασιν  $r$ · τὸ  $1/10$  εἶναι συντελεστῆς ἐξαρτώμενος ἐκ τῶν μονάδων. Ἐκαστον στοιχειῶδες τμήμα τοῦ ἀγωγοῦ παράγει εἰς τὸ σημεῖον  $A$  μίαν ἀντίστοιχον ἔντασιν μαγνητικοῦ πεδίου. Τὸ γεωμετρικὸν ἄθροισμα τῶν ἐντάσεων  $\Delta H$  εἶναι ἡ ἔντασις  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ὀφείλεται εἰς ὁλόκληρον τὸν ἀγωγόν.

109. Μαγνητικὸν πεδίων κυκλικοῦ ρεύματος. — Λαμβάνομεν κυκλικὸν ἀγωγόν, ὃ ὁποῖος διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I$ . Ἐπὶ ἐνὸς χαρτονίου λαμβάνομεν τὸ μαγνητικὸν φάσμα (σχ. 127). Παρατηροῦμεν ὅτι πλησίον τῶν δύο



Σχ. 127. Μαγνητικὸν φάσμα κυκλικοῦ ρεύματος.



Σχ. 128. Μαγνητικὸν πεδίων κυκλικοῦ ρεύματος.

σημείων  $A$  καὶ  $B$  (σχ. 128) αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι συγκεντρικαὶ περιφέρειαι, αἱ ὁποῖαι ἔχουν ὡς κέντρα τὰ σημεῖα  $A$  καὶ  $B$ . Ἐφ' ὅσον ὁμοῦ ἀπομακρυνόμεθα ἀπὸ τὸν ἀγωγόν, ἡ μορφή τῶν δυναμικῶν γραμμῶν μεταβάλλεται καὶ εἰς τὸ κέντρον τοῦ ἀγωγοῦ ἀποβαίνουν μία εὐθεῖα κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ κυκλικοῦ ἀγωγοῦ. Τὸ μαγνητικὸν φάσμα τοῦ κυκλικοῦ ρεύματος εἶναι ὅμοιον πρὸς τὸ φάσμα ἐνὸς μαγνήτου, τὸν ὁποῖον πρέπει νὰ φαντασθῶμεν ὡς ἓνα μαγνητικὸν φύλλον. Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ ἐξέρχονται ἀπὸ τὴν μίαν ὄψιν τοῦ κύκλου καὶ εἰσέρχονται διὰ τῆς ἄλλης (σχ. 129). Οὕτω τὸ κυκλικὸν ρεῦμα ἔχει βόρειον καὶ νότιον μαγνητικὸν πόλον.



Σχ. 129. Μαγνητικὸν φύλλον.

Ἀπὸ τὴν πειραματικὴν καὶ θεωρητικὴν μελέτην τοῦ **μαγνητικοῦ πεδίου κυκλικοῦ ρεύματος** συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα :

**I.** Τὸ κυκλικὸν ρεῦμα ἔχει ἰδιότητας μαγνητικοῦ φύλλου, ἥτοι παρουσιάζει δύο ἑτερονόμους μαγνητικούς πόλους.

**II.** Ἡ ἔντασις ( $H$ ) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον κυκλικοῦ ρεύματος, εἶναι κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ κυκλικοῦ ἀγωγοῦ, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν ( $I$ ) τοῦ ρεύματος καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀκτίνα ( $r$ ) τοῦ κύκλου.

$$\text{ἔντασις μαγνητικοῦ πεδίου κυκλικοῦ ρεύματος: } H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2\pi I}{r} \text{ Gauss}$$

Ὁ συντελεστὴς  $k = 1/10$  ἐξαρτᾶται ἐκ τῶν μονάδων. Εἰς τὸν ἀνωτέρω τύπον ἡ ἔντασις  $I$  τοῦ ρεύματος μετρεῖται εἰς Amperère καὶ ἡ ἀκτίς  $r$  εἰς ἑκατοστά-μετρα. Γενικώτερον ὁ ἀνωτέρω τύπος γράφεται :

$$H = k \cdot \frac{2\pi i}{r}$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν κυκλικοῦ πλαισίου φέροντος  $\nu$  σπείρας, αἱ ἀνωτέρω σχέσεις γράφονται :

$$H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2\pi I}{r} \cdot \nu \quad \text{καὶ} \quad H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2\pi i}{r} \cdot \nu$$

**110.** Ὑπολογισμὸς τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον κυκλικοῦ ἀγωγοῦ.—Ἐπὶ τοῦ κυκλικοῦ ἀγωγοῦ θεωροῦμεν στοιχειῶδες τμήμα  $\Delta l$ , τὸ ὁποῖον εἰς τὸ κέντρον τοῦ κύκλου παράγει μαγνητικὸν πεδίου ἐντάσεως  $\Delta H$  (σχ. 130). Ἡ ἔντασις αὐτὴ εἶναι κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ κύκλου. Ἡ ἀκτίς τοῦ κύκλου  $r$  καὶ τὸ στοιχειῶδες ρεῦμα  $\Delta l$  σχηματίζουν γωνίαν  $\varphi = 90^\circ$ . Σύμφωνα μετὸν νόμον Biot-Savart (§ 108) ἔχομεν :

$$\Delta H = k \cdot \frac{i \cdot \Delta l}{r^2}$$

Ἡ ὅλική ἔντασις  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον παράγεται εἰς τὸ κέντρον τοῦ κύκλου, εἶναι ἴση μετὸ ἄθροισμα τῶν στοιχειωδῶν ἐντάσεων. Ἄρα :

Σχ. 130. Κυκλικὸν ρεῦμα.

$$H = \sum \Delta H = \sum \left( k \cdot \frac{i \cdot \Delta l}{r^2} \right) = k \cdot \frac{i}{r} \cdot \sum \Delta l$$

Ἀλλὰ τὸ ἄθροισμα  $\sum \Delta l$  εἶναι ἴσον μετὸ μήκος τοῦ ἀγωγοῦ  $2\pi r$ . Οὕτω εὐρίσκομεν ὅτι εἶναι :

$$H = k \cdot \frac{i}{r^2} \cdot 2\pi r$$

ἥτοι

$$H = k \cdot \frac{2\pi i}{r}$$

111. Ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς ἐντάσεως ρεύματος. — Ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον κυκλικοῦ ρεύματος εἶναι γενικῶς :

$$H = k \cdot \frac{2\pi i}{r}$$

Ὁ συντελεστὴς  $k$  ἐξαρτᾶται ἐκ τῶν μονάδων, μὲ τὰς ὁποίας μετροῦνται τὰ μεγέθη  $H$ ,  $r$  καὶ  $i$ . Ἄν θέλωμεν νὰ μετροῦμεν τὸ  $H$  εἰς Gauss, τὸ  $r$  εἰς ἑκατοστόμετρα καὶ ὁ συντελεστὴς  $k$  νὰ εἶναι ἴσος μὲ τὴν μονάδα ( $k=1$ ), τότε πρέπει νὰ ἐλλέξωμεν καταλλήλως τὴν μονάδα ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Οὕτω, ἂν εἰς τὸν ἀνωτέρω τύπον θέσωμεν :

$$k = 1 \quad r = 1 \text{ cm} \quad i = 1$$

εὐρίσκομεν ἔντασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου :

$$H = 2\pi \text{ Gauss}$$

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὁ ἀκόλουθος ὀρισμὸς τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς μονάδος ἐντάσεως ρεύματος :

**Ἠλεκτρομαγνητικὴ μονὰς ἐντάσεως ρεύματος (1 HMM) εἶναι ἡ ἔντασις ρεύματος, τὸ ὁποῖον, διαρρέον κυκλικὸν ἀγωγὸν ἀκτίνας 1 cm, παράγει εἰς τὸ κέντρον τοῦ κύκλου μαγνητικὸν πεδῖον ἐντάσεως 2π Gauss.**

Ἐπὶ τῇ βάσει τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς μονάδος ἐντάσεως καθωρίσθη ἡ πρακτικὴ μονὰς ἐντάσεως ρεύματος :

**Ἡ μονὰς 1 Ampère εἶναι ἡ πρακτικὴ μονὰς ἐντάσεως ρεύματος καὶ ἰσοῦται μὲ τὸ ἕνα δέκατον τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς μονάδος ἐντάσεως ρεύματος.**

$$\begin{aligned} 1 \text{ Ampère} &= 1/10 \text{ HMM - ἐντάσεως ρεύματος} \\ 10 \text{ Ampère} &= 1 \text{ HMM - ἐντάσεως ρεύματος} \end{aligned}$$

Ὅπως εἰς τὰς ἀνωτέρω παραγράφους (§ 108, 109), οὕτω καὶ εἰς τὰ ἐπόμενα θὰ ἰσχύη ὁ ἀκόλουθος συμβολισμὸς διὰ τὴν ἔντασιν ρεύματος :

$I$  σημαίνει ἔντασιν ρεύματος εἰς Ampère  
 $i$  σημαίνει ἔντασιν ρεύματος εἰς HMM - ἐντάσεως ρεύματος.

Ἄν λοιπὸν ἡ ἔντασις ρεύματος μετρηθῆται εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας ἐντάσεως ρεύματος, τότε αἱ ἀνωτέρω εὐρεθεῖσαι σχέσεις γράφονται ὡς ἑξῆς :

$$\text{δι' εὐθύγραμμον ρεῦμα : } H = \frac{2i}{r} \text{ Gauss} \quad \text{διὰ κυκλικὸν ρεῦμα : } H = \frac{2\pi i}{r} \text{ Gauss}$$

112. Ἠλεκτρομαγνητικὸν σύστημα μονάδων. — Ἐπὶ τῇ βάσει τῆς ἀνωτέρω ὀρισθείσης ἠλεκτρομαγνητικῆς μονάδος ἐντάσεως ρεύματος διαμορφώνεται ὀλόκληρον σύστημα ἠλεκτρικῶν μονάδων, τὸ ὁποῖον καλεῖται **ἠλεκτρομαγνητικὸν σύστημα μονάδων** τὸ σύστημα τοῦτο ἐντάσσεται εἰς τὸ σύστημα μονάδων C.G.S. Οὕτω ἀπὸ ψηφιοποιήσεως ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἑλληνικῆς Παιδείας ἡ μονὰς φορτίου :

**Ηλεκτρομαγνητική μονάδα φορτίου (1 HMM-φορτίου) είναι το φορτίον, το οποίο διέρχεται εντός ενός δευτερολέπτου δια μιας τομής αγωγού, όταν ούτος διαρρέεται από ρεύμα έχον ένταση ίση με 1 HMM-έντάσεως ρεύματος.**

$$1 \text{ HMM-φορτίου} = 10 \text{ Cb} \quad 1 \text{ HMM-φορτίου} = 3 \cdot 10^{10} \text{ ΗΣΜ-φορτίου}$$

Μεταξύ των άκρων αγωγού υπάρχει διαφορά δυναμικού  $U$  τότε κατά την μεταφοράν φορτίου  $Q$  από το ένα άκρον του αγωγού εις το άλλο παράγεται έργον:

$$W = Q \cdot U$$

Εάν μεταφερθῆ φορτίον ίσον με 1 HMM-φορτίου, δηλαδή ίσον με 10 Cb, τότε παράγεται έργον:

$$W = 10 \cdot U \text{ Joule} \quad \eta \quad W = 10^9 \cdot U \text{ erg}$$

Αν η διαφορά δυναμικού είναι  $U = 10^{-8}$  Volt, τότε το παραγόμενον έργον είναι ίσον με 1 έργιον. Από τα ανωτέρω όρίζεται **η ηλεκτρομαγνητική μονάδα διαφορᾶς δυναμικοῦ:**

**Ηλεκτρομαγνητική μονάδα διαφορᾶς δυναμικοῦ είναι η διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ δύο σημείων, όταν κατά την μεταφοράν 1 HMM-φορτίου από το ένα σημείον εις το άλλο παράγεται έργον ίσον με 1 έργιον.**

$$\begin{aligned} 1 \text{ HMM-διαφορᾶς δυναμικοῦ} &= 10^{-8} \text{ Volt} \\ 10^9 \text{ HMM-διαφορᾶς δυναμικοῦ} &= 1 \text{ Volt} \end{aligned}$$

Αί λοιπαί μονάδες του ηλεκτρομαγνητικοῦ συστήματος όρίζονται εύκολα από τὰς γνωστὰς σχέσεις, αί όποιαί συνδέουν τὰ διάφορα ηλεκτρικά μεγέθη. Οὕτω από τήν σχέσηιν  $R = U/I$  εύρίσκομεν **τήν ηλεκτρομαγνητικήν μονάδα αντίστασεως:**

$$1 \text{ HMM-αντίστασεως} = 10^{-9} \text{ Ohm}$$

Διότι σύμφωνα με τήν σχέσηιν  $R = U/I$  έχομεν:

$$1 \text{ HMM-αντίστασεως} = \frac{1 \text{ HMM-τάσεως}}{1 \text{ HMM-έντάσεως}} = \frac{10^{-8} \text{ V}}{10 \text{ A}} = 10^{-9} \Omega$$

ἄρα

$$10^9 \text{ HMM-αντίστασεως} = 1 \text{ Ohm}$$

Επίσης από τήν γνωστήν σχέσηιν  $C = Q/U$  εύρίσκομεν **τήν ηλεκτρομαγνητικήν μονάδα χωρητικότητος:**

$$1 \text{ HMM-χωρητικότητος} = 10^9 \text{ Farad}$$

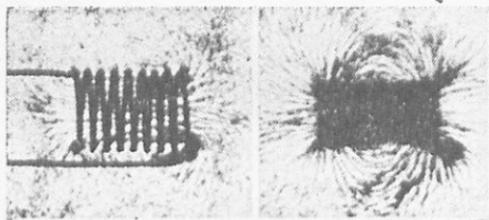
Διότι σύμφωνα με τήν σχέσηιν  $C = Q/U$  έχομεν:

$$1 \text{ HMM-χωρητικότητος} = \frac{1 \text{ HMM-φορτίου}}{1 \text{ HMM-δυναμικοῦ}} = \frac{10 \text{ Cb}}{10^{-8} \text{ V}} = 10^9 \text{ F}$$

ἄρα

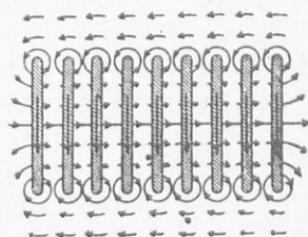
$$10^{-9} \text{ HMM-χωρητικότητος} = 1 \text{ Farad}$$

113. Μαγνητικὸν πεδίων σωληνοειδοῦς. — Καλεῖται *σωληνοειδές* ἢ *πηλὸν* σύστημα παραλλήλων κυκλικῶν ρευμάτων, τῶν ὁποίων τὰ κέντρα εὐρίσκονται ἐπὶ τῆς αὐτῆς εὐθείας. Τοιοῦτον σύστημα κυκλικῶν ρευμάτων λαμβάνομεν, ἐὰν περιτυλίξωμεν σύρμα περίξ ὑαλίνου ἢ ξυλίνου κυλίνδρου. Ἐπὶ ἐνὸς ὀριζοντίου χαρτονίου, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ ἄξονος τοῦ σωληνοειδοῦς, σχηματίζομεν τὸ μαγνητικὸν φάσμα (σχ. 131). Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ φάσμα τοῦτο εἶναι τελείως ὅμοιον μὲ τὸ μαγνητικὸν φάσμα ἐνὸς εὐθυγράμμου μαγνήτου (σχ. 132). Μὲ τὴν βοήθειαν μικρᾶς μαγνητικῆς βελόνης εὐρίσκομεν ὅτι τὰ δύο ἄκρα τοῦ σωληνοειδοῦς ἀποτελοῦν δύο ἑτερονόμους μαγνητικοὺς πόλους. Εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ σωληνοειδοῦς αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι περὶ τὸ μέσον αὐτοῦ παράλληλοι. Τὸ μαγνητικὸν πεδίων τοῦ σωληνοειδοῦς προκύπτει ἀπὸ τὴν πρόσθεσιν τῶν μαγνητικῶν πεδίων, τὰ ὁποῖα παράγονται ἀπὸ ἐκάστην σπείραν τοῦ σωληνοειδοῦς (σχ. 133). Ἡ φορά τῶν δυναμικῶν γραμμῶν εὐρίσκεται μὲ τὸν ἐξῆς ἐμπειρικὸν κανόνα: Κοχλίας τοποθετούμενος κατὰ μῆκος τοῦ ἄξονος τοῦ σωληνοειδοῦς καὶ στρεφόμενος κατὰ τὴν φοράν τοῦ ρεύματος προχωρεῖ κατὰ τὴν φοράν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν. Ἀπὸ τὴν μελέτην τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ σωληνοειδοῦς συνάγονται τὰ ἐξῆς:



Σχ. 131. Μαγνητικὸν πεδίων σωληνοειδοῦς.

Σχ. 132. Μαγνητικὸν πεδίων μαγνήτου.



Σχ. 133. Ἐμφάνειά τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου σωληνοειδοῦς.

**I. Σωληνοειδές διαρρεόμενον ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα ἰσοδυναμεῖ μὲ εὐθύγραμμον μαγνήτην.**

**II. Εἰς τὸ μέσον μακροῦ σωληνοειδοῦς φέροντος  $\nu$  σπείρας κατὰ ἑκατοστόμερον μῆκος, τὸ μαγνητικὸν πεδίων εἶναι ὁμογενές καὶ ἔχει ἔντασιν:**

$$\text{ἔντασις μαγνητικοῦ πεδίου: } H = \frac{4\pi}{10} \cdot \nu \cdot I \text{ Gauss} \quad (1)$$

Ἐὰν τὸ σωληνοειδές ἔχη μῆκος  $l$  ἑκατοστόμετρα καὶ φέρῃ συνολικῶς  $N$  σπείρας, τότε εἶναι  $\nu = N/l$ . Ὁ συντελεστὴς  $4\pi/10 = 1,25$  εἶναι σταθερὸς καὶ ἡ σχέση (1) γράφεται ἀπλούστερον ὡς ἐξῆς:

$$H = 1,25 \cdot \nu I \text{ Gauss} \quad (2)$$

— 114. Πρακτικὴ μονὰς ἐντάσεως μαγνητικοῦ πεδίου. — Ἡ σχέσις  $H = \frac{4\pi}{10} \cdot \nu I$

φανερώνει ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ ἐσωτερικὸν σωληνοειδοῦς (ἢ πη- νίου) ἐξαρτᾶται ἀποκλειστικῶς ἀπὸ τοῦ γινόμενου  $\nu I$ . Ἐπο- μένως ὡς μέτρον τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἡμπορεῖ νὰ ληφθῇ τὸ γινόμενον  $\nu I$ , διότι εἶναι :

$$H = \kappa \cdot (\nu I)$$

ὅπου  $\kappa$  εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἐκ τῶν μονάδων. Ἄν εἶναι  $\nu I = 1$  καὶ  $H = 1$ , τότε εἶναι καὶ  $\kappa = 1$ · εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτῆν τὸ γινόμενον  $\nu I$  ἐκφράζει τὴν ἔντασιν  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἐπὶ τῇ βάσει τῶν ἀνωτέρω ὀρίζεται ἡ π ρ α κ τ ι κ ῆ μ ο ν ᾶ ς ἐν- τάσεως μαγνητικοῦ πεδίου, ἡ ὁποία καλεῖται *ἀμπεροστροφὴ κατὰ cm* (Α-στροφή/cm) :

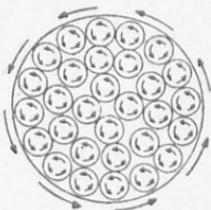
*Μαγνητικὸν πεδίου ἔχει ἔντασιν ἴσην μὲ 1 ἀμπεροστροφὴν κατὰ cm, ὅταν τὸ γινόμε- νον τῆς ἐντάσεως  $I$  τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ἐπὶ τὸν ἀριθμὸν τῶν σπειρῶν  $\nu$  κατὰ ἑκατοστόμετρον μήκους εἶναι ἴσον μὲ τὴν μονάδα ( $\nu I = 1$ ).*

$$1 \text{ ἀμπεροστροφὴ κατὰ cm} = \frac{4\pi}{10} \text{ Gauss}$$

115. Προέλευσις τῶν μαγνητικῶν πεδίων. — Ὄταν ἀγωγὸς διαρρέεται ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, τότε πέριξ τοῦ ἀγωγοῦ παράγεται πάντοτε μαγνητικὸν πε- δίου. Τὸ συμπέρασμα τοῦτο ἡμπορεῖ νὰ διατυπωθῇ καὶ ὡς ἑξῆς :

*Κατὰ τὴν μετακίνησιν ἠλεκτρικοῦ φορτίου παράγεται πάντοτε μαγνητι- κὸν πεδίου.*

Ὄντω ὅλα τὰ μαγνητικὰ πεδία ὀφείλονται γενικῶς εἰς κίνησιν ἠλεκτρικῶν φορτίων. Πρῶτος ὁ Ampère διετύπωσε τὴν γνώμην ὅτι ὅλα τὰ μαγνη- τικὰ πεδία ἔχουν τὴν αὐτὴν προέλευ- σιν. Ἐντὸς ἐκάστου μορίου ἐνὸς μονίμου μαγνήτου κυ- κλοφοροῦν στοιχειώδη κυ- κλικὰ ρεύματα. Τὰ ἐπίπε- δα τῶν στοιχειωδῶν κυκλικῶν ρευ- μάτων εἶναι παράλληλα με- ταξὺ τῶν καὶ κάθετα πρὸς τὸν κατὰ μῆκος ἄξονα τοῦ μαγνήτου (σχ. 134). Ἐντὸς τοῦ μαγνήτου



Σχ. 134. Στοιχειώδη κυκλικὰ ρεύματα.



Σχ. 135. Ἴσοδυναμία μαγνήτου καὶ σωληνο- ειδοῦς.

τὰ στοιχειώδη κυκλικὰ ρεύματα δύο γειτονικῶν μορίων ἐξουδετερώνονται ἀμοιβαίως. Ὄντω ἀπομένουν μόνον τὰ ρεύματα, τὰ ὁποῖα κυ- κλοφοροῦν εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ μαγνήτου (σχ. 135), τὰ ὁποῖα ἀντιστοιχοῦν μὲ ρεύματα διαρρέοντα τὰς σπείρας σωληνοειδοῦς. Ἀνάλογος εἶναι καὶ ἡ προέλευσις τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου.

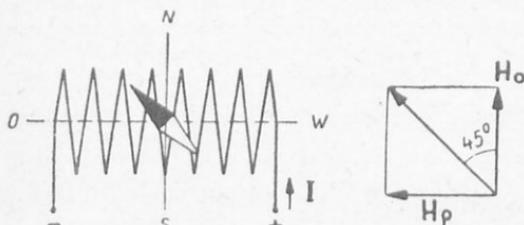
Ἡ θεωρία τοῦ Ampère περὶ τῆς φύσεως τοῦ μαγνητισμοῦ διετυπώθη πρὶν ἀκόμη ἀνακαλυφθῇ ἡ ὑπαρξίς καὶ ἡ κίνησις τῶν ἠλεκτρονίων ἐντὸς τῶν ἀτόμων τῆς ὕλης. Σήμερον εἶναι γνωστὸν ὅτι ἐντὸς ἐκάστου ἀτόμου τὰ ἠλεκτρόνια δια- γράφουν συνεχῶς κλειστάς τροχιάς πέριξ τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος. Αὐτὴ ἡ κίνησις

τῶν ἠλεκτρονίων δημιουργεῖ τὰ στοιχειώδη ἠλεκτρικὰ ρεύματα. Οὕτω ἡ παλαιὰ θεωρία τοῦ Ampère δύναται σήμερον νὰ διατυπωθῇ συντόμως ὡς ἑξῆς:

**Αἱ μαγνητικαὶ ἰδιότητες τῆς ὕλης ὀφείλονται εἰς στοιχειώδη ρεύματα, τὰ ὅποια δημιουργοῦνται κατὰ τὴν περιφορὰν τῶν ἠλεκτρονίων περὶ τοὺς πυρήνας τῶν ἀτόμων.**

Ἐνῶ ὅμως εἰς ὅλα τὰ ἄτομα τῆς ὕλης τὰ ἠλεκτρόνια κινοῦνται σχεδὸν κυκλικῶς πέριξ τῶν πυρήνων τῶν ἀτόμων, ἐν τούτοις ὀλίγα μόνον στοιχεῖα ἔχουν μαγνητικὰς ἰδιότητας. Τὸ γεγονός τοῦτο ἐξηγεῖται, ἂν δεχθῶμεν ὅτι εἰς τὰ ἄτομα τῶν περισσοτέρων στοιχείων τὰ ἐπίπεδα τῶν διαφόρων ἠλεκτρονικῶν τροχιῶν διατάσσονται συμμετρικῶς, ὥστε αἱ πρὸς τὰ ἔξω δράσεις τῶν κινουμένων ἠλεκτρονίων νὰ ἐξουδετερώωνται ἀμοιβαίως.

116. Μέτρησις τῆς ὀριζοντίας συνιστώσης  $H_0$  τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου.— Ἡμποροῦμε νὰ μετρήσωμεν τὴν ὀριζοντίαν συνιστώσαν  $H_0$  τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου μὲ τὸ ἀκόλουθον πείραμα. Ὁ ἄξων ἑνὸς μακροῦ πηνίου τοποθετεῖται καθέτως πρὸς τὸν μαγνητικὸν μεσημβρινὸν (σχ. 136).



Σχ. 136. Μέτρησις τῆς ὀριζοντίας συνιστώσης τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου.

Ἐἰς τὸ μέσον τοῦ πηνίου τούτου τοποθετεῖται μαγνητικὴ βελόνη. Ὅταν διὰ τοῦ πηνίου δὲν διέρχεται ρεῦμα, ἡ βελόνη ἰσορροπεῖ ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Ἄν διὰ τοῦ πηνίου διαβιβάσωμεν ρεῦμα, τότε ἡ μαγνητικὴ βελόνη ἐκτρέπεται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος. Μὲ τὴν βοήθειαν μιᾶς ρυθμιζομένης ἀντιστάσεως μεταβάλλομεν τὴν

ἔντασιν  $I$  τοῦ ρεύματος, ὥστε ἡ γωνία ἐκτροπῆς τῆς μαγνητικῆς βελόνης νὰ γίνῃ ἀκριβῶς ἴση μὲ  $45^\circ$ . Τότε ἡ ἔντασις  $H_p$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος εἶναι ἀκριβῶς ἴση μὲ τὴν ὀριζοντίαν συνιστώσαν  $H_0$  τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου. Γνωρίζοντες τὴν ἔντασιν  $I$  τοῦ ρεύματος καὶ τὸν ἀριθμὸν  $n$  τῶν σπειρῶν κατὰ ἑκατοστόμετρον εὐρίσχομεν ὅτι εἶναι:

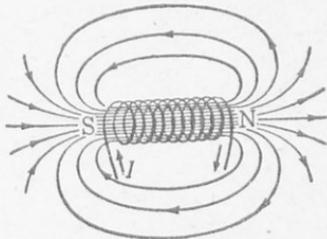
$$H_0 = H_p = 1,25 \cdot n \cdot I \text{ Gauss}$$

## ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΑΙ

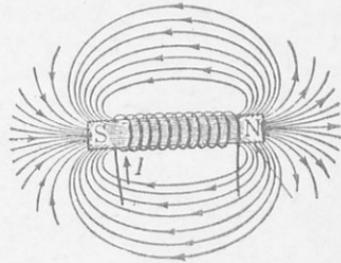
117. Ἠλεκτρομαγνήτης. — Εἰς τὸ ἔσωτερικὸν ἑνὸς σωληνοειδοῦς αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι παράλληλοι πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ σωληνοειδοῦς (σχ. 137). Ἐντὸς τοῦ σωληνοειδοῦς εἰσάγομεν ράβδον μαλακοῦ σιδήρου. Ἡ ράβδος τοῦ μαλακοῦ σιδήρου γίνεταί μαγνήτης, τοῦ ὁποῖου οἱ πόλοι συμπύκνουν κατὰ τὸ σημεῖον μὲ τοὺς πόλους τοῦ σωληνοειδοῦς (σχ. 138).

Τὸ σύστημα, τὸ ὁποῖον ἀποτελοῦν τὸ σωληνοειδὲς καὶ ἡ ράβδος τοῦ μαλακοῦ σιδήρου, καλεῖται **ἠλεκτρομαγνήτης**. Ἡ μαγνήτισις τοῦ μαλακοῦ σιδήρου εἶναι ψηφιοποίηθη ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

παροδική και διαρκεί, ὅσον διαρκεί και ἡ διέλευσις τοῦ ρεύματος διὰ τοῦ



Σχ. 137. Σωληνοειδές.



Σχ. 138. Σωληνοειδές με πυρήνα ἀπὸ μαλακὸν σίδηρον.

σωληνοειδοῦς. Τότε ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐντὸς τοῦ σωληνοειδοῦς εἶναι :

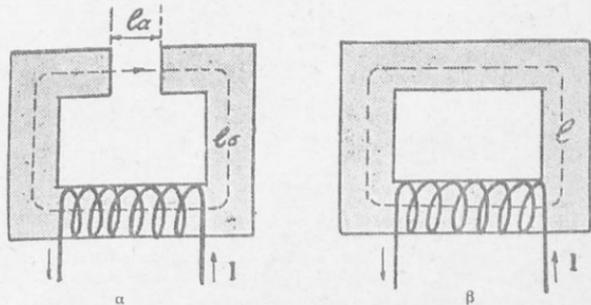
$$B = \mu \cdot H \quad \text{ἢτοι} \quad B = \frac{4\pi}{10} \cdot n \cdot I \cdot \mu$$

ὅπου  $\mu$  εἶναι ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ σιδήρου καὶ  $B$  εἶναι ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ (§ 15). Ἐντὸς τοῦ σωληνοειδοῦς εἰσαχθῆ ῥάβδος χάλυβος, αὕτη μεταβάλλεται εἰς μόνιμον μαγνήτην.

Ἡ μαγνήτισις τοῦ μαλακοῦ σιδήρου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ σωληνοειδοῦς ἐρμηνεύεται ὡς ἑξῆς: Πρὸ τῆς μαγνήτισεως τὰ στοιχειώδη κυκλικά ρεύματα ἦσαν ἀτάκτως προσανατολισμένα ἐντὸς τοῦ μαλακοῦ σιδήρου. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ὁμοῦ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ σωληνοειδοῦς τὰ στοιχειώδη κυκλικά ρεύματα προσανατολιζοῦνται καὶ διατάσσονται οὕτως, ὥστε ἡ ῥάβδος τοῦ μαλακοῦ σιδήρου νὰ ἰσοδυναμῆ με ἓνα σωληνοειδές. Εἰς τὸν μαλακὸν σίδηρον ὁ προσανατολισμὸς τῶν στοιχειωδῶν ρευμάτων διαρκεῖ ἐφ' ὅσον ὁ μαλακὸς σίδηρος εὐρίσκειται ἐντὸς τοῦ μαγνητίζοντος πεδίου. Ἀντιθέτως εἰς τὸν χάλυβα ὁ προσανατολισμὸς τῶν στοιχειωδῶν κυκλικῶν ρευμάτων διατηρεῖται καὶ μετὰ τὴν κατάργησιν τοῦ μαγνητίζοντος πεδίου. Ἡ ἀνωτέρω θεωρία περὶ τῆς φύσεως τοῦ μαγνήτισμου διευτώθη ἀπὸ τὸν Ampère πρὶν ἀκόμη ἀνακαλυφθῆ ἡ ὑπαρξίς καὶ ἡ κίνησις τῶν ἠλεκτρονίων ἐντὸς τῶν ἀτόμων ἐπὶ σχεδὸν κυκλικῶν τροχιῶν.

118. Μαγνητικὸν κύκλωμα. — Εἰς τὸ σχῆμα 139 α δεικνύεται ἓνας ἠλεκτρομαγνήτης, τοῦ ὁποίου

ὁ πυρὴν ἔχει διάκενον μήκους  $l_a$ , ἐνῶ εἰς τὸ σχῆμα 139 β ὁ πυρὴν εἶναι συνεχής. Ὅταν ὁ ἔκ σιδήρου πυρὴν ἔχη διάκενον, τότε αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ ἐξέρχονται καὶ εἰς τὸν ἄερα, ἐνῶ εἰς τὸν συνεχῆ πυρὴνα αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εὐρίσκονται πάντοτε ἐντὸς τοῦ σιδήρου. Καὶ εἰς τὰς δύο ὁμοῦ περιπτώσεις



Σχ. 139. Μαγνητικὸν κύκλωμα.

αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι κλεισταὶ γραμμαὶ καὶ διὰ τοῦτο λέγομεν ὅτι τὸ σύνολον τῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἀποτελεῖ ἓνα **μαγνητικὸν κύκλωμα**. Ἐστω  $l$  τῆς μῆκος τῆς μεσαίας δυναμικῆς γραμμῆς,  $I$  ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος καὶ  $N$  ὁ ὅλος ἀριθμὸς τῶν σπειρῶν τοῦ πηνίου. Ἄν  $\mu$  εἶναι ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ σιδήρου καὶ  $S$  ἡ ἐπιφάνεια ἐκάστης σπείρας τοῦ πηνίου, τότε δι' ἐκάστης σπείρας τοῦ πηνίου διέρχεται μαγνητικὴ ροή:

$$\Phi = \mu \cdot H \cdot S \quad \eta \quad \Phi = \mu \cdot \frac{4 \pi \cdot N \cdot I}{10 l} \cdot S \quad (1)$$

$$\text{Ὁ τύπος (1) δύναται νὰ γραφῆ καὶ ὡς ἐξῆς: } \Phi = \frac{4 \pi N I}{\frac{10}{\mu S}} \quad (2)$$

Ὁ παρονομαστὴς  $\frac{l}{\mu S}$  πρέπει νὰ θεωρηθῆ ὡς ἓνα εἶδος ἀντιστάσεως καὶ διὰ τοῦτο καλεῖται **μαγνητικὴ ἀντίστασις** ( $R$ ):

$$\text{μαγνητικὴ ἀντίστασις: } R_{\text{μαγν}} = \frac{l}{\mu \cdot S}$$

Ἄλλὰ ὁ τύπος τῆς μαγνητικῆς ἀντιστάσεως εἶναι τελείως ἀνάλογος πρὸς τὸν τύπον τῆς ἀντιστάσεως ἀγωγοῦ (§ 77), μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι ἀντὶ τῆς εἰδικῆς ἀγωγιμότητος ( $\kappa = 1/\rho$ ) ὑπεισέρχεται ἐδῶ ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης ( $\mu$ ). Οὕτω ὁ τύπος (2) ἀντιστοιχεῖ πρὸς τὸν νόμον τοῦ Ohm διὰ κλειστὸν κύκλωμα (§ 94):

$$I = \frac{E}{R_{\text{ολ}}}$$

Κατ' ἀναλογίαν λοιπὸν πρὸς τὸ κλειστὸν ἠλεκτρικὸν κύκλωμα ὁ ἀριθμητικὸς τοῦ τύπου (2) καλεῖται **μαγνητεγερτικὴ δύναμις** ἢ **μαγνητικὴ τάσις**:

$$\text{μαγνητικὴ τάσις: } U_{\text{μαγν}} = \frac{4 \pi \cdot N \cdot I}{10}$$

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι διὰ τὸ μαγνητικὸν κύκλωμα ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος **τύπος τοῦ Hopkinson**:

$$\text{μαγνητικὴ ροή} = \frac{\text{μαγνητικὴ τάσις}}{\text{μαγνητικὴ ἀντίστασις}} \quad \Phi = \frac{U_{\text{μαγν}}}{R_{\text{μαγν}}}$$

Ἡ μονὰς μαγνητικῆς ἀντιστάσεως εἰς τὸ σύστημα C. G. S. δὲν ἔχει ἰδιαιτέρον ὄνομα ἢ πρακτικὴ μονὰς (σύστημα M. K. S.) καλεῖται συνήθως rowland. Ἡ μονὰς μαγνητικῆς τάσεως εἰς τὸ σύστημα C. G. S. καλεῖται gilbert' πρα-

κτικὴ μονὰς εἶναι ἡ 1 ἄμπεροστροφὴ, καὶ συνεπῶς τὸ γινόμενον NI ἐκφράζει τὰς ἀμπεροστροφὰς τοῦ μαγνητικοῦ κυκλώματος. Οὕτω ἔχομεν:

$$\Phi \text{ (maxwell)} = \frac{U_{\text{μαγν}} \text{ (gilbert)}}{R_{\text{μαγν}} \text{ (μονάδες C. G. S.)}} \text{ [C. G. S.]}$$

$$\Phi \text{ (maxwell)} = \frac{U_{\text{μαγν}} (0,4 \pi \cdot \text{ἀμπεροστροφῶν})}{R_{\text{μαγν}} \text{ (rowland)}} \text{ [M. K. S.]}$$

Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς μαγνητικῆς ἀντιστάσεως ἐνὸς μαγνητικοῦ κυκλώματος λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν ἡ φύσις τῶν σωμάτων, τὰ ὁποῖα διατρέχουν αἱ κλεισταὶ δυναμικαὶ γραμμαί. Οὕτω ἐφαρμόζοντες τὸν τύπον τοῦ Hopkinson εἰς τὰ δύο μαγνητικὰ κυκλώματα τοῦ σχήματος 139 ἔχομεν (εἰς μονάδας C. G. S.):

$$\alpha') \quad \Phi = \frac{0,4 \pi N I}{\frac{l_{\sigma}}{\mu \cdot S} + \frac{l_{\alpha}}{S}} \quad \beta') \quad \Phi = \frac{0,4 \pi N I}{\frac{l_{\sigma}}{\mu \cdot S}}$$

ὅπου  $l_{\sigma}$  εἶναι τὸ μῆκος τῆς δυναμικῆς γραμμῆς ἐντὸς τοῦ σιδήρου καὶ  $l_{\alpha}$  τὸ μῆκος αὐτῆς ἐντὸς τοῦ ἀέρος, διὰ τὸν ὅποιον εἶναι  $\mu = 1$ .

**Παράδειγμα.** — Εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος 138 α εἶναι  $l_{\sigma} = 40 \text{ cm}$ ,  $l_{\alpha} = 5 \text{ mm}$ ,  $N = 25$  σπείραι,  $I = 10 \text{ A}$  καὶ ἡ ἐπιφάνεια τῆς τομῆς τοῦ σιδηροῦ πυρήνος εἶναι  $S = 2 \text{ cm}^2$ . Ἐάν εἶναι  $\mu = 500$  πόση εἶναι ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγή;

Ἡ μαγνητικὴ τάσις εἶναι:  $U_{\text{μαγν}} = 0,4 \pi \cdot 25 \cdot 10 = 314 \text{ gilbert}$

Ἡ μαγνητικὴ ἀντίστασις εἶναι:  $R_{\text{μαγν}} = \frac{40}{500 \cdot 2} + \frac{0,5}{1 \cdot 2} = 0,29 \text{ C. G. S.}$

Ἡ μαγνητικὴ ροὴ εἶναι:  $\Phi = \frac{314}{0,29} = 108,27 \text{ maxwell}$

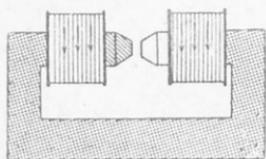
Ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγή εἶναι:  $B = \frac{\Phi}{S} = \frac{108,27}{2} = 54,135 \text{ gauss.}$

119. Φέρουσα δύναμις ἠλεκτρομαγνήτου. — Ὅταν ὁ ὄπλις εὐρίσκει εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν ἠλεκτρομαγνήτην, τότε διὰ τὴν ἀπόσπασιν τοῦ ὄπλις αἰταιτεῖται ὄρισμένη δύναμις, ἡ ὁποία καλεῖται **φέρουσα δύναμις** τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου. Ἐάν  $S$  εἶναι ἡ ἐπιφάνεια ἐκάστου πόλου καὶ  $B$  ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγή, τότε ἡ φέρουσα δύναμις (εἰς δύνاس) ἐνὸς πεταλοειδοῦς ἠλεκτρομαγνήτου εἶναι:

φέρουσα δύναμις ἠλεκτρομαγνήτου:  $F = \frac{2S \cdot B^2}{8 \pi}$

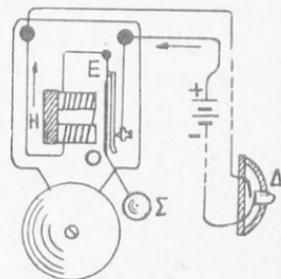
120. Ἐφαρμογαὶ τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν. — Ἡ παροδικὴ μαγνήτισις τοῦ μαλακοῦ σιδήρου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος εὐρίσκει πολλὰς ἐφαρμογὰς. Εἰς τὸ σχῆμα 140 δεῖκνύεται σχηματικῶς ἠλεκτρομαγνήτης χρησιμοποιοῦμενος εἰς τὰ ἐπιστημονικὰ ἐργαστήρια. Θὰ ἐξετάσωμεν μερικὰς πολὺ συνήθεις ἐφαρμογὰς τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν.

121. **Ἡλεκτρικὸς κώδων.**—Οὗτος ἀποτελεῖται ἀπὸ ἠλεκτρομαγνήτην Η (σχ. 141). Ἐμπροσθεν τῶν πόλων τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου ὑπάρχει ὁ ὄπλισμός Ο ἐκ μαλακοῦ σιδήρου. Ὁ ὄπλισμός εἶναι στερεωμένος εἰς ἐλατήριον Ε καὶ εἰς τὸ ἄκρον του φέρει σφύραν Σ. Ὅταν πιεσωμεν τὸν διακόπτην, κλείομεν τὸ κύκλωμα. Τὸ ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου καὶ ὁ ὄπλισμός του ἔλκεται. Τότε ὅμως ἐπέρχεται διακοπὴ τοῦ κυκλώματος καὶ ὁ ὄπλισμός ἐπαναφέρεται εἰς τὴν θέσιν του ὑπὸ τοῦ ἐλατηρίου Ε. Τὸ κύκλωμα πάλιν κλείεται καὶ ἐπιναλαμβάνονται τὰ ἴδια. Εἰς ἐκάστην ἐλ-

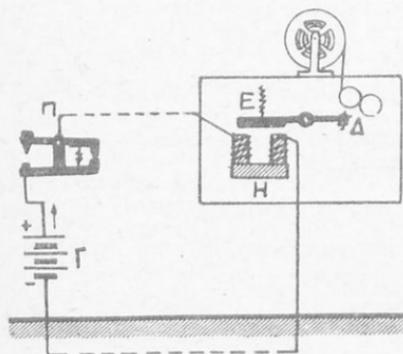


Σχ. 140. Ἡλεκτρομαγνήτης ἐργαστηρίου.

ξιν τοῦ ὄπλισμοῦ ἀντιστοιχεῖ ἓνα κτύπημα τῆς σφύρας ἐπὶ τοῦ κώδωνος.



Σχ. 141. Ἡλεκτρικὸς κώδων.

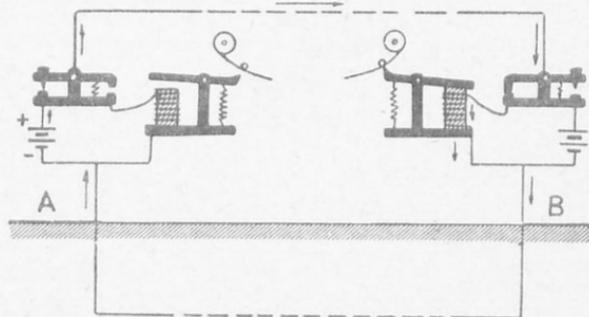


Σχ. 142. Ἐξήγησις τῆς ἀρχῆς τοῦ μορσικοῦ τηλεγράφου.

κ τ η ς. Οὗτος εἶναι ἠλεκτρομαγνήτης, εἰς τὸν ὁποῖον φθάνει τὸ ρεῦμα ἐκ τοῦ πρώτου τό-

που. Ὁ ὄπλισμός τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου εἶναι στερεωμένος εἰς τὸ ἓνα ἄκρον μοχλοῦ. Ὅταν ἔλκεται ὁ ὄπλισμός, τὸ ἄλλο ἄκρον τοῦ μοχλοῦ ἀνυψώνεται καὶ πιεζει τὴν ὁμαλῶς ἐκτυλισσομένην ταινίαν χάρτου ἐπὶ μικροῦ σπόγγου διαποτισμένου με μελάνην. Ἐπὶ τῆς ταινίας καταγράφονται τότε γραμμαὶ διαφόρου μήκους, ἀναλόγως πρὸς τὴν διάρκειαν τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον

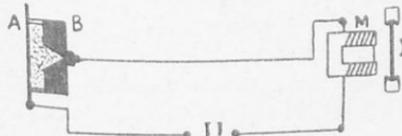
δηλῆθε διὰ τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου. Οὕτω καθίσταται δυνατὴ ἡ μεταβίβασις συμβολικῶς τῶν γραμμάτων τοῦ ἀλφαβήτου καὶ τῶν ἀριθμῶν (μορσικὸν ἀλφάβητον). Ὁ πομπὸς καὶ ὁ δέ-  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς



Σχ. 143. Ἀμφίπλευρος διάταξις μορσικοῦ τηλεγράφου.

κτης συνδυάζονται εις ἕκαστον τόπον ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 143. Ὡς δεύτερος ἀγωγὸς τοῦ κυκλώματος χρησιμεύει ἡ γῆ. Μὲ τὸν τηλεγράφων τοῦ Morse μεταβιβάζονται περὶ 15—20 λέξεις κατὰ λεπτόν. Εἰς τὰ μεγάλα κέντρα χρησιμοποιοῦνται σήμερον περὶ 100—200 λέξεις κατὰ λεπτόν, τὰ ὅποια ἐπιτρέπουν πολὺ ταχύτεραν μεταβίβασιν.

123. **Τηλέφωνον.**—Εἰς τὸ τηλεφώνον ὡς πομπὸς χρησιμοποιεῖται τὸ μικρόφωνον. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο μονωμένους πλάκας ἄνθρακος A καὶ B (σχ. 144). Ἡ πλάξ A



Σχ. 144. Ἐξήγησις τῆς ἀρχῆς τοῦ τηλεφώνου.

εἶναι πολὺ λεπτή καὶ δύναται νὰ πάλλεται ἐλευθέρως. Μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν παρεμβάλλονται κόκκοι ἄνθρακος. Ὄταν ὁμιλοῦμεν ἔμπροσθεν τῆς πλακῆς A, τότε οἱ κόκκοι τοῦ ἄνθρακος μετακινουῦνται. Ἡ ἀστραθὴς ἐπαφῆς τῶν μεταξὺ τῶν πλακῶν A καὶ B ἀγωγῶν προκαλεῖ μεταβολὰς τῆς ἀντιστάσεως καὶ συνεπῶς διακυμάνσεις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Αἱ διακυμάνσεις αὐ-

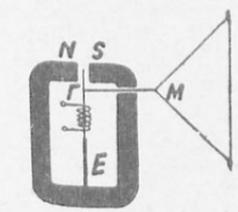
ταὶ ἀντιστοιχοῦν εἰς τὸν ἦχον, ὁ ὁποῖος παράγεται πρὸ τῆς πλακῆς A τοῦ μικροφώνου. Ὡς δέκτης χρησιμοποιεῖται τὸ ἀκουστικόν. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ πεταλοειδῆ μαγνήτην, τοῦ ὁποῦ τοῦ ἄκρου περιβάλλονται ἀπὸ δύο πηνία. Διὰ τῶν πηνίων κυκλοφορεῖ τὸ μικροφωνικὸν ρεῦμα. Ἐμπροσθεν τῶν πόλων τοῦ μαγνήτου εἰρρίσκειται λεπτή πλάξ μαλακοῦ σι-

δήρου, ἡ ὁποία δύναται νὰ πάλλεται. Αἱ διακυμάνσεις τοῦ μικροφωνικοῦ ρεύματος προκαλοῦν ἀντιστοιχοῦς μεταβολὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ μαγνήτου. Οὕτω ἡ ἔλξις, τὴν ὁποίαν ἀσκεῖ ὁ μαγνήτης ἐπὶ τῆς πλακῆς τοῦ σιδήρου, ὑφίσταται ἀντιστοιχοῦς μεταβολὰς καὶ ἡ πλάξ ἀναγκάζεται νὰ πάλλεται. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἀναπαράγεται ἀπὸ τὴν πλάκα τοῦ σιδήρου ὁ πρὸ τοῦ μικροφώνου παραχθεὶς ἦχος. Αἱ σημερινὰ τηλεφωνικὰ συσκευαί φέρουν τὸ μικρόφωνον καὶ τὸ ἀκουστικόν εἰς μίαν διάταξιν, ἡ ὁποία καλεῖται μικροτηλέφωνον (σχ. 144a). Εἰς τὰ αὐτόματα τηλέφωνα ἢ σύνδεσις τῶν συνδρομητῶν γίνεται αὐτοφώνον (σχ. 144a). Εἰς τὰ αὐτόματα τηλέφωνα ἢ σύνδεσις τῶν συνδρομητῶν γίνεται αὐτοφώνον (σχ. 144a). Εἰς τὰ αὐτόματα τηλέφωνα ἢ σύνδεσις τῶν συνδρομητῶν γίνεται αὐτοφώνον (σχ. 144a).



Σχ. 144a. Ἐξήγησις τῆς ἀρχῆς τοῦ τηλεφώνου.

ἀντιστοιχοῦς μεταβολὰς καὶ ἡ πλάξ ἀναγκάζεται νὰ πάλλεται. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἀναπαράγεται ἀπὸ τὴν πλάκα τοῦ σιδήρου ὁ πρὸ τοῦ μικροφώνου παραχθεὶς ἦχος. Αἱ σημερινὰ τηλεφωνικὰ συσκευαί φέρουν τὸ μικρόφωνον καὶ τὸ ἀκουστικόν εἰς μίαν διάταξιν, ἡ ὁποία καλεῖται μικροτηλέφωνον (σχ. 144a). Εἰς τὰ αὐτόματα τηλέφωνα ἢ σύνδεσις τῶν συνδρομητῶν γίνεται αὐτοφώνον (σχ. 144a). Εἰς τὰ αὐτόματα τηλέφωνα ἢ σύνδεσις τῶν συνδρομητῶν γίνεται αὐτοφώνον (σχ. 144a). Εἰς τὰ αὐτόματα τηλέφωνα ἢ σύνδεσις τῶν συνδρομητῶν γίνεται αὐτοφώνον (σχ. 144a). Εἰς τὰ αὐτόματα τηλέφωνα ἢ σύνδεσις τῶν συνδρομητῶν γίνεται αὐτοφώνον (σχ. 144a).



Σχ. 145. Ἐλεκτρομαγνητικὸν μεγάφωνον.

γνήτου ὑπάρχει γλωσσὶς Γ ἀπὸ μαλακῶν σιδήρων, ἡ ὁποία εἶναι στερεωμένη εἰς τὸ ἄκρον ἐλαστικοῦ ἐλάσματος. Ἡ βάση τῆς γλωσσίδος περιβάλλεται ἀπὸ πηνίον, διὰ τοῦ ὁποῦ

$$\text{ἦχος} \rightarrow \text{ρεύμα} \rightarrow \text{ἦχος}$$

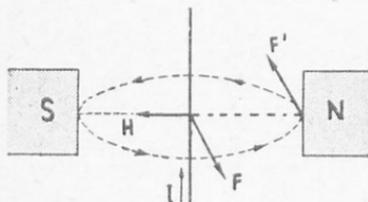
Ἡ πρώτη μετατροπὴ ἐπιτυγχάνεται μὲ τὸ μικρόφωνον, ἐνῶ ἡ ἀντίστροφος μετατροπὴ ἐπιτυγχάνεται μὲ τὸ ἀκουστικόν.

124. **Ἐλεκτρομαγνητικὸν μεγάφωνον.**—Ὅπως τὸ ἀκουστικὸν τοῦ τηλεφώνου, οὕτω καὶ τὸ μεγάφωνον μετατρέπει εἰς ἦχον μεγάλης ἐντάσεως τὰς διακυμάνσεις τοῦ μικροφωνικοῦ ρεύματος. Τὸ ἠλεκτρομαγνητικὸν μεγάφωνον ἀποτελεῖται ἀπὸ ἰσχυρὸν ἠλεκτρομαγνήτην (σχ. 145). Μεταξὺ τῶν πόλων τοῦ ἠλεκτρομα-

διέρχεται τὸ μικροφωνικὸν ρεῦμα. Αἱ διακυμάνσεις τοῦ ρεύματος τούτου προκαλοῦν μεταβολὰς τῆς μαγνητίσεως τῆς γλωσσίδος. Ἔνεκα τούτου ἡ ἔλιξι τῆς γλωσσίδος ἀπὸ τὸν ἕνα ἢ τὸν ἄλλον πόλον τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου, ὑφίσταται ταχείας μεταβολάς, ἃ ὅποια ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰς διακυμάνσεις τοῦ μικροφωνικοῦ ρεύματος. Οὕτω ἡ γλωσσὶς πάλ्लεται καὶ μετ' αὐτῆς πάλ्लεται ἡ κωνικὴ μεμβρᾶνῃ Μ, ἡ ὁποία, ἔνεκα τῆς μεγάλης ἐπιφανείας της, παράγει ἤχον μεγάλης ἐντάσεως.

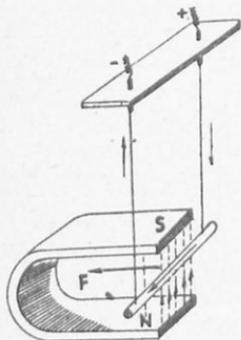
### Ν ΕΠΙΔΡΑΣΙΣ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΕΠΙ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

125. Ἐπίδρασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.—Κατακόρυφος ἀγωγὸς διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I$  (σχ. 146). Ὁ



Σχ. 146. Ἐπίδρασις μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.

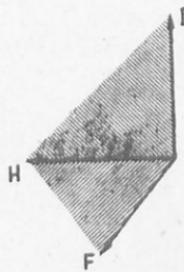
ἀγωγὸς εὐρίσκειται ἐντὸς ὀριζοντίου ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $H$ . Τὸ μαγνητικὸν πεδίου τοῦ ρεύματος ἐξασκεῖ τότε ἐπὶ τοῦ μαγνητικοῦ πόλου  $N$  μίαν δύναμιν  $F'$ , ἡ ὁποία εἶναι ὀριζοντία. Σύμφωνα μετ' αὐτὴν τὸ ἀξίωμα τῆς δράσεως καὶ ἀντιδράσεως ὁ μαγνητικὸς πόλος  $N$  ἀσκει ἐπὶ τοῦ ρεύματος μίαν ἀντίδρασιν  $F$  ἴσην καὶ ἀντίθετον πρὸς τὴν  $F'$ . Οὕτω ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ ἐφαρμόζεται μία δύναμις  $F$ , ἡ ὁποία εἶναι ὀριζοντία, δηλαδὴ κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τὸ ὁποῖον ὀρίζουν ἡ διεύθυνσις τοῦ ρεύματος καὶ ἡ ἐντάσις  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ ρεύματος ἀποδεικνύομεν πειραματικῶς, ἂν ὁ ἀγωγὸς εἶναι κινητὸς (σχ. 147). Παρατηροῦμεν ὅτι ὁ ἀγωγὸς μετακινεῖται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν μιᾶς δυνάμεως. Ἡ φορὰ τῆς κινήσεως τοῦ ἀγωγοῦ καὶ συνεπῶς ἡ φορὰ τῆς δυνά-



Σχ. 147. Ἀπόδειξις κινήσεως ἀγωγοῦ.



Σχ. 148. Κανὼν τῆς δεξιᾶς χειρὸς.



Σχ. 149. Ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις.

μεως  $F$  προσδιορίζεται ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον ἐμπειρικὸν κανὼνα τῶν τριῶν δακτύλων: Τείνομεν τοὺς τρεῖς πρώτους δακτύλους τῆς δεξιᾶς χειρὸς οὕτως, ὥστε νὰ σχηματίζομεν μεταξὺ των ὀρθὰς γωνίας καὶ κατευθύνομεν τὸν ἀντίχειρα κατὰ τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος, τὸν δείκτην κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ὅποτε ὁ μέσος δάκτυλος δεικνύει τὴν φορὰν τῆς

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

δυνάμεως, ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ (σχ. 148, 149). Ἀπὸ τὴν μελέτην τῆς ἐπιδράσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος συνήχθη ὁ ἀκόλουθος νόμος τοῦ *Laplace*:

**I.** "Ὅταν εὐθύγραμμος ἀγωγὸς διαρρέομενος ὑπὸ ρεύματος εὐρίσκεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου, τότε ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ ἀναπτύσσεται ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις, ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τὸ ὀριζόμενον ὑπὸ τοῦ ἀγωγοῦ καὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

**II.** Ἡ ἀριθμητικὴ τιμὴ τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ μῆκος ( $l$ ) τοῦ ἀγωγοῦ, ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐνταση ( $I$ ) τοῦ ρεύματος, ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐνταση ( $H$ ) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἀνάλογος πρὸς τὸ ἥμιτονον τῆς γωνίας ( $\varphi$ ), τὴν ὁποίαν σχηματίζει ὁ ἀγωγὸς μὲ τὴν ἐνταση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

$$\text{νόμος τοῦ Laplace: } F = \frac{1}{10} \cdot l \cdot I \cdot H \cdot \eta \mu \varphi$$

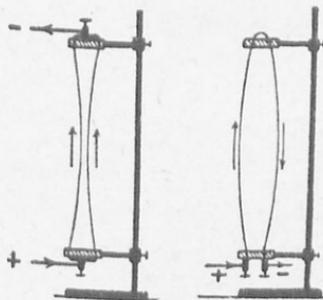
Ἄν ὁ ἀγωγὸς εἶναι κάθετος πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμάς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ( $\varphi = 90^\circ$ ), τότε ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις ἔχει τὴν μεγίστην τιμὴν:

$$F = \frac{1}{10} \cdot l \cdot I \cdot H \text{ dyn}$$

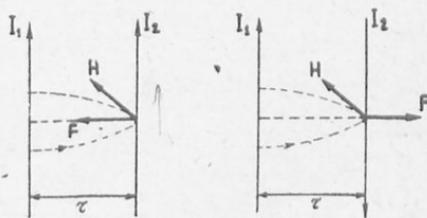
**Παράδειγμα.**—Ὁ ἀγωγὸς εἶναι κάθετος πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμάς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἄν εἶναι  $I = 10 \text{ A}$ ,  $l = 8 \text{ cm}$  καὶ  $H = 2000 \text{ Gauss}$ , τότε εἶναι:

$$F = \frac{8 \cdot 10 \cdot 2000}{10} = 16000 \text{ dyn}$$

**126. Παράλληλα ρεύματα.**—Διὰ δύο κατακορύφων ἀγωγῶν διαβιβάζομεν ρεῦμα οὕτως, ὥστε νὰ ἔχωμεν δύο παράλληλα ρεύματα (σχ. 150). Ἀπὸ τὸ πείραμα συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:



Σχ. 150. Ἀμοιβαία δρᾶσις παραλλήλων ρευμάτων.



Σχ. 151. Ἐξήγησις τῆς δρᾶσεως δύο παραλλήλων ρευμάτων.

**Δύο παράλληλα καὶ ὁμόρροπα ρεύματα ἔλκονται, ἐνῶ δύο παράλληλα καὶ ἀντίρροπα ρεύματα ἀπωθούνται.**

Ἡ ἔλξις ἢ ἡ ἀπωσις τῶν δύο παραλλήλων ρευμάτων εἶναι ἀποτέλεσμα τοῦ

νόμου τοῦ Laplace. Ἐκαστον ρεῦμα δημιουργεῖ περίξ αὐτοῦ μαγνητικὸν πεδίον, τὸ ὁποῖον ἐπιδρᾷ ἐπὶ τοῦ ἄλλου ρεύματος (σχ. 151). Ἄν  $r$  εἶναι ἡ ἀπόστασις τῶν δύο ρευμάτων, τότε τὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I_1$  παράγει εἰς τὴν ἀπόστασιν  $r$  μαγνητικὸν πεδίον ἐντάσεως:  $H = \frac{2I_1}{10r}$

Οὕτω ἐπὶ τοῦ ρεύματος ἐντάσεως  $I_2$  ἐνεργεῖ μαγνητικὸν πεδίον ἔχον ἔντασιν  $H$ , ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὸν ἀγωγόν· ἄρα ἐπὶ τοῦ ρεύματος ἐντάσεως  $I_2$  ἀναπτύσσεται ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις  $F$ , ἡ ὁποία εἶναι:

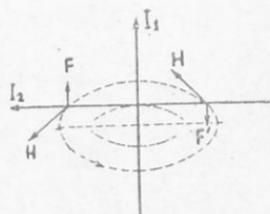
$$F = \frac{l \cdot I_2 \cdot H}{10}$$

ἢ

$$F = \frac{2 I_1 \cdot I_2 \cdot l}{100 r}$$

ὅπου  $l$  εἶναι τὸ κοινὸν μῆκος τῶν δύο παραλλήλων ρευμάτων. Ἡ φορὰ τῆς δυνάμεως  $F$  εἶναι τοιαύτη, ὥστε εἰς τὴν περίπτωσιν ὁμορρόπων ρευμάτων νὰ ἀντιστοιχῇ εἰς ἔλξιν τῶν δύο ἀγωγῶν, εἰς δὲ τὴν περίπτωσιν ἀντιρρόπων ρευμάτων νὰ ἀντιστοιχῇ εἰς ἄψωσιν τῶν δύο ἀγωγῶν.

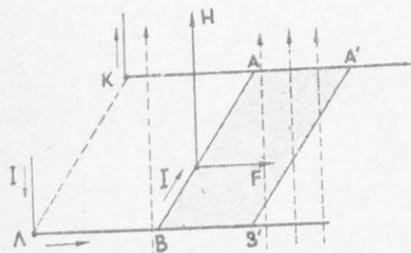
127. Κάθετα ρεύματα. — Ἄς θεωρήσωμεν δύο ρεύματα κάθετα τὸ ἓνα πρὸς τὸ ἄλλο (σχ. 152). Τότε σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Laplace ἐπὶ ἐκάστου τμήματος τοῦ ἄλλου ἀγωγοῦ ἀναπτύσσεται ἓνα ζεύγος δυνάμεων ( $F$  καὶ  $F'$ ), τὸ ὁποῖον τείνει νὰ περιστρέψῃ τὸν ἀγωγὸν οὕτως, ὥστε τὰ δύο ρεύματα νὰ γίνουν παραλλήλα καὶ ὁμόρροπα.



Σχ. 152. Κάθετα ρεύματα.

Αἱ ἀμοιβαῖαι δράσεις τῶν ρευμάτων, ἕνεκα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου αὐτῶν καλοῦνται ἡλεκτροδυναμικαὶ δράσεις καὶ εὐρίσκουν ποικίλας ἐφαρμογάς.

128. Ἔργον τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν δυνάμεων. — Ἐστω ὅτι ὁ εὐθύγραμμος ἀγωγὸς  $AB$  (σχ. 153) ἵμφορεῖ νὰ ὀλισθαίνῃ χωρὶς τριβὴν κατὰ μῆ-



Σχ. 153 Ἔργον τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν δυνάμεων.

κος δύο ὀριζοντίων συρμάτων. Ὁ ἀγωγὸς  $AB$  ἔχει μῆκος  $l$  καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I$ . Ἄς ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ σύστημα τῶν ὀριζοντίων ἀγωγῶν εὐρίσκεται ἐντὸς κατακορύφου μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ἔχει φορὰν πρὸς τὰ ἄνω καὶ ἔντασιν  $H$ . Τότε ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ  $AB$  ἀναπτύσσεται ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις  $F$ , ἡ ὁποία εἶναι ὀριζοντία, κάθετος πρὸς τὸν ἀγωγὸν  $AB$  καὶ ἔχει ἔντασιν:

$$F = \frac{1}{10} \cdot l \cdot I \cdot H \text{ dyn}$$

Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς δυνάμεως  $F$  ὁ ἀγωγὸς  $AB$  μετακινεῖται κατὰ  $AA' = x$ .  
 Οὕτω ἡ δύναμις  $F$  παράγει ἔργον :

$$W = F \cdot x \quad \eta \quad W = \frac{1}{10} \cdot l \cdot I \cdot H \cdot x$$

Ἀλλὰ τὸ γινόμενον  $l \cdot x$  παριστᾷ τὸ ἔμβαδὸν  $S$  τῆς ἐπιφανείας  $AA'B'B$ . Ὡστε τὸ ἔργον τῆς δυνάμεως  $F$  εἶναι :

$$W = \frac{1}{10} \cdot I \cdot H \cdot S$$

Τὸ γινόμενον  $H \cdot S$  ἐκφράζει τὴν μαγνητικὴν ροὴν  $\Phi$ , ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῆς ἐπιφανείας  $S$ . Ὡστε τὸ ἔργον τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως  $F$  εἶναι :

$$\text{ἔργον ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως : } W = \frac{1}{10} \cdot I \cdot \Phi \text{ erg}$$

Τὸ ἔργον τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως, ἐκπεφρασμένον εἰς Joule, εἶναι :

$$W = \frac{1}{10^8} \cdot I \cdot \Phi \text{ Joule}$$

Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἐπιφάνεια  $S$  εἶναι ἡ αὐξήσις τῆς ἀρχικῆς ἐπιφανείας  $KAB\Lambda$  τοῦ κυκλώματος. Ἐπειδὴ ὁμοῦ αὐξάνεται ἡ ἐπιφάνεια τοῦ κυκλώματος, αὐξάνεται κατὰ  $\Phi$  καὶ ἡ μαγνητικὴ ροὴ ἡ διερχομένη διὰ τοῦ κυκλώματος. Οὕτω καταλήγομεν εἰς τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα :

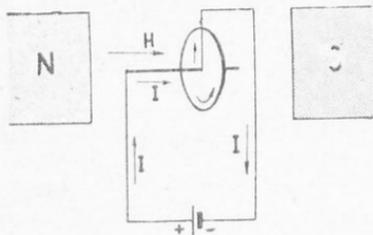
*Ὅταν ἓνα κύκλωμα, διαρρεόμενον ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I$ , εὐρίσκεται ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου, τότε, ἂν συμβῇ μεταβολὴ τῆς μαγνητικῆς ροῆς κατὰ  $\Delta\Phi$ , τὸ ἔργον τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ πρὸς τὴν μεταβολὴν τῆς μαγνητικῆς ροῆς :*

$$\text{τύπος τοῦ Maxwell : } W = \frac{1}{10} \cdot I \cdot \Delta\Phi \text{ erg} \quad \eta \quad W = \frac{1}{10^8} \cdot I \cdot \Delta\Phi \text{ Joule}$$

Τὸ ἔργον τοῦτο εἶναι θετικόν, ὅταν αὐξάνεται ἡ μαγνητικὴ ροὴ καὶ ἀντιθέτως εἶναι ἀρνητικόν, ὅταν ἔλαττώνεται ἡ μαγνητικὴ ροὴ.

— 129. Δίσκος τοῦ Faraday.— Λαμβάνομεν χάλκινον δίσκον, ὁ ὁποῖος ἔμπορει νὰ στρέφεται περὶ ἄξονα (σχ. 154). Ὁ ἓνας πόλος τῆς γεννητρίας συνδέεται μὲ τὸν ἄξονα τοῦ δίσκου, ὁ δὲ ἄλλος πόλος συνδέεται μὲ ἔλασμα, τὸ ὁποῖον ἐφάπτεται τῆς περιφερείας τοῦ δίσκου. Ὁ δίσκος εὐρίσκεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου καὶ εἶναι κείμενος πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου. Παρατηροῦμεν ὅτι ὁ δίσκος ἀποκτᾷ ὀμαλὴν περιστροφικὴν κίνησιν. Αὕτη ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι ἐπὶ τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διατρέχει τὴν Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ἀκτίνα τοῦ δίσκου, ἐνεργεῖ συνεχῶς μία δύναμις, ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὴν ἀκτίνα καὶ εὐρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ δίσκου.



Σχ. 154. Δίσκος τοῦ Faraday.

Ἡ φορά τῆς περιστροφῆς τοῦ δίσκου ἀναστρέφεται, ἐὰν ἀναστραφῇ ἡ φορά τοῦ ρεύματος ἢ ἡ φορά τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τὸ ἀνωτέρω πείραμα ἐξηγεῖ τὴν λειτουργίαν τῶν ἠλεκτρικῶν κινητήρων.

Κατὰ μίαν περιστροφήν τοῦ δίσκου ἡ ἀκτίς τοῦ  $r$  διαγράφει ἐπιφάνειαν  $S = \pi r^2$ . Ἄρα κατὰ μίαν περιστροφήν τοῦ δίσκου συμβαίνει μεταβολὴ τῆς μαγνητικῆς ροῆς κατὰ:

$$\Delta\Phi = H \cdot S = H \cdot \pi r^2$$

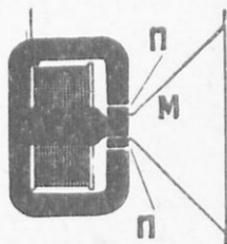
Τὸ ἔργον τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως (§ 128) εἶναι:

$$W = \frac{1}{10} \cdot I \cdot \Delta\Phi = \frac{1}{10} \cdot I \cdot H \cdot \pi r^2 \text{ erg}$$

Ἄν ὁ δίσκος ἐκτελῇ  $N$  στροφὰς εἰς 1 sec, τότε ἡ ἰσχύς τοῦ κινητήρος τούτου εἶναι:

$$P = \frac{I \cdot H \cdot \pi r^2 \cdot N}{10} \text{ erg/sec} \quad \eta \quad P = \frac{I \cdot H \cdot \pi r^2 \cdot N}{10^8} \text{ Watt}$$

130. Ἡλεκτροδυναμικὸν μεγάλφωνον.—Εἰς τὸ ἠλεκτροδυναμικὸν μέγα φωνὸν ἡ κωνικὴ μεμβράνη  $M$  (σχ. 155) ἔχει εἰς τὸ ἄκρον τῆς στερεωμένον ἓνα ἐλαφρὸν πηνίον  $\Pi$ . Διὰ τοῦ πηνίου τούτου διέρχεται τὸ μικροφωνικὸν ρεῦμα. Τὸ πηνίον τῆς κωνικῆς μεμβράνης ἔμπορεῖ νὰ κινῆται ἐλευθέρως ἐντὸς τοῦ δακτυλιοειδοῦς διακένου ἐνὸς ἰσχυροῦ ἠλεκτρομαγνήτου. Ἐπειδὴ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ πηνίον  $\Pi$ , ὑφίσταται διαρκεῖς μεταβολάς, διὰ τοῦτο ἀναπτύσσονται ἐπὶ τοῦ πηνίου  $\Pi$  ἠλεκτρομαγνητικαὶ δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι ἀναγκάζουν τὸ πηνίον νὰ μετακινῆται ταχέως ἐντὸς τοῦ δακτυλιοειδοῦς ἀνοίγματος. Οὕτω ἡ μεμβράνη ἀναπαράγει τὸν ἦχον.



Σχ. 155. Ἡλεκτροδυναμικὸν μεγάλφωνον.

## ΟΡΓΑΝΑ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

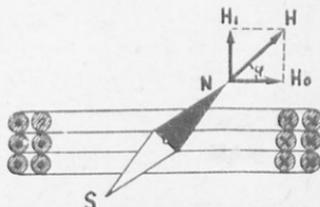
131. Ἡλεκτρικὰ ὄργανα.—Διὰ τὰς ἠλεκτρικὰς μετρήσεις χρησιμοποιοῦνται διάφορα ὄργανα. Εἰς μετρήσεις ἀκριβεῖας χρησιμοποιοῦνται ἠλεκτροστατικά ὄργανα, τῶν ὁποίων ἡ λειτουργία στηρίζεται ἐπὶ τῶν δυνάμεων, αἱ ὁποῖαι ἀναπτύσσονται ἐντὸς τῶν ἠλεκτρικῶν πεδίων (π.χ. τὰ ἠλεκτρόμετρα, § 48). Περισσότερον συνήθη εἶναι τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ ὄργανα, τῶν ὁποίων ἡ λειτουργία στηρίζεται εἰς τὰς μαγνητικὰς ιδιότητες ἐνὸς κυκλώματος διαρρομένου ἀπὸ ρεῦμα. Εἶναι γνωστὸν ὅτι τὸ κύκλωμα τοῦτο ἀναπτύσσει πέραξ αὐτοῦ μαγνητικὸν πεδίον καὶ ὅταν εὐρεθῇ ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ κυκλώματος ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις. Ἐκ τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν ὀργάνων ἰδιαίτερον σημασίαν ἔχουν τὰ γαλβανόμετρα, τὰ ὁποῖα χρησιμοποιοῦνται διὰ μετρήσεις εἰς τὴν Φυσικὴν καὶ εἰς τὴν Φυσιολογίαν. Κατωτέρω θὰ ἐξετάσωμεν τὸ ἰσχυρὸν ἠλεκτρομαγνητικὸν ὄργανον.

— 132. Γαλβανόμετρα. — Τὰ γαλβανόμετρα χρησιμεύουν διὰ νὰ δείξουν, ἂν ἓνας ἄγωγός διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα καὶ ποία εἶναι ἡ φορά τοῦ ρεύματος· ἐπίσης χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν μέτρησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἢ τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου, τὸ ὁποῖον διήλθε διὰ τοῦ ἄγωγου. Γενικῶς τὰ γαλβανόμετρα χρησιμοποιοῦνται μόνον διὰ ἀσθενῆ ρεύματα καὶ συνήθως δὲν εἶναι βαθμολογημένα. Τὰ γαλβανόμετρα παρεμβάλλονται εἰς τὸ κύκλωμα κατὰ σειρὰν καὶ διὰ τοῦτο ἔχουν πάντοτε πολὺ μικρὰν ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν. Εἰς μερικὰς περιπτώσεις ἐφαρμόζεται εἰς τὸ γαλβανόμετρον καὶ διακλάδωσις, ὅπως εἰς τὰ ἀμπερόμετρα (§ 84α).

α') Τὰ γαλβανόμετρα με κινητὸν μαγνήτην ἀποτελοῦνται ἀπὸ κατακόρυφον ἀκίνητον πλαίσιον, τὸ ὁποῖον διαρρέεται ἀπὸ τὸ ρεῦμα. Τὸ ἐπίπεδον τοῦ πλαισίου συμπίπτει μετὸ ἐπίπεδον τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ (σχ. 123α). Εἰς τὸ κέντρον τοῦ πλαισίου ὑπάρχει μαγνητικὴ βελὸνῃ ἀποκλίσεως, ἡ ὁποία ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος ἐκτρέπεται. Τοιοῦτος τύπος γαλβανομέτρου εἶναι ἡ πυξίς τῶν ἐφαπτομένων.

Ἡ πυξίς τῶν ἐφαπτομένων ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓνα κυκλικὸν πλαίσιον, τὸ ὁποῖον ἔχει ν σπείρας καὶ ἀκτίνα  $r$ . Τὸ ἐπίπεδον τοῦ πλαισίου συμπίπτει μετὸ ἐπίπεδον τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Εἰς τὸ κέντρον τοῦ πλαισίου ὑπάρχει μικρὰ μαγνητικὴ βελὸνῃ, ἡ ὁποία ἢμπορεῖ νὰ στρέφεται περὶ κατακόρυφον ἄξονα (σχ. 156). Ὄταν τὸ πλαίσιον δὲν διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, ἡ μαγνητικὴ βελὸνῃ ἰσορροπεῖ ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Ὄταν ὁμως διαβιβάσωμεν διὰ τοῦ πλαισίου ρεῦμα ἐντάσεως  $I$ , τότε εἰς τὸ κέντρον τοῦ πλαισίου παρᾶγεται μαγνητικὸν πεδίον, τὸ ὁποῖον ἔχει ἔντασιν:

$$H_1 = \frac{1}{10} \cdot \frac{2\pi I}{r} \cdot \nu$$



Σχ. 156. Πυξίς τῶν ἐφαπτομένων.

Ἡ ἔντασις  $H_1$  εἶναι κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ πλαισίου. Ἡ μαγνητικὴ βελὸνῃ, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος, στρέφεται καὶ ἰσορροπεῖ εἰς νέαν θέσιν· τότε ἡ μαγνητικὴ βελὸνῃ ἔχει τὴν διεύθυνσιν τῆς συνισταμένης  $H$  τῶν δύο ἐντάσεων  $H_1$  καὶ  $H_0$  (δηλ. τῆς ἐντάσεως  $H_1$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος καὶ τῆς ὀριζοντίας συνιστώσης  $H_0$  τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου). Εἰς τὴν νέαν θέσιν τῆς μαγνητικῆς βελὸνῃς ἰσχύει ἡ σχέση:

$$H_1 = H_0 \cdot \epsilon\phi\phi \quad \text{ἄρα} \quad \frac{1}{10} \cdot \frac{2\pi I}{r} \cdot \nu = H_0 \cdot \epsilon\phi\phi$$

Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτὴν εὐρίσκομεν τὴν ἔντασιν  $I$  τοῦ ρεύματος:

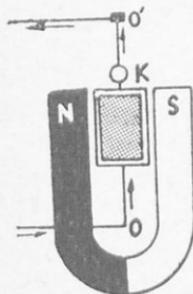
$$I = \frac{5r \cdot H_0}{\pi \cdot \nu} \cdot \epsilon\phi\phi \quad \eta \quad \boxed{I = k \cdot \epsilon\phi\phi}$$

ὅπου  $k = \frac{5r \cdot H_0}{\pi \cdot \nu}$  εἶναι σταθερὰ τοῦ ὄργανου. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐφαπτομένην τῆς γωνίας ἐκτροπῆς τῆς μαγνητικῆς βελὸνῃς.

β') Τὰ γαλβανόμετρα με κινητὸν πλαίσιον ἀποτελοῦνται ἀπὸ μόνιμον

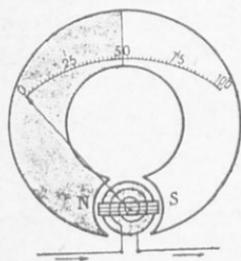
ψηφιοποίησθε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

πεταλοειδή μαγνήτην καὶ κινητὸν πλαίσιον, τὸ ὁποῖον διαρρέεται ἀπὸ τὸ ρεῦμα (σχ. 157). Τὸ πλαίσιον ἐξαρθᾶται καταλλήλως, ὥστε δύναται νὰ περιστρέφεται



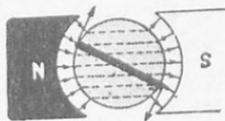
Σχ. 157. Γαλβανόμετρον μετὰ κινητὸν πλαίσιον.

περὶ ἄξονα κάθετον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου (σχ. 158). Οὕτω τὸ πλαίσιον στρέφεται κατὰ μίαν γωνίαν μέχρις, ὅτου ἡ ροπή τοῦ ζεύγους,



Σχ. 159. Μετακίνησις τοῦ δείκτη.

ὅπου ὅταν τὸ πλαίσιον δὲν διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, τότε αἱ σπείραι τοῦ πλαισίου εἶναι παράλληλοι πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ μαγνήτου. Ὄταν ὅμως τὸ πλαίσιον διαρρέεται ἀπὸ τὸ ρεῦμα, τότε ἐπὶ τοῦ πλαισίου ἀναπτύσσεται ζεῦγος, τὸ ὁποῖον τείνει νὰ περιστρέψῃ τὸ πλαίσιον οὕτως, ὥστε αἱ σπείραι τοῦ πλαισίου νὰ γίνουιν κάθετοι πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ



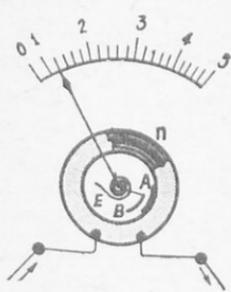
Σχ. 158. Στροφή τοῦ πλαισίου.

πλασίου, γίνῃ ἴση καὶ ἀντίθετος πρὸς τὴν ροπήν ἣ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐκ τῆς στρέψεως τοῦ συστήματος ἐξαρτήσεως τοῦ πλαισίου. Ἡ γωνία, κατὰ τὴν ὁποίαν στρέφεται τὸ πλαίσιον, εὐρίσκεται μετὰ τὴν βοήθειαν μικροῦ ἐπιπέδου κατόπτρου K, τὸ ὁποῖον εἶναι προσηρμοσμένον ἐπὶ τοῦ πλαισίου ἢ καὶ δι' ἐνὸς δείκτη, ὁ ὁποῖος εἶναι στερεωμένος ἐπὶ τοῦ πλαισίου (σχ. 159). Ἡ λειτουργία τῶν γαλβανόμετρων μετὰ κινητὸν πλαίσιον δὲν ἐπηρεάζεται ἀπὸ τὸ γήινον μαγνητικὸν πεδίου.

γ') Τὰ **βαλλιστικὰ γαλβανόμετρα** χρησιμεύουν διὰ τὴν μέτρησιν ἡλεκτρικῶν φορτίων. Ἡ λειτουργία τῶν γαλβανόμετρων τούτων στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἐξῆς ἀρχῆς: Τὸ ἡλεκτρικὸν φορτίον Q διέρχεται διὰ τοῦ γαλβανόμετρου ἐντὸς ἐλαχίστου χρόνου t, ὁ ὁποῖος εἶναι πολὺ μικρότερος ἀπὸ τὴν περίοδον T τῆς ταλαντώσεως τοῦ συστήματος. Τότε τὸ κινητὸν σύστημα τοῦ ὄργανου στρέφεται ἀποτόμως κατὰ μίαν γωνίαν φ, ἣ ὁποία εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ φορτίον Q, τὸ ὁποῖον διήλθεν διὰ τοῦ γαλβανόμετρου ἥτοι εἶναι  $\phi = k \cdot Q$ , ὅπου k εἶναι μία σταθερὰ τοῦ ὄργανου. Διὰ νὰ βασιμολογήσωμεν τὸ ὄργανον, πρέπει νὰ γνωρίζωμεν τὴν γωνίαν φ, κατὰ τὴν ὁποίαν στρέφεται τὸ κινητὸν σύστημα, ὅταν διὰ τοῦ γαλβανόμετρου διέρχεται γνωστὸν ἡλεκτρικὸν φορτίον  $Q_1$ . Πρὸς τὸν σκοπὸν τοῦτον συνδέομεν τὸ γαλβανόμετρον μετὰ φορτισμένον πυκνωτὴν, ὁ ὁποῖος ἔχει χωρητικότητα  $C_1$  καὶ τάσιν  $U_1$ . Τότε διὰ τοῦ γαλβανόμετρου διέρχεται ἡλεκτρικὸν φορτίον  $Q_1 = C_1 \cdot U_1$ , καὶ συνεπῶς ἔχομεν  $\phi_1 = k \cdot C_1 \cdot U_1$ . Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτὴν προσδιορίζομεν τὴν σταθερὰν k.

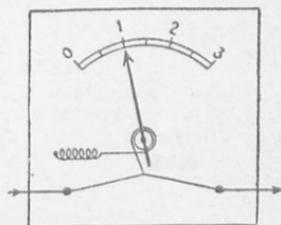
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

— 133. Ὀργανα με μαλακόν σιδήρον.—Εἰς τὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς χρησιμοποιοῦνται εὐρύτατα τὰ ὄργανα με μαλακόν σιδήρον. Ἡ λειτουργία τῶν ὀργάνων τούτων στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἐξῆς ἀρχῆς: Εἰς τὸ ἐσωτερικόν ἐνὸς πηνίου Π εἶναι στερεωμένον τεμάχιον Α μαλακοῦ σιδήρου (σχ. 160). Ἐνα ἄλλο τεμάχιον Β μαλακοῦ σιδήρου δύναται νὰ στρέφεται περὶ τὸν ἄξονα τοῦ πηνίου καὶ συγκρατεῖται εἰς ὀρισμένην θέσιν με τὴν βοήθειαν ἐλατηρίου Ε. Εἰς τὴν θέσιν αὐτὴν τὸ τεμάχιον Β εὐρίσκεται ἀπέναντι τοῦ Α. Ὅταν διὰ τοῦ πηνίου διέρχεται ρεῦμα, τότε τὰ δύο τεμάχια τοῦ σιδήρου Α καὶ Β μαγνητίζονται κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε οἱ δύο βόρειοι πόλοι καὶ οἱ δύο νότιοι πόλοι νὰ εὐρίσκονται ἀπέναντι ἀλλήλων. Οὕτω τὰ δύο τεμάχια ἀπωθοῦνται. Μετὸ κινητὸν τεμάχιον Β συνδέεται ὁ δείκτης τοῦ ὄργανου. Ἐὰν ἀντιστραφῇ ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος, ἀντιστρέφονται καὶ οἱ δύο πόλοι εἰς τὰ δύο τεμάχια τοῦ σιδήρου, ἀλλὰ καὶ πάλιν τὰ δύο τεμάχια θὰ ἀπωθοῦνται. Οὕτω τὰ ὄργανα με μαλακόν σιδήρον δύναται νὰ χρησιμοποιηθοῦν καὶ εἰς τὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα.



Σχ. 160. Ὀργανον με μαλακόν σιδήρον.

134. Θερμικὰ ὄργανα.—Εἰς τὰ θερμικὰ ὄργανα τὸ ρεῦμα διαρρέει ἕνα σύρμα, τοῦ ὁποίου τὸ μέσον εἶναι συνδεδεμένον μετὸ ἕνα ἄκρον ἐλατηρίου (σχ. 161). Τὸ σύρμα θερμαίνεται καὶ ἐπιμηκύνεται. Ἡ ἐπιμήκνυσις τοῦ σύρματος προκαλεῖ στροφὴν μιᾶς τροχαλίας, ἐπὶ τῆς ὁποίας εἶναι στερεωμένος ὁ δείκτης τοῦ ὄργανου. Ἡ θέρμανσις τοῦ σύρματος καὶ συνεπῶς ἡ ἐπιμήκνυσις αὐτοῦ εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς φορᾶς τοῦ ρεύματος· διὰ τοῦτο τὰ θερμικὰ ὄργανα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα.



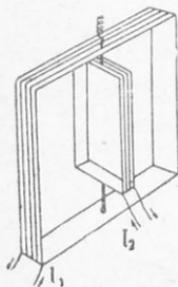
Σχ. 161. Θερμικὸν ὄργανον.

135. Ἀμπερόμετρα.—Τὰ ἀμπερόμετρα χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν μέτρησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Ἐπειδὴ τὰ ἀμπερόμετρα παρεμβάλλονται εἰς τὸ κύκλωμα κατὰ σειράν, διὰ τοῦτο ἔχουν πολλὴν μικρὰν ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν καὶ δὲν μεταβάλλουν αἰσθητικῶς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ κύκλωμα. Γενικῶς τὰ ἀμπερόμετρα λειτουργοῦν ἐπὶ τῇ βάσει τῶν μαγνητικῶν ἢ θερμικῶν ἰδιοτήτων τοῦ ρεύματος, δηλ. εἶναι γαλβανόμετρα βαθμολογημένα εἰς Ampère (σχ. 83).

136. Βολτόμετρα.—Τὰ βολτόμετρα χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν μέτρησιν τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ (τῆς τάσεως) μεταξὺ δύο σημείων τοῦ κυκλώματος. Ἐπειδὴ τὰ βολτόμετρα παρεμβάλλονται εἰς τὸ κύκλωμα κατὰ διακλάδωσιν, διὰ τοῦτο ἔχουν πολλὴν μεγάλην ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν. Τὰ βολ-

τόμετρα λειτουργοῦν, ὅπως καὶ τὰ ἀμπερόμετρα, ἐπὶ τῆ βάσει τῶν μαγνητικῶν ἢ θερμικῶν ἰδιοτήτων τοῦ ρεύματος, δηλ. εἶναι γαλβανόμετρα βαθμολογημένα εἰς Volt (σχ. 88).

— 137. Ἠλεκτροδυναμόμετρα. — Τὸ ἠλεκτροδυναμόμετρον ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο πηνία, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ ἓνα πηνίον ἠμπορεῖ νὰ στρέφεται ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον δημιουργεῖ τὸ ἄλλο ἀκίνητον πηνίον (σχ. 162). Ὅταν



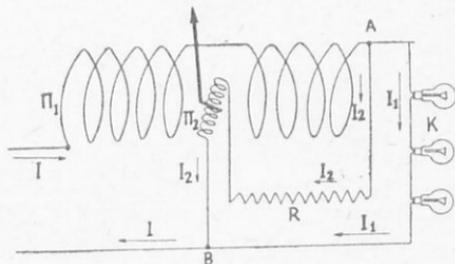
Σχ. 162. Ἠλεκτροδυναμόμετρον.

τὰ δύο πηνία διαρρέωνται ἀπὸ ὁ μ ὁ ρ ο ρ α ρ ε ὑ μ α τ α, τότε ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ κινητοῦ πηνίου ἓνα ζεύγος, τὸ ὁποῖον τείνει νὰ καταστήσῃ παράλληλα τὰ ἐπίπεδα τῶν σπειρῶν τῶν δύο πηνίων. Ἡ ροπή τοῦ ζεύγους, τὸ ὁποῖον ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ κινητοῦ πηνίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ γινόμενον  $I_1 \cdot I_2$  τῶν ἐντάσεων τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα διαρρέουν τὰ δύο πηνία. Ἄν τὰ δύο πηνία συνδεθοῦν κατὰ σειρὰν, τότε διαρρέονται ἀπὸ ρεῦμα τῆς αὐτῆς ἐντάσεως  $I$ . Συνεπῶς ἡ στροφή τοῦ κινητοῦ πηνίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως ( $I^2$ ) τοῦ ρεύματος. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ στροφή τοῦ κινητοῦ πηνίου εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς φορᾶς τοῦ ρεύματος. Οὕτω τὸ ἠλεκτροδυναμόμετρον δύναται νὰ χρησιμοποιηθῇ καὶ εἰς ἐναλλασσόμενον ρεῦμα. Τὰ ἠλεκτροδυναμόμετρα χρησιμεύουν διὰ τὴν μέτρησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, τῆς τάσεως ἢ καὶ τῆς ἰσχύος.

138. Βαττόμετρα. — Τὰ βαττόμετρα χρησιμεύουν διὰ τὴν μέτρησιν τῆς ἰσχύος τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος. Εἶναι γνωστὸν ὅτι, ἂν εἰς τὰ ἄκρα ἐνὸς σύρματος ἐφαρμόζεται τάσις  $U$  καὶ ἡ ἐντάσις τοῦ ρεύματος εἶναι  $I$ , τότε ἐπὶ τοῦ σύρματος καταναλίσκεται ἰσχύς  $P = U \cdot I$ . Δυνάμεθα νὰ μετρήσωμεν τὴν καταναλισκομένην ἰσχύν, ἐὰν μὲ ἓνα ἀμπε-



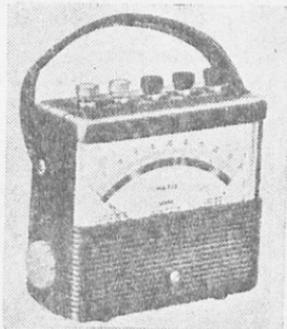
Σχ. 163. Βαττόμετρον.



Σχ. 164. Διάταξις τῆς συνδέσεως βαττομέτρον.

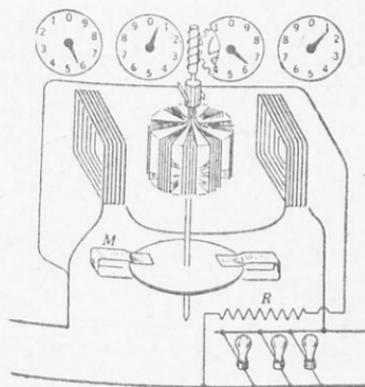
ρόμετρον μετρήσωμεν τὴν ἔντασιν  $I$  τοῦ ρεύματος καὶ μὲ ἓνα βολτόμετρον μετρήσωμεν τὴν τάσιν  $U$ , ἢ ὁποῖα ἐφαρμόζεται εἰς τὰ ἄκρα τοῦ σύρματος. Ἐπίσης ἡ ἰσχύς μετρεῖται καὶ μὲ τὸ βαττόμετρον, τὸ ὁποῖον εἶναι ἠλεκτροδυναμόμετρον (σχ. 163). Τὸ ἀκίνητον πηνίον ( $\Pi_1$ ) τοῦ ὄργανου ἔχει μικρὰν ἀντίστασιν καὶ συνδέεται κατὰ σειρὰν μὲ τὸ δίκτυον τῆς καταναλώσεως τοῦ ρεύματος (σχ. 164). Τὸ

κινητόν πηνίον ( $\Pi_2$ ) έχει μεγάλην αντίστασιν και συνδέεται με τὰ ἄκρα A και B τοῦ δικτύου καταναλώσεως, δηλαδή συνδέεται ἐν παραλλήλῳ μετὸ δικτυον καταναλώσεως. Οὕτω τὸ ἀκίνητον πηνίον  $\Pi_1$  διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ἔχει ἔντασιν περίπου ἴσην μετὴν ἔντασιν  $I_1$  τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ δικτυον καταναλώσεως. Τὸ δὲ κινητὸν πηνίον  $\Pi_2$  διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, τοῦ ὁποῖου ἡ ἔντασιν  $I_2$  εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν τάσιν  $U$ , ἡ ὁποία ὑπάρχει εἰς τὰ ἄκρα A και B τοῦ δικτύου καταναλώσεως. Ἡ ροπή τοῦ ζεύγους τὸ ὁποῖον ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ κινητοῦ πλαισίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ γινόμενον  $I_1 \cdot I_2$ . ἄρα εἶναι ἀνάλογος και πρὸς τὸ γινόμενον  $U \cdot I_1$ . Οὕτω ἡ γωνία, κατὰ τὴν ὁποίαν στρέφεται τὸ κινητὸν πλάσιον εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἰσχύον, ἡ ὁποία καταναλίσκεται εἰς τὸ δίκτυον AKB. Ἡ κλίμαξ τοῦ ὄργανου φέρει διαιρέσεις εἰς Watt (σχ. 165). Τὰ βαττόμετρα χρησιμοποιοῦνται εἰς συνεχῆς και εἰς ἐναλλασσόμενον ρεῦμα.



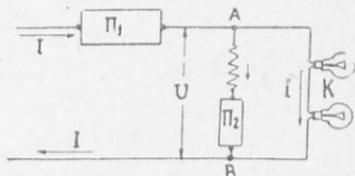
Σχ. 165. Φορητὸν βαττόμετρον

139. Μετρηταὶ ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας.—Εἰς τὴν πράξιν εἶναι ἀνάγκη νὰ μετρηταὶ ἡ ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια, ἡ ὁποία καταναλίσκεται ἐπὶ ἑνὸς δικτύου (οἰκίας, καταστήματος, ἐργαστηρίου κ.ἄ.). Ἡ ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια, ἡ ὁποία καταναλίσκεται ἐπὶ ἑνὸς δικτύου εἶναι  $W = U \cdot I \cdot t$  (σελ. 79). Ὑπάρχουν διάφοροι τύποι μετρητῶν τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας. Οἱ ἠλεκτροδυναμικοὶ μετρηταὶ εἶναι ὄργανα ἀνάλογα πρὸς τὰ ἠλεκτροδυναμόμετρα.



Σχ. 166. Μετρητὴς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας.

Ἀποτελοῦνται ἀπὸ τὸ ἀκίνητον πηνίον ( $\Pi_1$ ), τὸ ὁποῖον συνδέεται κατὰ ἀσειράν μετὸ δικτυον καταναλώσεως (σχ. 166). Τὸ κινητὸν πηνίον ( $\Pi_2$ ) ἀποτελεῖται ἀπὸ σύστημα πολλῶν πηνίων, τὰ ὁποία εἶναι στερεωμένα ἐπὶ ἑνὸς ἄξονος. Τὸ σύστημα τοῦ κινητοῦ πηνίου ἔχει μεγάλην ἀντίστασιν και συνδέεται ἐν παραλλήλῳ μετὸ δικτυον καταναλώσεως. Μετὴν βοήθειαν καταλλήλου διατάξεως (συλλέκτης), τὸ ρεῦμα διέρχεται ἐκάστοτε δι' ἑνὸς ἐκ τῶν πηνίων τοῦ κινητοῦ συστήματος. Οὕτω τὸ δικτυον καταναλώσεως και τὸ ἀκίνητον πηνίον διαρρέονται ἀπὸ ρεῦμα τὸ ὁποῖον ἔχει τὴν αὐτὴν ἔντασιν  $I$ . Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ δικτύου καταναλώσεως και εἰς τὰ ἄκρα τοῦ κινητοῦ πηνίου ἐφαρμόζεται ἡ αὐτὴ τάσις  $U$  (σχ. 167). Ἐπὶ τοῦ κινητοῦ πηνίου  $\Pi_2$  ἀναπτύσσεται ζεύγος δυνάμεων, τοῦ ὁποῖου ἡ ροπή εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ γινόμενον  $U \cdot I$ . Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ζεύγους τούτου τὸ κινητὸν σύστημα τίθεται εἰς περιστροφικὴν κίνησιν, ἡ ὁποία ἀποκτᾷ μίαν ὀριζήνην γωνία κίνησης  $\alpha$  ἡ ὁποία ἀνάλογον πρὸς τὴν καταναλισκόμενην ἰσχύον  $U \cdot I$ . Ἡ ἀπόκλισις τῆς ὀριζήνης αὐτῆς ταχύτητος ἐπιτυγχάνεται ὡς ἑξῆς: Ἐπὶ τοῦ ἄξονος περιστροφῆς τοῦ συστήματος εἶναι στερεωμένος δίσκος ἀπὸ ἀργίλλιον (σχ. 166), ὁ ὁποῖος στρέφεται ἐντὸς τοῦ διακένου μόνιμων πε-



Σχ. 167. Διάταξις τῆς συνδέσεως μετρητοῦ τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας.

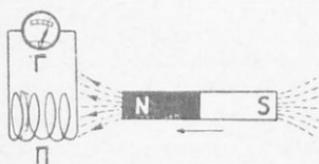
ταλοιειδῶν μαγνητῶν. Αἱ ἐπὶ τοῦ δίσκου ἀσκούμεναι δράσεις ἐκ μέρους τῶν μαγνητῶν (ρεύματα Foucault) ἐνεργοῦν ὡς τροχοπέδη ἐπὶ τοῦ κινήτου συστήματος. Ἡ καταναλισκομένη ἐπὶ τοῦ δικτύου ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια ἐντὸς χρόνου  $t$  εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν στροφῶν, τὰς ὁποίας ἐκτελεῖ τὸ στρεφόμενον σύστημα ἐντὸς τοῦ χρόνου τούτου. Ὁ ἄξων περιστροφῆς μεταδίδει τὴν κίνησίν του εἰς σύστημα ὀδοντωτῶν τροχῶν, ἐπὶ τῶν ὁποίων εἶναι στερεωμένοι δεικται. Οὕτω ἡ καταναλωθεῖσα ἐνέργεια εὐρίσκεται δι' ἀπλῆς ἀναγνώσεως ἐπὶ τῶν κλιμάκων τοῦ ὄργάνου. Αἱ ἐνδείξεις τῶν κλιμάκων εἶναι εἰς κίλοβατῶρια. Οἱ ἠλεκτροδυναμικοὶ μετρηταὶ χρησιμοποιοῦνται εἰς συνεχῆ καὶ εἰς ἐναλλασσόμενα ρεύματα. Διὰ τὰ ἐναλλασσόμενα ὁμοῦ ρεύματα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν πρᾶξιν οἱ ἐπαγωγικοὶ μετρηταί.



## ΕΠΑΓΩΓΗ

140. Παραγωγή τῶν ἐπαγωγικῶν ρευμάτων. — Τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα παρᾶγει περίξ αὐτοῦ μαγνητικὸν πεδίου. Ὁ Faraday ἀντιστρέφων τὸ ζήτημα ἐπεζήτησε νὰ παραγάγῃ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα διὰ μαγνητικοῦ πεδίου. Εἰς τὴν ἀνακάλυψιν αὐτὴν τοῦ Faraday στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν μηχανῶν, αἱ ὁποῖαι σήμερον παρέχουν ἀφθόνηως τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα.

Τὰ ἄκρα ἐνὸς πηνίου εἶναι συνδεδεμένα μὲ εὐπαθὲς γαλβανόμετρον (σχ. 168). Τὸ κύκλωμα εἶναι κλειστόν, ἀλλ' ἐπειδὴ δὲν περιλαμβάνει καμμίαν γεννήτριαν, δὲν παρατηροῦμεν ρεῦμα. Εἰς τὸ πηνίον πλησιάζομεν ταχέως τὸν βόρειον πόλον



Σχ. 168. Παραγωγή ἐπαγωγικοῦ ρεύματος.

εὐθύγραμμου μαγνήτου οὕτως, ὥστε αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου του νὰ διέρχωνται διὰ τῶν σπειρῶν τοῦ πηνίου. Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ κύκλωμα τοῦ πηνίου διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα πολὺ μικρᾶς διαρκείας. Ἐὰν ἀπομακρύνωμεν ταχέως τὸν βόρειον πόλον τοῦ μαγνήτου ἀπὸ τὸ πηνίον, παρατη

ροῦμεν πάλιν ἓνα ρεῦμα μικρᾶς διαρκείας, τὸ ὁποῖον εἶναι ἀντίρροπον πρὸς τὸ προηγουμένως παραχθὲν ρεῦμα. Τὰ οὕτω παραγόμενα ρεύματα καλοῦνται **ἐπαγωγικὰ ρεύματα**. Ὄταν ὁ μαγνήτης πλησιάζῃ πρὸς τὸ πηνίον, ἢ ἀπομακρύνεται ἀπὸ αὐτό, μεταβάλλεται ἡ μαγνητικὴ ροή, ἢ ὁποία διέρχεται διὰ τῶν σπειρῶν τοῦ πηνίου. Αὕτῃ ἡ μεταβολὴ τῆς μαγνητικῆς ροῆς εἶναι ἡ αἰτία τῆς γενέσεως τῶν ἐπαγωγικῶν ρευμάτων. Ὄστε:

Ὄταν μεταβάλλεται ἡ μαγνητικὴ ροή, ἢ ὁποία διέρχεται δι' ἐνὸς κλειστοῦ κυκλώματος, τότε εἰς τὸ κύκλωμα ἀναπτύσσονται ἐπαγωγικὰ ρεύματα, τὰ ὁποῖα διαρκοῦν ὅσον διαρκεῖ καὶ ἡ μεταβολὴ τῆς μαγνητικῆς ροῆς.

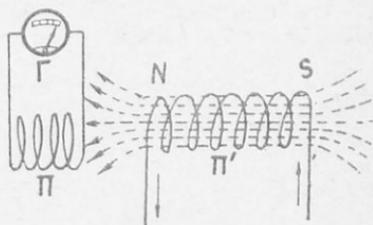
Ἀντὶ τοῦ μαγνήτου δυνάμεθα νὰ μετακινήσωμεν ἔμπροσθεν τοῦ πηνίου Π ἓνα ἄλλο πηνίον Π', τὸ ὁποῖον νὰ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα (σχ. 169). Τὸ πηνίον Π' συμπεριφέρεται ὅπως ὁ εὐθύγραμμος μαγνήτης καὶ ἐντὸς τοῦ πηνίου Π ἀναπτύσσονται πάλιν ἐπαγωγικὰ ρεύματα.

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

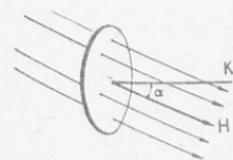
141. Τρόποι παραγωγής επαγωγικών ρευμάτων. — Ἐς θεωρήσωμεν μίαν σπείραν τοῦ πηνίου Π (σχ. 169), ἡ ὁποία ἔχει ἔμβραδὸν ἐπιφανείας S καὶ εὐρίσκεται ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως H (σχ. 170). Τότε ἡ μαγνητικὴ ροῆ Φ, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῆς ἐπιφανείας τῆς σπείρας εἶναι:

$$\Phi = S \cdot H \cdot \sigma \nu \alpha$$

ὅπου α εἶναι ἡ γωνία τὴν ὁποίαν σχηματίζει ἡ ἐντάσις H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου μὲ τὴν κάθετον πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν (§ 11). Ἡ μαγνητικὴ ροῆ εἶναι μεγίστη, ὅταν αἱ δυνα-



Σχ. 169. Παραγωγή επαγωγικοῦ ρεύματος.



Σχ. 170. Μεταβολὴ τῆς μαγνητικῆς ροῆς μετὰ τῆς γωνίας α.

μικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι κάθετοι πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῆς σπείρας ( $\alpha = 0^\circ$ ) καὶ εἶναι ἴση μὲ μηδέν, ὅταν τὸ ἐπίπεδον τῆς σπείρας εἶναι παράλληλον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς ( $\alpha = 90^\circ$ ). Κάθε λοιπὸν μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἢ τῆς γωνίας α προκαλεῖ μεταβολὴν τῆς μαγνητικῆς ροῆς, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῆς σπείρας καὶ συνεπῶς προκαλεῖ τὴν παραγωγὴν επαγωγικοῦ ρεύματος ἐντὸς τῆς σπείρας. Τὰ ἀνωτέρω δυνάμεθα νὰ ἐπαληθεύσωμεν καὶ πειραματι-

κῶς. Διατηροῦμεν ἀκίνητον τὸ πηνίον Π (σχ. 169). Τὸ πηνίον Π διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα σταθερᾶς ἐντάσεως I. Συνεπῶς καὶ τὸ μαγνητικὸν πεδίου τοῦ πηνίου Π ἔχει σταθερὰν ἐντάσιν H. Διὰ τῶν σπειρῶν τοῦ πηνίου Π διέρχεται μαγνητικὴ ροῆ, ἡ ὁποία ἔχει σταθερὰν τιμὴν Φ. Οἰαδήποτε μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως I τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πηνίον Π προκαλεῖ ἀντίστοιχον μεταβολὴν τῆς ἐντάσεως H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ συνεπῶς προκαλεῖ μεταβολὴν τῆς μαγνητικῆς ροῆς εἰς τὸ πηνίον Π. Οὕτω οἰαδήποτε μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πηνίον Π δημιουργεῖ επαγωγικὰ ρεύματα ἐντὸς τοῦ πηνίου Π. Ἐὰν λοιπὸν διακόψωμεν τὸ ρεῦμα εἰς τὸ πηνίον Π, παρατηροῦμεν ὅτι ἐντὸς τοῦ πηνίου Π ἀναπτύσσεται επαγωγικὸν ρεῦμα. Ἐπίσης κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πηνίον Π, ὡς καὶ κατὰ τὴν αὔξησιν ἢ ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως I τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πηνίον Π παρατηροῦμεν ὅτι ἐντὸς τοῦ πηνίου Π παράγεται επαγωγικὸν ρεῦμα. Μεταβολὴν τῆς ἐντάσεως H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου δυνάμεθα νὰ προκαλέσωμεν καὶ ἀν εἰσαγάγωμεν ἀποτόμως ἐντὸς τοῦ πηνίου Π πυρῆνα ἀπὸ μαλακὸν σίδηρον, ὁ ὁποῖος ἔχει μαγνητικὴν διαπερατότητα μ. Τότε ἡ ἐντάσις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου μεταβάλλεται ἀπὸ H εἰς  $B = \mu \cdot H$  καὶ συνεπῶς παρατηροῦμεν παραγωγὴν επαγωγικοῦ ρεύματος ἐντὸς τοῦ πηνίου Π. Διὰ νὰ προκαλέσωμεν μεταβολὴν τῆς μαγνητικῆς ροῆς διὰ μεταβολῆς τῆς γωνίας α, στρέφομεν τὸ πηνίον Π (ἢ τὸν μαγνήτην εἰς τὸ σχ. 168). Παρατηροῦμεν ὅτι ἐντὸς τοῦ πηνίου Π παράγεται επαγωγικὸν ρεῦμα.

142. Φορὰ τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος. — Ἡ φορὰ τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος καθορίζεται ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον νόμον τοῦ *Lenz* :

*Τὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα ἔχει τοιαύτην φορὰν, ὥστε τὸ ρεῦμα τοῦτο νὰ ἀντιδρῇ εἰς τὴν αἰτίαν ἢ ὁποῖα τὸ παράγει.*

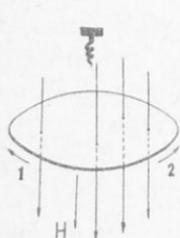
Ὅταν λοιπὸν πλησιάζωμεν εἰς τὸ πηνίον Π (σχ. 168) τὸν βόρειον πόλον τοῦ μαγνήτου, τὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα ἐντὸς τοῦ πηνίου Π ἔχει τοιαύτην φορὰν, ὥστε εἰς τὸ δεξιὸν ἄκρον τοῦ πηνίου νὰ δημιουργηθῆται βόρειος πόλος. Οὗτος ἀποθεῖ τὸν βόρειον πόλον τοῦ μαγνήτου. Ἀντιθέτως, ὅταν ἀπομακρύνωμεν ἀπὸ τὸ πηνίον Π τὸν βόρειον πόλον τοῦ μαγνήτου, εἰς τὸ δεξιὸν ἄκρον τοῦ πηνίου Π δημιουργεῖται νότιος πόλος, ὁ ὁποῖος ἀντιδρῇ εἰς τὴν ἀπομάκρυνσιν τοῦ βορείου πόλου τοῦ μαγνήτου.

Ὁ νόμος τοῦ *Lenz* ἀποδεικνύεται καὶ πειραματικῶς. Ἐλαφρὸς δακτύλιος ἀπὸ ἀργίλιον ἐξαρτᾶται μὲ νῆμα, ὥστε νὰ εἶναι κατακόρυφος (σχ. 171). Καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ δακτυλίου πλησιάζομεν ταχέως τὸν βόρειον πόλον εὐθυγράμμου μαγνήτου. Παρατηροῦμεν ὅτι ὁ δακτύλιος μετακινεῖται ἀποτόμως, ἀπομακρυνόμενος ἀπὸ τὸν μαγνήτην. Ἡ κίνησις αὕτη τοῦ δακτυλίου ἐξημενεύεται ὡς ἑξῆς: Τὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα, τὸ ὁποῖον παράγεται ἐντὸς τοῦ δακτυλίου, ἔχει τοιαύτην φορὰν, ὥστε ἡ ἐπιφάνεια τοῦ δακτυλίου, ἡ εὐρισκομένη ἀπέναντι τοῦ πλησιάζοντος βορείου πόλου τοῦ μαγνήτου, νὰ εἶναι βόρειος πόλος. Οὕτω ἀναπτύσσεται ἀποτόμως ἄπωσις τοῦ δακτυλίου. Ἀντιθέτως, ἐὰν ἀπομακρύνωμεν ταχέως τὸν μαγνήτην, ὁ δακτύλιος μετακινεῖται ἀποτόμως καὶ παρακολουθεῖ τὸν ἀπομακρυνόμενον μαγνήτην. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὕτην ἀναπτύσσεται ἑλξις τοῦ δακτυλίου, διότι ἡ ἐπιφάνεια τοῦ δακτυλίου, ἡ εὐρισκομένη ἀπέναντι τοῦ ἀπομακρυνόμενου βορείου πόλου τοῦ μαγνήτου, εἶναι νότιος πόλος.

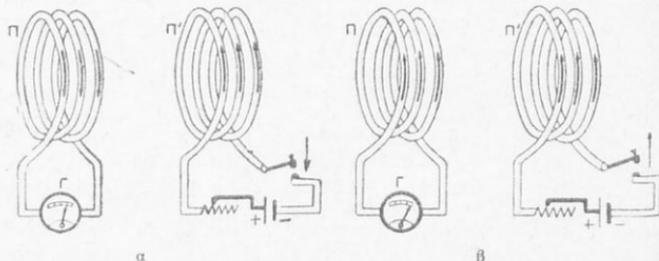
Σχ. 171. Ἀπόδειξις τοῦ νόμου τοῦ *Lenz*.

Ἐλαφρὸς δακτύλιος ἀπὸ ἀργίλιον ἐξαρτᾶται μὲ νῆμα, ὥστε νὰ εἶναι κατακόρυφος (σχ. 171). Καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ δακτυλίου πλησιάζομεν ταχέως τὸν βόρειον πόλον εὐθυγράμμου μαγνήτου. Παρατηροῦμεν ὅτι ὁ δακτύλιος μετακινεῖται ἀποτόμως, ἀπομακρυνόμενος ἀπὸ τὸν μαγνήτην. Ἡ κίνησις αὕτη τοῦ δακτυλίου ἐξημενεύεται ὡς ἑξῆς: Τὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα, τὸ ὁποῖον παράγεται ἐντὸς τοῦ δακτυλίου, ἔχει τοιαύτην φορὰν, ὥστε ἡ ἐπιφάνεια τοῦ δακτυλίου, ἡ εὐρισκομένη ἀπέναντι τοῦ πλησιάζοντος βορείου πόλου τοῦ μαγνήτου, νὰ εἶναι βόρειος πόλος. Οὕτω ἀναπτύσσεται ἀποτόμως ἄπωσις τοῦ δακτυλίου. Ἀντιθέτως, ἐὰν ἀπομακρύνωμεν ταχέως τὸν μαγνήτην, ὁ δακτύλιος μετακινεῖται ἀποτόμως καὶ παρακολουθεῖ τὸν ἀπομακρυνόμενον μαγνήτην. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὕτην ἀναπτύσσεται ἑλξις τοῦ δακτυλίου, διότι ἡ ἐπιφάνεια τοῦ δακτυλίου, ἡ εὐρισκομένη ἀπέναντι τοῦ ἀπομακρυνόμενου βορείου πόλου τοῦ μαγνήτου, εἶναι νότιος πόλος.

143. *Κανὼν τοῦ Maxwell*. — Διὰ τὴν εὐκόλον εὑρεσιν τῆς φορᾶς τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος ἔχομεν τὸν μνημονικὸν κανόνα τοῦ *Maxwell*.



Σχ. 172. Εὑρεσις τῆς φορᾶς τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος



Σχ. 173. Ἐπαγωγικὰ ρεύματα: α) κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν ἢ τὴν αὔξησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εἰς τὸ Π παράγεται ἐντὸς τοῦ Π ρεῦμα ἀντίρροπον. β) κατὰ τὴν διακοπὴν ἢ τὴν ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἐντὸς τοῦ Π παράγεται ἐντὸς τοῦ Π ρεῦμα ὁμόρροπον.

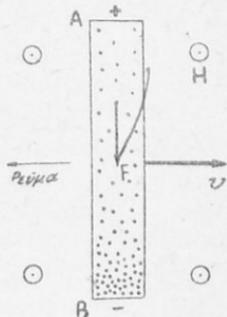
Θεωροῦμεν κοχλίαν τοποθετημένην παραλλήλως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου (σχ. 172). Ὅταν ἡ μαγνητικὴ ροῆ ἑλάττωνεται, τὸ Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

έπαγωγικόν ρεύμα ἔχει τὴν φοράν, κατὰ τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ στραφῆ ὁ κοχλίας διὰ νὰ προχωρήσῃ κατὰ μῆκος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν (βέλος 1). Ὅταν ἡ μαγνητικὴ ροὴ ἀντίθετον τῆς φορᾶς, κατὰ τὴν ὁποίαν ὁ κοχλίας στρεφόμενος προχωρεῖ κατὰ μῆκος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν (βέλος 2). Οὕτω π.χ. εὐρίσκομεν τὴν φοράν τοῦ έπαγωγικοῦ ρεύματος ἐντὸς τοῦ πηνίου Π κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν ἢ τὴν διακοπὴν τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πηνίον Π' (σχ. 173).

144. Ἐξήγησις τοῦ φαινομένου τῆς έπαγωγῆς. — Θεωροῦμεν εὐθύγραμμον μεταλλικὸν ἄγωγόν AB, ὁ ὁποῖος ἠμπορεῖ νὰ κινῆται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου έντάσεως H (σχ. 174). Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ πεδίου εἶναι κάθετοι πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος, ἢ δὲ φορὰ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι ἐκ τῶν ἄνω πρὸς τὰ κάτω. Ἐντὸς τοῦ ἄγωγου ὑπάρχουν ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια (§ 51). Ὅταν ὁ ἄγωγὸς μετακινῆται μὲ ταχύτητα υ, τότε μεταφέρονται καὶ τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια. Αὐτὴ ἡ μεταφορὰ κάθε ἐλευθέρου ἠλεκτρονίου ἰσοδυναμεῖ μὲ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ἔχει συμβατικὴν φοράν αντίθετον πρὸς τὴν φοράν τῆς ταχύτητος. Οὕτω κάθε ἐλευθέρου ἠλεκτρονίου ἰσοδυναμεῖ τότε μὲ ρεῦμα έντάσεως  $I = e \cdot u$ . Σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Laplace ἐπὶ τοῦ ἐλευθέρου ἠλεκτρονίου ἐνεργεῖ δύναμις F, ἡ ὁποία προκαλεῖ κίνησιν τοῦ ἐλευθέρου ἠλεκτρονίου πρὸς τὸ ἄκρον B τοῦ ἄγωγου. Ὑπὸ τὴν επίδρασιν τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν δυνάμεων F προκαλεῖται συσσώρευσις ἠλεκτρονίων εἰς τὸ ἄκρον B τοῦ ἄγωγου καὶ ἀφαίρεσις ἠλεκτρονίων ἀπὸ τὸ ἄκρον A τοῦ ἄγωγου. Οὕτω μεταξὺ τῶν δύο ἄκρων A καὶ B τοῦ ἄγωγου δημιουργεῖται διαφορὰ δυναμικοῦ, δηλαδὴ δημιουργεῖται ἠλεκτρικὸν πεδίου. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω προκύπτει ὅτι ἡ μετακίνησις τοῦ ἄγωγου AB ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου προκαλεῖ τὸ αὐτὸ ἀποτέλεσμα, τὸ ὁποῖον θὰ ἐπροκαλεῖτο, ἂν ὁ ἄγωγὸς AB εὐρίσκετο ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ἔχοντος φοράν ἐκ τοῦ B πρὸς τὸ A.

Ἡ συσσώρευσις ὅμως τῶν ἠλεκτρονίων εἰς τὸ ἄκρον B τοῦ ἄγωγου δημιουργεῖ δεύτερον ἠλεκτρικὸν πεδίου, τὸ ὁποῖον ἔχει φοράν ἐκ τοῦ A πρὸς τὸ B. Ἡ ἔνεκα τῆς μετακινήσεως τοῦ ἄγωγου κίνησις τῶν ἠλεκτρονίων πρὸς τὸ ἄκρον B τοῦ ἄγωγου συνεχίζεται ἕως, ὅτου ἡ ἐκ μέρους τῶν δύο τούτων ἠλεκτρικῶν πεδίων ἀσκουμένη δράσις ἐπὶ ἐκάστου ἠλεκτρονίου γίνῃ ἴση μὲ μηδέν.

Ἐὰν τὰ ἄκρα τοῦ ἄγωγου AB δὲν συνδέωνται μεταξὺ τῶν μὲ σύρμα, τότε μεταξὺ τῶν δύο ἄκρων τοῦ ἄγωγου ἀναπτύσσεται διαφορὰ δυναμικοῦ καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς κινήσεως τοῦ ἄγωγου. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **έπαγωγή**. Ἐὰν ὅμως τὰ ἄκρα τοῦ ἄγωγου



σχ. 174. Διὰ τὴν ἐξήγησιν τῆς έπαγωγῆς.

συνδέονται μὲ σύρμα, ὥστε νὰ σχηματίζεται κλειστὸν κύκλωμα, τότε τὰ ἐλευθέρη ἠλεκτρόνια κυκλοφοροῦν διὰ μέσου τοῦ κυκλώματος εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα καὶ ὁ ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς κινήσεως τοῦ ἀγωγοῦ. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα:

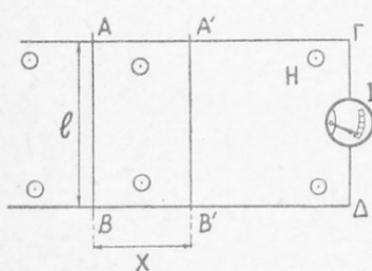
**I.** Ὄταν ἀγωγὸς μετακινήται, ὥστε νὰ τέμνη τὰς δυναμικὰς γραμμὰς μαγνητικοῦ πεδίου, τότε ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ τοῦτου ἀναπτύσσεται ἐπαγωγικὴ ἢ ηλεκτρεγερτικὴ δύναμις. Ἄν ὁ ἀγωγὸς ἀποτελεῖ τμήμα κυκλώματος, τότε τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα.

**II.** Ἡ ἐπαγωγικὴ ἢ ηλεκτρεγερτικὴ δύναμις καὶ τὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα διαρκοῦν, ὅσον διαρκεῖ καὶ ἡ κίνησις τοῦ ἀγωγοῦ.

**III.** Αἰτία τῆς παραγωγῆς τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος εἶναι ἡ μετακίνησις τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων ἐντὸς τοῦ μετακινουμένου ἀγωγοῦ.

145. Ὑπολογισμὸς τῆς ἐπαγωγικῆς ἢ ηλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως.—

Ἄς θεωρήσωμεν ὅτι ἀγωγὸς AB ἔχει μῆκος  $l$  καὶ κινεῖται καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $H$  (σχ. 175). Ὁ ἀγωγὸς ὀλισθαίνει



ἐπὶ δύο ὀριζοντίων συρμάτων, τὰ ὁποῖα συνδέονται μὲ ἀμπερόμετρον. Κατὰ τὴν κίνησιν τοῦ ἀγωγοῦ ἐπὶ χρόνον  $\Delta t$  ἀναπτύσσεται ἐπαγωγικὴ ἢ ηλεκτρεγερτικὴ δύναμις  $E$ . Τὸ παραγόμενον ἐπαγωγικὸν ρεῦμα ἔχει μέσση ἔντασιν  $I$ . Οὕτω ἐντὸς τοῦ χρόνου  $\Delta t$  ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ κυκλώματος ἢλεκτρικὴ ἐνέργεια:

$$W = E \cdot I \cdot \Delta t \text{ Joule}$$

Σχ. 175. Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς ἐπαγωγικῆς ἢ ηλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως.

Ἡ ἐνέργεια αὐτὴ μετατρέπεται ὀλόκληρος εἰς θερμότητα, παραμένουσαν ἐπὶ τοῦ κυκλώματος.

Ἡ κίνησις τοῦ ἀγωγοῦ AB ὀφείλεται εἰς ἐξωτερικὴν δύναμιν, ἢ ὁποῖα εἶναι ἴση καὶ ἀντίθετος πρὸς τὴν ἢλεκτρομαγνητικὴν δύναμιν  $F$ , ἢ ὁποῖα ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ AB κατὰ τὴν μετακίνησίν του ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου (§ 125). Σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Laplace ἢ δύναμις  $F$  ἔχει ἔντασιν:

$$F = \frac{1}{10} \cdot l \cdot I \cdot H \text{ dyn}$$

Ὄταν ὁ ἀγωγὸς μετακινήθῃ κατὰ διάστημα  $x$ , τότε ἢ δύναμις  $F$  παράγει ἔργον:

$$W_1 = \frac{1}{10} \cdot l \cdot I \cdot H \cdot x \text{ erg} \quad \eta \quad W_1 = \frac{1}{10^9} \cdot l \cdot I \cdot H \cdot x \text{ Joule}$$

Τὸ γινόμενον  $l \cdot x = S$  ἐκφράζει τὴν ἐπιφάνειαν, τὴν ὁποῖαν διαγράφει ὁ ἀγωγὸς AB κατὰ τὴν κίνησίν του. Ἄρα τὸ γινόμενον  $H \cdot l \cdot x = H \cdot S$  ἐκφράζει τὴν Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

μεταβολήν  $\Delta\Phi$  τῆς μαγνητικῆς ροῆς, ἡ ὁκοία διέρχεται διὰ τοῦ πλαισίου  $AB\Delta I$ . Οὕτω εὐρίσκομεν ὅτι τὸ ἔργον τῆς ἐξωτερικῆς δυνάμεως εἶναι :

$$W_1 = \frac{1}{10^8} \cdot I \cdot \Delta\Phi \text{ Joule}$$

Ἐπειδὴ δὲν παρατηρεῖται καμμία ἄλλη ἀπώλεια ἐνεργείας, πρέπει, σύμφωνα μετὰ τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας, νὰ εἶναι :

$$E \cdot I \cdot \Delta t = \frac{1}{10^8} \cdot I \cdot \Delta\Phi \quad \text{ἄρα} \quad E = \frac{1}{10^8} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \text{ Volt}$$

Εἰς τὴν εὐρεθεῖσαν σχέσιν τὸ πηλίκον  $\Delta\Phi/\Delta t$  ἐκφράζει τὴν ταχύτητα μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὁ ἀκόλουθος νόμος τῆς ἐπαγωγῆς :

**Ἡ ἐπαγωγικὴ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐντὸς κλειστοῦ πλαισίου, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ταχύτητα μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς.**

$$\text{ἐπαγωγικὴ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις: } E_{\text{επ}} = \frac{1}{10^8} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \text{ Volt}$$

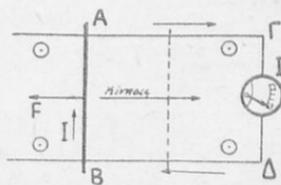
Ἐὰν τὸ πλαίσιον ἀποτελῆται ἀπὸ  $\nu$  σπειρας, τότε ἡ ἐπαγωγικὴ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι :

$$E_{\text{επ}} = \frac{1}{10^8} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \cdot \nu$$

Εἰς τὸ ἠλεκτρομαγνητικὸν σύστημα ὁ νόμος τῆς ἐπαγωγῆς ἐκφράζεται ὡς ἑξῆς :

$$E_{\text{επ}} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \text{ HMM} \cdot \text{τάσεως}$$

α) **Φορὰ τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος.** — Σύμφωνα μετὰ τὸν νόμον τοῦ Lenz εἰς τὴν κίνησιν τοῦ ἀγωγοῦ  $AB$  πρέπει νὰ ἀντιτίθεται ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις  $E$ . Συνεπῶς, ἂν ὁ ἀγωγὸς  $AB$  μετακινήται πρὸς τὰ δεξιὰ (σχ. 175, 175α), τὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα πρέπει νὰ ἔχη τοιαύτην φορὰν, ὥστε ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις  $F$  νὰ διευθύνεται πρὸς τὰ ἀριστερά. Ἄρα τὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα πρέπει νὰ ἔχη τοιαύτην φορὰν, ὥστε νὰ διαρρέῃ τὸν ἀγωγὸν  $AB$  ἐκ τοῦ  $B$  πρὸς τὸ  $A$ .



Σχ. 175α. Διὰ τὴν εὐρεσιν τῆς φορᾶς τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος.

β) **Ἐπίδρασις τῆς μαγνητικῆς διαπερατότητος τοῦ μέσου.** — Ἐὰν  $\mu$  εἶναι ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ μέσου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὐρίσκεται ὁ ἀγωγός, τότε ἡ ἀναπτυσσομένη δύναμις ἐκφράζεται ὡς ἑξῆς :

μένη ἐπαγωγικὴ ἢ ηλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι :

$$E = \mu \cdot \frac{1}{10^9} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \text{ Volt}$$

γ) **Πρακτικὴ μονὰς μαγνητικῆς ροῆς.** — Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν τῆς ἐπαγωγῆς  $E = \Delta\Phi/\Delta t$  λαμβάνομεν :

$$\Delta\Phi = E \cdot \Delta t$$

Ἄν εἰς τὴν ἐξίσωσιν αὐτὴν θέσωμεν  $E = 1 \text{ Volt}$  καὶ  $\Delta t = 1 \text{ sec}$  λαμβάνομεν τὴν πρακτικὴν μονάδα μαγνητικῆς ροῆς **βόλτ · δευτερόλεπτον (1 V · sec)** :

$$\Delta\Phi = 1 \text{ Volt} \cdot 1 \text{ sec} = 1 \text{ V} \cdot \text{sec}$$

146. Ἔντασις ἐπαγωγικοῦ ρεύματος καὶ ἠλεκτρικὸν φορτίον. — Ἄς θεωρήσωμεν κλειστὸν πλαίσιον (σχ. 175), τὸ ὁποῖον ἔχει ἀντίστασιν  $R$ . Ὄταν μεταβάλλεται κατὰ  $\Delta\Phi$  ἡ μαγνητικὴ ροή, ἡ διερχομένη διὰ τοῦ πλαισίου, τότε ἀναπτύσσεται ἐπαγωγικὴ ηλεκτρεγερτικὴ δύναμις  $E$ . Σύμφωνα μετὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm τὸ **ἐπαγωγικὸν ρεῦμα ἔχει ἔντασιν** :

$$I = \frac{E}{R} \quad \text{ἦτοι}$$

$$I = \frac{1}{10^9} \cdot \frac{\Delta\Phi}{R \cdot \Delta t} \text{ Ampère}$$

Τὸ ἀναπτυχθὲν ἐντὸς τοῦ πλαισίου ἠλεκτρικὸν φορτίον εἶναι :

$$Q = I \cdot \Delta t \quad \text{ἦτοι}$$

$$Q = \frac{1}{10^9} \cdot \frac{\Delta\Phi}{R} \text{ Coulomb}$$

Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις φανερώνει τὸν ἀκόλουθον **νόμον τοῦ Neumann** :

**Τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον, τὸ ὁποῖον ἀναπτύσσεται κατὰ μίαν ὠρισμένην μεταβολὴν τῆς μαγνητικῆς ροῆς, εἶναι ἀνεξάρτητον τοῦ χρόνου ἐντὸς τοῦ ὁποίου συμβαίνει ἡ μεταβολὴ αὐτή.**

**Παράδειγμα.** — Ἐνα πηνίον ἀποτελεῖται ἀπὸ  $n = 500$  σπείρας· ἐκάστη σπείρα ἔχει ἐπιφάνειαν  $S = 20 \text{ cm}^2$ . Τὸ πηνίον εὐρίσκεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $H = 10\,000 \text{ Gauss}$  οὕτως, ὥστε ὁ ἄξων τοῦ πηνίου νὰ εἶναι παράλληλος πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου. Ἡ ἀντίστασις τοῦ πηνίου εἶναι  $R = 5 \text{ Ohm}$ . Ἐντὸς χρόνου  $t = 0,1 \text{ sec}$  καταργεῖται τὸ μαγνητικὸν πεδίου. Τότε ἀναπτύσσεται ἐντὸς τοῦ πηνίου **ἐπαγωγικὴ ἢ ηλεκτρεγερτικὴ δύναμις** :

$$E = \frac{1}{10^9} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \cdot n \quad \text{ἦτοι} \quad E = \frac{1}{10^9} \cdot \frac{10\,000 \cdot 20}{0,1} \cdot 500 = 10 \text{ Volt}$$

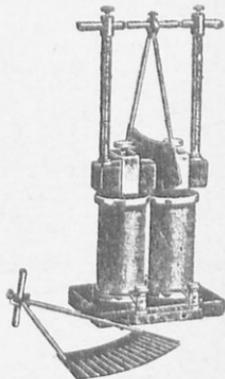
Ἐὰν τὰ ἄκρα τοῦ πηνίου συνδέωνται μεταξύ των, τότε τὸ κύκλωμα τοῦ πηνίου διαρρέεται ἀπὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ἔχει **ἐντασιν** :

$$I = \frac{E}{R} \quad \text{ἦτοι} \quad I = \frac{10}{5} = 2 \text{ A}$$

Ἐντὸς τοῦ πηνίου ἀνεπτύχθη ἐξ ἐπαγωγῆς **ἠλεκτρικὸν φορτίον** :

$$Q = I \cdot t \quad \text{ἦτοι} \quad Q = 2 \cdot 0,1 = 0,2 \text{ Cb}$$

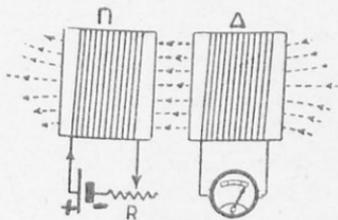
— 147. Ρεύματα Foucault. — Όταν μεταλλική μάζα μετακινείται εντός μαγνητικού πεδίου, τότε εντός της κινουμένης μάζης αναπτύσσονται επαγωγικά ρεύματα, τα οποία ειδικότερον καλούνται **ρεύματα Foucault**. Τα ρεύματα αυτά κυκλοφορούν εντός της μεταλλικής μάζης και σύμφωνα με τον νόμον του Lenz τείνουν να καταργήσουν την κίνησιν, ήτοι ενεργούν ως τροχοπέδη επί της κινουμένης μεταλλικής μάζης. Οβθα τα ρεύματα Foucault ελαττώνουν άποτόμως την κινητικήν ενέργειαν της κινουμένης μεταλλικής μάζης, ή όποια θερμαίνεται ισχυρώς, ως εάν προσετρίβετο. Τα άνωτέρω άποδεικνύονται πειραματικώς ως εξής: Μεταξύ των πόλων ισχυρού ηλεκτρομαγνήτου κινείται έκκρεμες, του όποιου το κύριον σώμα άποτελείται από πλάκα χαλκού (σχ. 176). Όταν διά του ηλεκτρομαγνήτου δέν διέρχεται ρεύμα, τότε ή πλάξ του χαλκού αίθρωείται έλευθέρως. Όταν όμως ό ηλεκτρομαγνήτης διαρρέεται από ρεύμα, τότε τό έκκρεμες ταχώς σταματά' τουτο συμβαίνει ένεκα των ρευμάτων Foucault, τα όποια ενεργούν ως τροχοπέδη. 'Επί της άρχης αυτής στήρίζεται ή λειτουργία της ηλεκτρομαγνητικής τροχοπέδης (του ηλεκτρομαγνητικού φρένου) των ηλεκτροκινήτων όχημάτων καθώς και ή διάταξις διά της όποιας επιτυγχάνεται ή ταχεία άπόσβεσις των ταλαντώσεων του κινητού συστήματος εις τά όργανα ηλεκτρικών μετρήσεων.



Σχ. 176. 'Απόδειξις των ρευμάτων Foucault.

Εάν εις τό προηγούμενον πείραμα αντικαταστήσωμεν την συμπληγή πλάκα του χαλκού με άλλην, ή όποια φέρει άκτινοειδείς έντομάς, τότε τό έκκρεμες αίθρωείται επί μακρότερον χρόνον. Αί έντομαί περιορίζουν κατά πολύ την ανάπτυξιν ισχυρών ρευμάτων Foucault. Διά τουτο εις τάς διαφόρους πρακτικάς εφαρμογάς οι χρησιμοποιούμενοι πυρήνες μαλακού σιδήρου δέν είναι συμπαγείς, άλλ' άποτελούνται από πλακίδια ή ραβδία ή και κόβιν σιδήρου.

— 148. 'Αμοιβαία έπαγωγή. — 'Ας θεωρήσωμεν δύο γειτονικά κύκλωματα π.χ. δύο πηνία Π και Δ, εκ των όποιων τό Π διαρρέεται από ρεύμα έντάσεως I (σχ. 177). 'Εάν μεταβληθή ή ένταση εις τό ρεύματος κατά ΔΙ εις τό πρώτον κύκλωμα Π, τότε προκαλείται μεταβολή της μαγνητικής ροής κατά ΔΦ εις τό γειτονικόν δευτερεϋον κύκλωμα Δ' συνεπώς εις τό δευτερεϋον τουτο κύκλωμα αναπτύσσεται επαγωγική ηλεκτρεγερτική δύναμις. 'Η ανάπτυξις επαγωγικής ηλεκτρεγερτικής δυνάμεως εις ένα κύκλωμα, ένεκα μεταβολής της έντάσεως του ρεύματος εις άλλο γειτονικόν κύκλωμα, καλείται **άμοιβαία έπαγωγή**. Εις την περίπτωσιν αυτήν λέγομεν ότι μεταξύ των δύο κύκλωμάτων ύπάρχει



Σχ. 177. 'Αμοιβαία έπαγωγή.

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

*σύζευξις* ἢ ὅτι τὰ δύο κυκλώματα εἶναι *συνεξευγμένα*. Ἡ μεταβολὴ  $\Delta\Phi$  τῆς μαγνητικῆς ροῆς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν μεταβολὴν  $\Delta I$  τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πρωτεύον κύκλωμα. Διὰ τὴν ἀμοιβαίαν ἐπαγωγὴν ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος νόμος:

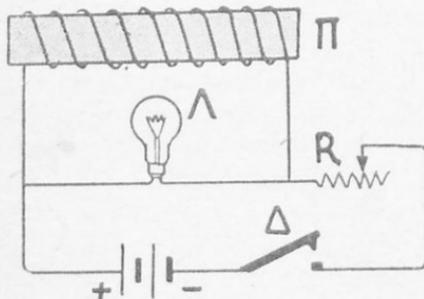
**Εἰς δύο συνεξευγμένα κυκλώματα ἡ ἐπαγωγικὴ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται εἰς τὸ δευτερεύον κύκλωμα εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ταχύτητα μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πρωτεύον κύκλωμα.**

$$\text{νόμος ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς: } E = M \cdot \frac{\Delta I}{\Delta t}$$

ὅπου  $M$  εἶναι ὁ *συντελεστὴς ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς* καὶ ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν *σχετικὴν θέσιν* τῶν δύο κυκλωμάτων καὶ ἀπὸ τὴν *μαγνητικὴν διπερατότητα* τοῦ περιβάλλοντος μέσου. Ἐὰν εἰς τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν θέσωμεν  $\Delta I = 1 \text{ A}$  καὶ  $\Delta t = 1 \text{ sec}$ , εὐρίσκομεν  $M = E$ . Ἄρα: ὁ συντελεστὴς ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς ἐκφράζει εἰς Volt τὴν ἐπαγωγικὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται εἰς τὸ δευτερεύον κύκλωμα, ὅταν εἰς τὸ πρωτεύον κύκλωμα ἡ ἐντασις τοῦ ρεύματος μεταβάλλεται κατὰ 1 A ἐντὸς 1 sec.

Ὁ συντελεστὴς  $M$  μετρεῖται μὲ τὴν ἴδιαν μονάδα, μὲ τὴν ὁποίαν μετρεῖται καὶ ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς (§ 149).

**149. Αὐτεπαγωγή.**—Ὅταν ἕνας ἀγωγὸς διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, τότε πέριξ τοῦ ἀγωγοῦ δημιουργεῖται μαγνητικὸν πεδίου. Οὕτω διὰ τοῦ ἀγωγοῦ διέρχεται μαγνητικὴ ροή, ἡ ὁποία ὀφείλεται εἰς τὸ μαγνητικὸν πεδίου τοῦ ρεύματος. Ὅταν μεταβάλλεται ἡ ἐντασις τοῦ ρεύματος, τότε μεταβάλλεται καὶ ἡ ἐντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἐπομένως μεταβάλλεται ἡ μαγνητικὴ ροή, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ ἀγωγοῦ. Ὡστε, ὅταν μεταβάλλεται ἡ ἐντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει ἀγωγόν, ἀναπτύσσεται ἐντὸς τοῦ ἰδίου ἀγωγοῦ ἐπαγωγικὴ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται *αὐτεπαγωγή*, τὰ δὲ ἀναπτυσσόμενα ἐντὸς τοῦ ἀγωγοῦ ἐπαγωγικὰ ρεύματα κα-



Σχ. 178. Διὰ τὴν ἀπόδειξιν τῆς αὐτεπαγωγῆς.

λοῦνται *ρεύματα αὐτεπαγωγῆς*. Σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Lenz, ὅταν αὐξάνεται ἡ ἐντασις τοῦ ρεύματος, τὸ παραγόμενον ἐντὸς τοῦ ἀγωγοῦ ρεῦμα αὐτεπαγωγῆς εἶναι ἀντίρροπον πρὸς τὸ κύριον ρεῦμα καὶ ἐπὶ μικρὸν χρόνον ἐμποδίζει τὴν αὔξησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ κυρίου ρεύματος. Ἀντιθέτως, ὅταν ἐλαττώνεται ἡ ἐντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ρεῦμα αὐτεπαγωγῆς εἶναι ὁμόροπον πρὸς τὸ κύριον ρεῦμα καὶ ἐπὶ μικρὸν χρόνον ἐμποδίζει τὴν

ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ κυρίου ρεύματος.

Τὸ φαινόμενον τῆς αὐτεπαγωγῆς ἀποδεικνύεται πειραματικῶς μὲ τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 178. Μεταξὺ τῶν πόλων ἐνὸς πηνίου παρεμβάλλεται κατὰ διακλάδωσιν λαμπτήρ πυρακτώσεως καὶ ρυθμίζομεν τὴν ἀντίστασιν τοῦ κυκλώματος (διὰ τῆς μεταβλητῆς ἀντιστάσεως  $R$ ), ὥστε ὁ λαμπτήρ μόλις νὰ φωτοβολῇ. Ἄν διακόψωμεν ἀποτόμως τὸ ρεῦμα, παρατηροῦμεν ὅτι ὁ λαμπτήρ φωτοβολεῖ ἰσχυρῶς διὰ μίαν μόνον στιγμὴν. Κατὰ τὴν διακοπὴν τοῦ ρεύματος προκαλεῖται ἀπότομος μεταβολὴ τῆς μαγνητικῆς ροῆς, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ πηνίου· οὕτω εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ πηνίου ἀναπτύσσεται ἡ *ηλεκτρεγερτικὴ δύναμις*  $\xi \xi \alpha \upsilon \tau \epsilon \pi \alpha \gamma \omega \eta \varsigma$ , ἡ ὁποία δημιουργεῖ ἐπὶ ἐλάχιστον χρόνον ἓνα ἰσχυρὸν ρεῦμα αὐτεπαγωγῆς, ὁμόροπον πρὸς τὸ κύριον ρεῦμα. Ἡ μεταβολὴ  $\Delta\Phi$  τῆς μαγνητικῆς ροῆς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν μεταβολὴν  $\Delta I$  τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Διὰ τὴν αὐτεπαγωγὴν ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος νόμος:

**Ἡ ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξ αὐτεπαγωγῆς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ταχύτητα μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.**

$$\text{νόμος αὐτεπαγωγῆς: } E = L \cdot \frac{\Delta I}{\Delta t}$$

ὅπου  $L$  εἶναι ὁ *συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς* τοῦ ἀγωγοῦ καὶ ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ σχῆμα τοῦ ἀγωγοῦ καὶ ἀπὸ τὴν μαγνητικὴν διαπερατότητα τοῦ περιβάλλοντος μέσου.

Ἐὰν εἰς τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν θέσωμεν  $\Delta I = 1 \text{ A}$  καὶ  $\Delta t = 1 \text{ sec}$ , εὐρίσκομεν  $L = E$ . Ἄρα ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς ἐκφράζει εἰς Volt τὴν ἡλεκτρεγερτικὴν δύναμιν ἐξ αὐτεπαγωγῆς, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται εἰς τὸν ἀγωγόν, ὅταν ἡ ἐντάσις τοῦ ρεύματος μεταβάλλεται κατὰ  $1 \text{ A}$  ἐντὸς  $1 \text{ sec}$ . Ἐὰν εἶναι  $\Delta I = 1 \text{ A}$ ,  $\Delta t = 1 \text{ sec}$  καὶ  $E = 1 \text{ V}$ , τότε εἶναι  $L = 1$ .

Ἡ πρακτικὴ μονὰς συντελεστοῦ αὐτεπαγωγῆς καλεῖται *Henry* (H) καὶ ὀρίζεται ὡς ἐξῆς:

**Ἄγωγος ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς 1 Henry, δταν, μεταβαλλομένης τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος κατὰ 1 Ampère ἐντὸς 1 δευτερολέπτου, ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξ αὐτεπαγωγῆς ἴση μὲ 1 Volt.**

Εἰς τὴν πράξιν χρησιμοποιοῦνται καὶ τὰ ὑποπολλαπλάσια τῆς μονάδος Henry:

$$1 \text{ millihenry (mH)} = 10^{-3} \text{ H}$$

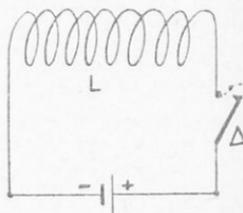
$$1 \text{ microhenry (\mu H)} = 10^{-6} \text{ H}$$

**Παράδειγμα.** Πηνίον ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς  $L = 0,4 \text{ H}$  καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I = 20 \text{ A}$ . Ἐντὸς χρόνου  $t = 0,1 \text{ sec}$  τὸ ρεῦμα διακόπτεται. Τότε ἐντὸς τοῦ πηνίου ἀναπτύσσεται ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξ αὐτεπαγωγῆς:

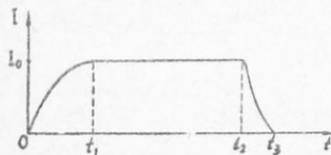
$$E = 0,4 \cdot \frac{20}{0,1} = 80 \text{ Volt}$$



150. Ἀδράνεια τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.— Ἀς θεωρήσωμεν κλειστὸν κύκλωμα, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει γεννήτριαν καὶ πηνίον, ἔχον συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς  $L$  (σχ. 179). Ἡ ὀλικὴ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος εἶναι  $R$ . Ἐὰν κλείσωμεν τὸ κύκλωμα ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος δὲν λαμβάνει ἀμέσως τὴν τιμὴν  $I_0$ , τὴν ὁποίαν προσδιορίζει ὁ νόμος τοῦ Ohm  $I_0 = E/R$ . Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος λαμβάνει βαθμιαίως τὴν τελικὴν τιμὴν  $I_0$  (σχ. 180). Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι κατὰ τὸ κλείσιμον τοῦ κυκλώματος ἀναπτύσσεται ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξ αὐτεπαγωγῆς, ἡ ὁποία εἶναι ἀντίθετος πρὸς τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν τῆς γεννητρίας. Οὕτω κατὰ τὴν διάρκειαν ὀρισμένου χρόνου ( $t_1$ ) ἡ ὀλικὴ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν ( $E$ ) τῆς γεννητρίας. Τὸ παραγόμενον κατὰ τὸ κλείσιμον τοῦ κυκλώματος ρεῦμα αὐτεπαγωγῆς ὀνομάζεται ἐπίρρευμα ἀποκαταστάσεως. Ἐὰν τώρα



Σχ. 179. Κύκλωμα με γεννήτριαν καὶ πηνίον.



Σχ. 180. Μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν καὶ τὴν διακοπὴν τοῦ ρεύματος.

ἀνοίξωμεν τὸ κύκλωμα, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος δὲν λαμβάνει ἀμέσως τὴν τιμὴν μηδέν, ἀλλὰ πλησιάζει βαθμιαίως πρὸς αὐτήν. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὴν ἀναπτυσσομένην ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν ἐξ αὐτεπαγωγῆς· αὕτη δημιουργεῖ ρεῦμα αὐτεπαγωγῆς ὁμόροπον πρὸς τὸ διακοπτόμενον ρεῦμα. Τὸ παραγόμενον κατὰ τὸ ἀνοίγμα τοῦ

κυκλώματος ρεῦμα αὐτεπαγωγῆς ὀνομάζεται ἐπίρρευμα διακοπῆς. Σύμφωνα μετὸν νόμον τοῦ Lenz ἡ αὐτεπαγωγή τείνει νὰ ἐμποδίσῃ τὴν ἀποκατάστασιν τοῦ ρεύματος εἰς τὸ κύκλωμα ἢ νὰ παρατείνῃ τὴν διέλευσιν τοῦ ρεύματος κατὰ τὸ ἀνοίγμα τοῦ κυκλώματος. Τὰ φαινόμενα τῆς αὐτεπαγωγῆς ὀδηγοῦν εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ αὐτεπαγωγή, δηλαδὴ ἡ ἐπαγωγή ἐπὶ τοῦ ἰδίου τοῦ ἀγωγοῦ, εἶναι τὸ ἀποτέλεσμα τῆς ἀδράνειας τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον πάντοτε παράγεται πέραξ τοῦ ρεύματος. Οὕτω, ὅταν ἀυξάνεται ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, ἡ ἀδράνεια τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος δημιουργεῖ ρεῦμα αὐτεπαγωγῆς ἀντίθετον πρὸς τὸ κύριον ρεῦμα· ἀντίθετως, ὅταν ἐλαττώνεται ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, ἡ ἀδράνεια τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος δημιουργεῖ ρεῦμα αὐτεπαγωγῆς ὁμόροπον πρὸς τὸ κύριον ρεῦμα. Ὡστε:

**Ἡ αὐτεπαγωγή εἶναι τὸ ἀποτέλεσμα τῆς ἀδράνειας τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος.**

151. Ὑπολογισμὸς τοῦ συντελεστοῦ αὐτεπαγωγῆς πηνίου.— Ἀς θεωρήσωμεν ἕνα πηνίον τὸ ὁποῖον ἔχει μῆκος  $l$ , φέρει  $N$  σπείρας καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I_1$ . Τότε ἡ ἔντασις τοῦ παραγομένου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι:

$$H_1 = \frac{4\pi \cdot N \cdot I_1}{10l} \text{ Gauss}$$

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

Εάν S είναι η επιφάνεια εκάστης σπείρας, τότε δια του πηνίου διέρχεται μαγνητική ροή :

$$\Phi_1 = H_1 \cdot N \cdot S \quad \eta \quad \Phi_1 = \frac{4\pi \cdot N^2 \cdot S \cdot I_1}{10l} \quad \text{Maxwell}$$

Όταν η έντασις του ρεύματος μεταβληθῆ ἀπὸ  $I_1$  εἰς  $I_2$ , τότε καὶ ἡ μαγνητικὴ ροὴ μεταβάλλεται ἀπὸ  $\Phi_1$  εἰς :

$$\Phi_2 = \frac{4\pi \cdot N^2 \cdot S \cdot I_2}{10l} \quad \text{Maxwell}$$

Ὄστε, ὅταν ἡ έντασις τοῦ ρεύματος μεταβάλλεται κατὰ  $I_2 - I_1 = \Delta I$ , ἡ μαγνητικὴ ροὴ μεταβάλλεται κατὰ :

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi \cdot N^2 \cdot S \cdot \Delta I}{10l} \quad \text{Maxwell}$$

Ἡ ἀναπτυσσομένη ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξ αὐτεπαγωγῆς εἶναι :

$$E = \frac{1}{10^8} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad \eta \tau o i \quad E = \frac{1}{10^8} \cdot \frac{4\pi N^2 S}{10l} \cdot \frac{\Delta I}{\Delta t} \quad \text{Volt} \quad (1)$$

Γνωρίζομεν ἐξ ἄλλου (§ 149) ὅτι ἡ ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐξ αὐτεπαγωγῆς εἶναι :

$$E = L \cdot \frac{\Delta I}{\Delta t} \quad \text{Volt} \quad (2)$$

Συγκρίνοντας τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) εὐρίσκομεν ὅτι ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου εἶναι :

$$\text{συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς πηνίου: } L = \frac{4\pi \cdot N^2 \cdot S}{10^8 l} \quad \text{Henry}$$

Ἄν τὸ πηνίον φέρῃ πυρῆνα μαλακοῦ σιδήρου, ἔχοντος μαγνητικὴν διαπερατότητα  $\mu$ , τότε ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου εἶναι :

$$L = \mu \cdot \frac{4\pi \cdot N^2 \cdot S}{10^8 l} \quad \text{Henry}$$

— 152. Βαριόμετρον.—Τὸ βαριόμετρον εἶναι ὄργανον τὸ ὁποῖον ἔχει μεταβλητὸν συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς. Ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο πηνία, τὰ ὁποῖα συνδέονται κατὰ σειρὰν. Τὸ ἓνα πηνίον εὐρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἄλλου, τὸ δὲ ἔσωτερικὸν πηνίον δύναται νὰ στρέφεται περὶ ἄξονα. Ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς τοῦ συστήματος ἔχει τὴν μεγίστην τιμὴν, ὅταν αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τῶν μαγνητικῶν πεδίων τῶν δύο πηνίων ἔχουν τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν καὶ φοράν. Ἄν τὸ ἔσωτερικὸν πηνίον στραφῆ κατὰ  $180^\circ$ , αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τῶν δύο μαγνητικῶν πεδίων ἔχουν τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν, ἀλλ' ἀντίθετον φοράν· τότε ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς λαμβάνει τὴν ἐλαχίστην τιμὴν. Τὰ βαριόμετρα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν ραδιοτεχνίαν.

— 153. Πηνία χωρὶς αὐτεπαγωγῆν.—Εἰς μερικὰς περιπτώσεις χρησιμοποιοῦνται πηνία χωρὶς αὐτεπαγωγῆν. Ἐνα τοιοῦτον πηνίον κατασκευάζεται ὡς ἑξῆς: Διπλώνομεν τὸ σύρμα εἰς τὸ μέσον τοῦ μήκους του καὶ ἔπειτα τυλίσομεν τὸ σύστημα τῶν δύο συρμάτων ἐπὶ κυλίνδρου, ὥστε νὰ σχηματισθῆ πηνίον. Οὕτω εἰς κάθε σημεῖον τοῦ πηνίου ὑπάρχουν πάντοτε δύο ἴσα καὶ ἀντίρροπα ρεύματα, τῶν ὁποίων τὰ μαγνητικὰ πεδία ἀναιροῦνται ἀμοιβαίως. Τὸ πηνίον μὲ τὴν διίμιτον περιέλιξιν δὲν δημιουργεῖ περὶ αὐτὸ μαγνητικὸν πεδίον καὶ συνεπῶς αἱ μεταβολαὶ τῆς έντάσεως τοῦ ρεύματος δὲν προκαλοῦν φαινόμενα αὐτεπαγωγῆς.

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

154. Ἐνέργεια τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.— Ἄς θεωρήσωμεν ἓνα κύκλωμα τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει γεννήτριαν, ἔχουσαν ἠλεκτρογενετικήν δύναμι. Ἐκαὶ ἓνα πηνίον, τὸ ὁποῖον ἔχει πολὺν μέγαν συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς  $L$ . Ἡ ὀλικὴ ὠμικὴ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος εἶναι  $R$ . Ὄταν κλείσωμεν τὸ κύκλωμα, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος δὲν λαμβάνει ἀμέσως τὴν τιμὴν  $I$ , τὴν ὁποίαν καθορίζει ὁ νόμος τοῦ Ohm ( $I = E/R$ ). Ἡ ἀποκατάστασις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εἰς τὴν τελικὴν τιμὴν  $I$  εἶναι δυνατὸν νὰ διαρκῆσῃ ἐπὶ μερικὰ δευτερόλεπτα. Τοῦτο συμβαίνει, διότι κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς ἀποκαταστάσεως τοῦ ρεύματος ἓνα μέρος τῆς ἐνεργείας, τὴν ὁποίαν παρέχει ἡ γεννήτρια εἰς τὸ κύκλωμα, μετατρέπεται εἰς θερμότητα, ἐνῶ τὸ ὑπόλοιπον μέρος τῆς ἐνεργείας ἀποταμιεύεται ὑπὸ μορφὴν ἐνεργείας μαγνητικοῦ πεδίου. Ὄταν τώρα ἀνοίξωμεν τὸ κύκλωμα, ὀλόκληρος ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία εἶναι ἀποταμιευμένη εἰς τὸ μαγνητικὸν πεδῖον τοῦ ρεύματος, μετατρέπεται εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν καὶ οὕτω προκύπτει τὸ ἐπίρρουμα διακοπῆς. Εὐρίσκεται ὅτι:

**Ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία ἀποταμιεύεται εἰς τὸ μαγνητικὸν πεδῖον τοῦ ρεύματος, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς τοῦ κυκλώματος καὶ ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.**

$$\text{ἐνέργεια μαγνητικοῦ πεδίου} \quad W = \frac{1}{2} L \cdot I^2 \text{ (Joule)}$$

Ἡ ἀνωτέρω σχέσις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν σχέσιν, ἡ ὁποία δίδει τὴν ἐνέργειαν ἠλεκτρικοῦ πεδίου (§ 63). Τὰ φαινόμενα τῆς αὐτεπαγωγῆς διέπονται ἀπὸ τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας καὶ δυνάμεθα νὰ διατυπώσωμεν τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

**Αὐτεπαγωγή εἶναι ἡ ἐκδήλωσις τῆς μετατροπῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας εἰς ἐνέργειαν μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἀντιστρόφως τῆς μετατροπῆς ἐνεργείας μαγνητικοῦ πεδίου εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν.**

Ἡ πρώτη μορφή μετατροπῆς συμβαίνει, ὅταν γενικῶς αὐξάνεται ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος· ἡ δὲ δευτέρα μορφή μετατροπῆς συμβαίνει, ὅταν γενικῶς ἐλαττώνεται ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος.

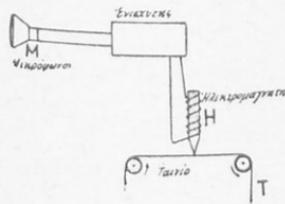
**Παράδειγμα.** Πηνίον ἔχει συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς  $L = 0,4$  H καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I = 20$  A. Εἰς τὸ μαγνητικὸν πεδῖον τοῦ πηνίου τούτου εἶναι ἀποταμιευμένη ἐνέργεια:

$$W = \frac{1}{2} L \cdot I^2 = \frac{1}{2} \cdot 0,4 \cdot 400 = 80 \text{ Joule}$$

Ἡ ἐνέργεια αὕτη θὰ μετατραπῇ εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν κατὰ τὴν διακοπὴν τοῦ ρεύματος.

155. Μαγνητόφωνον. Εἶναι γνωστὸν ὅτι ὁ ἦχος καταγράφεται μηχανικῶς ἐπὶ τῆς πλακῶς τοῦ γραμμοφώνου καὶ ἐκ ταύτης ἀναπαράγεται πάλιν μηχανικῶς. Ἐκτὸς ὅμως τοῦ παλαιοῦ τούτου τρόπου ἐγγραφῆς καὶ ἀναπαραγωγῆς τοῦ ἤχου ἀνεπτύχθη τελευταίως νέος τρόπος, ἡ **μαγνητικὴ ἐγγραφή καὶ ἀναπαραγωγή τοῦ ἤχου**. Ἡ καταγραφὴ τοῦ ἤχου γίνεται ἐπὶ χαλυβδίνης ταινίας ὑπὸ Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

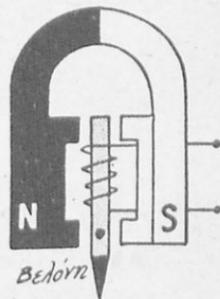
τὴν μορφὴν περιοχῶν, αἱ ὁποῖαι ἔχουν διάφορον βαθμὸν μαγνητίσεως. Διὰ τὴν καταγραφὴν τοῦ ἤχου ἡ χαλυβδίνη ταινία κινεῖται ὁμαλῶς ἔμπροσθεν τοῦ πόλου ἐνὸς ἠλεκτρομαγνήτου (σχ. 181). Ὁ ἠλεκτρομαγνήτης οὗτος τροφοδοτεῖται μὲ τὸ ρεῦμα τοῦ μικροφώνου, τὸ ὁποῖον ἔχει προηγουμένως ἐνισχυθῆ.



Σχ. 181. Ἀρχὴ τοῦ μαγνητοφώνου.

Ἡ διερχομένη ἔμπροσθεν τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου χαλυβδίνη ταινία μαγνητίζεται, ἀλλ' ἡ μαγνήτισις εἰς ἕκαστον σημεῖον τῆς ταινίας εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος τοῦ μικροφώνου. Ἡ ἀναπαράγωγὴ τοῦ μαγνητικῶς καταγραφέντος ἤχου γίνεται ὡς ἑξῆς: Ἡ χαλυβδίνη ταινία κινεῖται ὁμαλῶς ἔμπροσθεν πηνίου φέροντος πυρῆνα ἐκ μαλακοῦ σιδήρου. Τότε εἰς τὸ πηνίον τοῦτο ἀναπτύσσονται ἐπαγωγικὰ ρεύματα, τὰ ἴποια, ἀφοῦ ἐνισχυθοῦν, φέρονται εἰς τὸ μεγάφωνον, τὸ ὁποῖον ἀναπαράγει τὸν ἤχον.

156. Ἀναπαραγωγὸς ἤχου (πικάπ). — Ὁ ἐπὶ τοῦ δίσκου γραμμοφώνου καταγραφεὶς ἤχος ἀναπαράγεται διὰ μιᾶς συσκευῆς, ἡ ὁποία καλεῖται *ἠλεκτρομαγνητικὸς ἀναπαραγωγὸς ἤχου*. Ἡ συσκευή αὕτη καλεῖται κοινῶς *πικάπ* (pick-up) καὶ μετατρέπει τὰς μηχανικὰς ταλαντώσεις τῆς βελόνης τοῦ γραμμοφώνου εἰς ἀντίστοιχα ἠλεκτρικὰ ρεύματα. Ἡ βελόνη εἶναι στερεωμένη εἰς τὸ ἄκρον μικρᾶς ράβδου ἀπὸ μιλακὸν σίδηρον (σχ. 182), ἡ ράβδος αὕτη ἠμπορεῖ νὰ στρέφεται περὶ ἄξονα ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον παράγει μόνιμος πετάλοειδῆς μαγνήτης. Ἐνα τμήμα τῆς ράβδου τοῦ μαλακοῦ σιδήρου περιβάλλεται ἀπὸ πηνίον. Ὅταν ἡ ράβδος μετακινῆται ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τότε μεταβάλλεται ἡ μαγνητικὴ ροή, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ πηνίου. Οὕτω αἱ μετακινήσεις τῆς ράβδου δημιουργοῦν ἐντὸς τοῦ πηνίου ἐπαγωγικὰ ρεύματα, τὰ ὁποῖα, ἀφοῦ ἐνισχυθοῦν, ἔρχονται εἰς τὸ μεγάφωνον, ὅπου ἀναπαράγεται ὁ ἤχος.



Σχ. 182. Ἀναπαραγωγὸς ἤχου.

## ΗΛΕΚΤΡΙΚΑΙ ΜΗΧΑΝΑΙ

157. Γενικὰ περὶ ἠλεκτρικῶν μηχανῶν. — Καλοῦνται γενικῶς *ἠλεκτρικαὶ μηχαναὶ* αἱ μηχαναὶ, αἱ ὁποῖαι μετατρέπουν τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν καὶ ἀντιστρόφως. Εἰδικώτερον αἱ *γεννήτριαι*, μετατρέπουν τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν, οἱ δὲ *κινητήρες* μετατρέπουν τὴν ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν.

Ἡ λειτουργία τῶν γεννητριῶν στηρίζεται γενικῶς εἰς τὸ φαινόμενον τῆς ἐπαγωγῆς καὶ διὰ τοῦτο κάθε γεννήτρια ἀποτελεῖται ἀπὸ ἠλεκτρομαγνητικῶν στοιχείων.

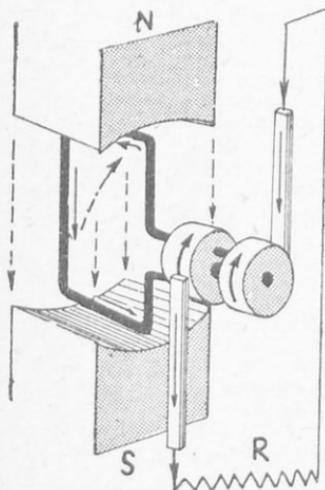
τρία κύρια μέρη: τὸν *ἐπαγωγέα*, τὸ *ἐπαγωγίμον* καὶ τὸν *συλλέκτην*. Ὁ ἐπαγωγέυς εἶναι ἠλεκτρομαγνήτης (μόνιμος ἢ στρεπτός), ὁ ὁποῖος δημιουργεῖ ἰσχυρὸν μαγνητικὸν πεδίου. Τὸ ἐπαγωγίμον εἶναι κλειστὸν κύκλωμα (μόνιμον ἢ στρεπτόν), ἐντὸς τοῦ ὁποῖου ἀναπτύσσεται ἐπαγωγικὴ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἔνεκα μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς. Ὁ συλλέκτης εἶναι κατάλληλον σύστημα, διὰ τοῦ ὁποῖου τὰ ἐντὸς τοῦ ἐπαγωγίμου παραγόμενα ἐπαγωγικὰ ρεύματα μεταβιβάζονται εἰς τὸ ἔξωτερικὸν κύκλωμα τῆς καταναλώσεως.

Ἡ λειτουργία τῶν κινητήρων στηρίζεται εἰς τὰς ἠλεκτρομαγνητικὰς δυνάμεις, δηλαδὴ εἰς τὰς ἀμοιβαίας δράσεις μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ρεύματος. Μερικαὶ γεννήτριαι εἶναι ἀντιστρεπταὶ μηχαναί, ἤτοι δύνανται νὰ λειτουργήσουν καὶ ὡς κινητήρες, ὅταν διαβιβασθῇ δι' αὐτῶν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα.

Ἡ ἀπόδοσις τῶν μὲν γεννητριῶν κυμαίνεται μεταξύ 60 % καὶ 97 %, τῶν δὲ κινητήρων κυμαίνεται μεταξύ 50 % καὶ 95 %.

Αἱ ἠλεκτρικαὶ μηχαναὶ διακρίνονται εἰς δύο κατηγορίας: τὰς *μηχανὰς συνεχοῦς ρεύματος* καὶ τὰς *μηχανὰς ἐναλλασσομένου ρεύματος*.

← 158. Ἀρχὴ τῆς λειτουργίας τῶν γεννητριῶν.—Ἡ λειτουργία τῶν γεννητριῶν στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἑξῆς ἀρχῆς: Ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου περιστρέφεται ἄγωγος εἰς σχῆμα πλαισίου (σχ. 183) ἢ ἔμπροσθεν ἀκινήτου πηνίου περιστρέφεται μαγνήτης (σχ. 184).



Σχ. 183. Περιστροφή πλαισίου ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου.

μαγνητικῆς ροῆς (τὸ πλαῖσιον κάθετον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς) καὶ  $\alpha$  εἶναι ἡ γωνία, τὴν ὁποίαν σχηματίζει ἐκάστοτε ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου μετὰ τὴν κάθετον ἐπὶ τὸ πλαῖσιον. Ἐπειδὴ ἡ γωνία  $\alpha$  εἶναι  $\alpha = \omega t$ , ἡ ἑξίσωσις (1) γράφεται:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \sin \omega t \quad (2)$$

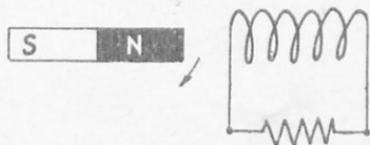
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

περιστρέφεται ἄγωγος εἰς σχῆμα πλαισίου (σχ. 183) ἢ ἔμπροσθεν ἀκινήτου πηνίου περιστρέφεται μαγνήτης (σχ. 184). Ἐὰς θεωρήσωμεν ὀρθογώνιον πλαῖσιον ἀπὸ χάλκινον σύρμα (σχ. 183). Τὸ πλαῖσιον στρέφεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου περὶ ἄξονα κάθετον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τὰ ἄκρα τοῦ πλαισίου συνδέονται μετὰ σύστημα δύο μονωμένων δακτυλίων, οἱ ὁποῖοι εἶναι στερεωμένοι ἐπὶ τοῦ ἄξονος περιστροφῆς καὶ στρέφονται μετ' αὐτοῦ. Ἐκαστος δακτύλιος εὐρίσκεται πάντοτε εἰς ἐπαφὴν μετὰ ἓνα ἔλασμα.

Ὅταν τὸ πλαῖσιον στρέφεται μετὰ σταθερὰν γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ , τότε μεταβάλλεται συνεχῶς ἡ δι' αὐτοῦ διερχομένη μαγνητικὴ ροὴ σύμφωνα μετὰ τὴν ἑξίσωσιν:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \sin \alpha \quad (1)$$

ὅπου  $\Phi_0 = H \cdot S$  εἶναι ἡ *μεγίστη* τιμὴ τῆς



Σχ. 184. Περιστροφή μαγνήτου ἔμπροσθεν πηνίου.

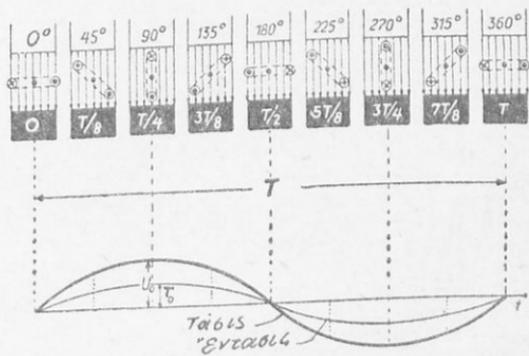
Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις φανερώνει, ὅτι ἡ διὰ τοῦ στρεφομένου πλαισίου διερχομένη μαγνητικὴ ροὴ εἶναι ἀρμονικὴ συνάρτησις τοῦ χρόνου.

Κατὰ τὴν περιστροφὴν τοῦ πλαισίου ἡ διερχομένη δι' αὐτοῦ μαγνητικὴ ροὴ μεταβάλλεται συνεχῶς καὶ διὰ τοῦτο εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πλαισίου ἀναπτύσσεται **ἐπαγωγικὴ τάσις**, ἡ ὁποία εἶναι ἀρμονικὴ συνάρτησις τοῦ χρόνου. Εἰς ἐκάστην στιγμὴν ἡ τιμὴ τῆς ἐπαγωγικῆς τάσεως δίδεται ἀπὸ τὴν ἑξίσωσιν :

$$U = U_0 \cdot \eta \mu \omega t \quad (3)$$

ὅπου  $U_0$  εἶναι τὸ πλάτος ἢ ἡ μεγίστη τιμὴ τῆς ἐπαγωγικῆς τάσεως καὶ  $\omega = 2\pi f/T = 2\pi n$  εἶναι ἡ κυκλικὴ συχνότης αὐτῆς. Οὕτω εἰς τὸ στρεφόμενον πλαίσιον ἀναπτύσσεται **ἐναλλασσομένη τάσις**, ἡ ὁποία λαμβάνει τὴν μεγίστην τιμὴν, ὅταν τὸ πλαίσιον γίνεται παράλληλον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου (σχ. 185) ἢ τάσις λαμβάνει τὴν τιμὴν μηδέν, ὅταν τὸ πλαίσιον γίνεται κάθετον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου (οὐδέτερα γραμμὴ). Ἔνεκα τῆς ἀναπτυσσομένης ἐπαγωγικῆς τάσεως δημιουργεῖται ἐντὸς τοῦ κυκλώματος τοῦ πλαισίου **ἐναλλασσόμενον ρεῦμα**.

Ἐὰν τὸ κύκλωμα ἔχη ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R$  καὶ δὲν περιλαμβάνῃ πηνίον ἢ πυκνωτὴν, τότε εἰς ἐκάστην στιγμὴν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος θὰ εἶναι :



Σχ. 185. Μεταβολὴ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἔντασεως τοῦ ρεύματος ἐντὸς μιᾶς περιόδου.

Ἐὰν τὸ κύκλωμα ἔχη ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R$  καὶ δὲν περιλαμβάνῃ πηνίον ἢ πυκνωτὴν, τότε εἰς ἐκάστην στιγμὴν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος θὰ εἶναι :

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U_0 \cdot \eta \mu \omega t}{R} \quad \eta \quad I = \frac{U_0}{R} \cdot \eta \mu \omega t \quad (4)$$

Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις δεικνύει ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος εἶναι ἀρμονικὴ συνάρτησις τοῦ χρόνου. Ἐὰν εἰς τὴν ἑξίσωσιν (4) θέσωμεν  $I_0 = U_0/R$ , τότε εἰς ἐκάστην στιγμὴν ἡ τιμὴ τῆς ἔντασεως τοῦ ρεύματος δίδεται ἀπὸ τὴν ἑξίσωσιν :

$$I = I_0 \cdot \eta \mu \omega t \quad (5)$$

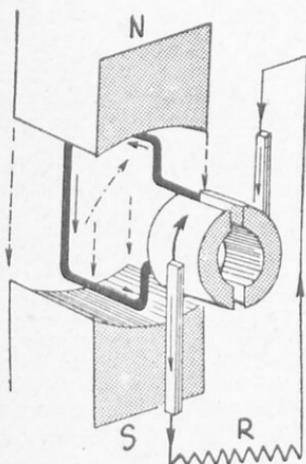
ὅπου  $I_0$  εἶναι τὸ πλάτος ἢ ἡ μεγίστη τιμὴ τῆς ἔντασεως τοῦ ρεύματος. Τὸ ἐναλλασσόμενον τοῦτο ρεῦμα καλεῖται καὶ ἡμιτονοειδὲς ἐναλλασσόμενον ρεῦμα. Ὅταν τὸ κύκλωμα περιλαμβάνῃ μόνον ὠμικὴν ἀντίστασιν, τότε ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος λαμβάνει τὴν μεγίστην καὶ τὴν ἐλαγίστην τιμὴν τῆς συγχρόνου ἔντασεως τοῦ ρεύματος.

ως με τὴν ἐπαγωγικὴν τάσιν (σχ. 185). Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω καταλήγομεν εἰς τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

“Ὅταν σιδηρῶν πλαίσιον στρέφεται ἰσοταχῶς ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου, τότε ἡ ἀναπτυσσομένη εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πλαισίου ἐπαγωγικὴ τάσις καὶ ἡ ἔντασις τοῦ παραγομένου ἐπαγωγικοῦ ρεύματος μεταβάλλονται ἡμιτονοειδῶς συναρτήσῃ τοῦ χρόνου.

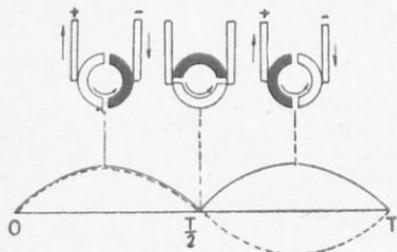
$$\begin{aligned} \text{στιγμιαία τάσις} &: U = U_0 \cdot \eta\mu \omega t \\ \text{στιγμιαία ἔντασις} &: I = I_0 \cdot \eta\mu \omega t \end{aligned}$$

— 159. Γεννήτριαι συνεχοῦς ρεύματος. — Ἡ λειτουργία τῶν γεννητριῶν συνεχοῦς ρεύματος στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἐξῆς ἀρχῆς: Τὰ δύο

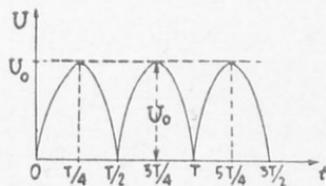


Σχ. 186: Ἄρχη τῆς λειτουργίας τῶν γεννητριῶν συνεχοῦς ρεύματος.

ἄκρα τοῦ στρεφομένου πλαισίου συνδέονται με δύο μονωμένους ἡμιδιακτύλιους (συλλέκτης), οἱ ὅποιοι εἶναι στερεωμένοι ἐπὶ τοῦ ἄξονος περιστροφῆς καὶ στρέφονται μετ' αὐτοῦ (σχ. 186). Ἐκάστος ἡμιδιακτύλιος εὐρίσκειται πάντοτε εἰς ἐπαφὴν με ἓνα ἔλασμα (ψήκτρα). Ὅταν τὸ πλαίσιον ἐκτελέσῃ ἡμίσειαν στροφὴν, τότε ἐκάστη ψήκτρα ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν με τὸν ἄλλον ἡμιδιακτύλιον. Τοῦτο συμβαίνει, ὅταν τὸ πλαίσιον εἶναι κάθετον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, δηλαδὴ ὅταν ἀναστρέφεται ἡ φορὰ τῆς τάσεως. Οὕτω τὸ ρεῦμα ἐξέρχεται εἰς τὸ ἐξωτερικὸν κύκλωμα ἀπὸ τὴν αὐτὴν πάντοτε ψήκτραν, ἡ ὁποία ἀποτελεῖ τὸν θετικὸν πόλον τῆς γεννητρίας, ἐνῶ ἡ ἄλλη ψήκτρα ἀποτελεῖ τὸν ἀρνητικὸν πόλον (σχ. 187). Ἡ τάσις εἰς τοὺς δύο πόλους τῆς γεννητρίας εἶναι συνεχῆς, δηλαδὴ ἔχει πάντοτε τὴν αὐτὴν φορὰν, ἡ τιμὴ ὅμως τῆς τάσεως κυμαίνεται περιοδικῶς μεταξύ τῶν τιμῶν 0 καὶ  $U_0$  (σχ. 188). Εἰς τὸ ἐξωτερικὸν κύ-



Σχ. 187. Ἐξήγησις τῆς λειτουργίας τοῦ συλλέκτη.



Σχ. 188. Μεταβολὴ τῆς τάσεως τοῦ συνεχοῦς ρεύματος ἐντὸς μιᾶς περιόδου.

κλωμα κυκλοφορεῖ ρεῦμα τῆς αὐτῆς πάντοτε φορᾶς, δηλαδὴ **συνεχὲς ρεῦμα**, ἡ ἔντασις ὅμως αὐτοῦ κυμαίνεται περιοδικῶς μεταξύ τῶν τιμῶν 0 καὶ  $I_0$ .

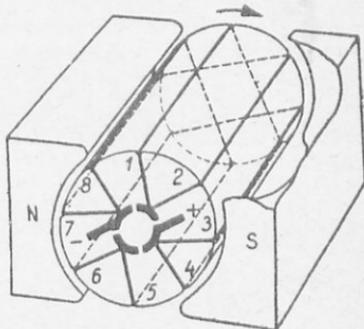
160. Αί βιομηχανικαί γεννήτριαι.—Αί γεννήτριαι συνεχοῦς ρεύματος, αἱ ὅποιαί χρησιμοποιοῦνται εἰς τὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς ἔχουν τὴν ἀκόλουθον κατασκευὴν:

α) Ὁ ἐπαγωγεὺς εἶναι ἠλεκτρομαγνήτης καὶ τότε ἡ μηχανὴ καλεῖται δυναμοληκτρικὴ μηχανή (dynamo). Μόνον εἰς μερικὰς περιπτώσεις π.χ. εἰς τὸ σῆμα ἀναφλέξεως τῶν κινητῶν ἐσωτερικῆς καύσεως ἢ εἰς τηλεφωνικὰς ἐγκαταστάσεις ὁ ἐπαγωγεὺς εἶναι μόνιμος μαγνήτης καὶ τότε ἡ μηχανὴ καλεῖται μαγνητοληκτρικὴ μηχανή (magneto). Ὁ ἠλεκτρομαγνήτης τροφοδοτεῖται μὲ τὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον παράγει ἡ μηχανή (αὐτοδιεγειρομένη μηχανή).

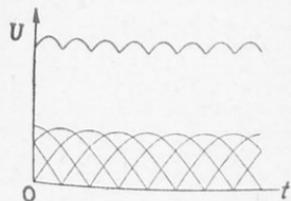
β) Τὸ ἐπαγωγίμιον ἀποτελεῖται ἀπὸ πολλὰ πλαίσια, τὰ ὅποια εἶναι μονωμένα καὶ διατάσσονται κατὰ μῆκος τῶν γενετιρῶν κυλίνδρον ἀπὸ μαλακὸν σίδηρον. Οὗτος χρησιμεύει διὰ τὴν αὔξησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου (§ 15)

καὶ συνεπῶς διὰ τὴν αὔξησιν τῆς μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς.

Ἡ τοιαύτη μορφή τοῦ ἐπαγωγίμιου καλεῖται τύμπανον. Εἰς τὸ σχῆμα 189 δεῖκνύται ἐπαγωγίμιον μορφῆς τυμπάνου μὲ τέσσαρα πλαίσια. Εἰς τὰς συγχρόνους γεννητριάς συνεχοῦς ρεύματος τὸ τύμπανον φέρει πολλὰς δεκάδας πλαίσιων, ἀλλὰ τὰ σύματα τῶν διαφόρων πλαίσιων συνδέονται κατὰ-σειρὰν τὸ ἓνα μὲ τὸ ἄλλο. Οὕτω ἡ ὀλικὴ ἐπαγωγικὴ τάσις τῆς γεννητριάς εἶναι εἰς ἐκάστην στιγμὴν ἡ συνισταμένη τῶν μερικῶν ἐπαγωγικῶν τάσεων, αἱ ὅποιαί ἀναπτύσσονται ἐντὸς ἐκάστου πλαίσιου



Σχ. 189. Τύμπανον μὲ τέσσαρα πλαίσια.



Σχ. 190. Ἡ τάσις συνεχοῦς ρεύματος παραγομένου μὲ τύμπανον, φέρον πολλὰ πλαίσια.

(σχ. 190). Τὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον διοχετεύεται εἰς τὸ κύκλωμα τῆς καταναλώσεως, ἔχει σταθερὰν φορὰν καὶ πρακτικῶς σταθερὰν ἔντασιν.

γ) Ὁ συλλέκτης εἶναι κύλινδρος ἐκ μονωτικῆς οὐσίας. Κατὰ μῆκος τῶν γενετιρῶν τοῦ κυλίνδρου ὑπάρχουν χάλκινα ἐλάσματα (τομεῖς), τὰ ὅποια εἶναι μονωμένα μεταξὺ τῶν. Εἰς τοὺς τομεῖς καταλήγουν τὰ σύματα τῶν πλαίσιων τοῦ τυμπάνου. Ἐξάρτημα τοῦ συλλέκτη εἶναι αἱ δύο ψήκτρα, αἱ ὅποια ἐφάπτονται πάντοτε εἰς δύο ἐκ διαμέτρου ἀντίθετα σημεία τοῦ κυλίνδρου.

δ) Ἡ διέγερσις τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου τῆς μηχανῆς ἐπιτυγχάνεται μὲ τὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον παράγει ἡ ἴδια ἡ μηχανή. Αἱ σύγχρονοι γεννήτριαι συνεχοῦς ρεύματος εἶναι αὐτοδιεγειρόμεναι μηχαναί, δηλαδὴ ἀρχίζουν ἀμέσως νὰ λειτουργοῦν, μόλις τεθῆ τὸ ἐπαγωγίμιον εἰς περιστροφικὴν κίνησιν. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι ὁ μαλακὸς σίδηρος τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου διατηρεῖ πάντοτε μίαν ἀσθενῆ παραμένουσαν μαγνητίσιν. Ὅταν λοιπὸν τὸ ἐπαγωγίμιον τεθῆ εἰς περιστροφικὴν κίνησιν, τὸ παραμένον ἀσθενὲς μαγνητικὸν πεδῖον προκαλεῖ τὴν ἀνάπτυξιν ἀσθενοῦς ρεύματος· τοῦτο διέρχεται διὰ τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου καὶ οὕτω ἐνισχύεται τὸ μαγνητικὸν πεδῖον τοῦ ἐπαγωγέως. Ἀποτέλεσμα τῆς ἐνισχύσεως αὐτῆς εἶναι ἡ παραγωγή ἰσχυροτέρου ρεύματος, τὸ ὁποῖον διερχόμενον διὰ τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου προκαλεῖ νέαν ἐνίσχυσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου κ.ο.κ. ἕως, ὅτου ἡ μηχανὴ ἀποκτήσῃ τὸν κανονικὸν ρυθμὸν τῆς λειτουργίας της. Ἀναλόγως τοῦ τρόπου συνδέσεως τοῦ κυκλώματος τοῦ ἐπαγωγέως μὲ τὸ κύκλωμα τοῦ ἐπαγωγίμιου διακρίνομεν τὰ δέσμεως τοῦ κυκλώματος τοῦ ἐπαγωγέως: 1) Τὴν διέγερσιν κατὰ-σειράν, εἰς τὴν ὁποίαν ἔξῃς τρία εἶδη διηγέρσεως: α) Τὴν διέγερσιν κατὰ-σειράν μὲ τὸ κύκλωμα τοῦ ἐπαγωγίμιου· οὕτω ἡ ἐνίσχυσις ἐπιτυγχάνεται κατὰ-σειράν μὲ τὸ κύκλωμα τοῦ ἐπαγωγίμιου· οὕτω

ὄλον τὸ παραγόμενον ρεῦμα διαβιβάζεται πρῶτον εἰς τὸν ἠλεκτρομαγνήτην καὶ ἔπειτα εἰς τὸ κύκλωμα τῆς καταναλώσεως. 2) Τὴν διέγερσιν ἐν παραλλήλῳ, εἰς τὴν ὁποίαν τὸ κύκλωμα τοῦ ἐπαγωγέως συνδέεται κατὰ διακλάδωσιν μὲ τὸ κύκλωμα τοῦ ἐπαγωγίμου· τὸ εἶδος τοῦτο τῆς διεγέρσεως χρησιμοποιεῖται συνηθέστερον. 3) Τὴν μίκτην διέγερσιν, εἰς τὴν ὁποίαν ὁ ἐπαγωγεὺς φέρει δύο κυκλώματα· ἐκ τούτου τὸ μὲν ἕνα συνδέεται κατὰ σειράν, τὸ δὲ ἄλλο κατὰ διακλάδωσιν μὲ τὸ κύκλωμα τοῦ ἐπαγωγίμου.

ε) Ἡ ἠλεκτρογενετικὴ δύναμις τῆς γεννητρίδας ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν ἀριθμὸν τῶν πλαισίων, τὰ ὁποῖα φέρει τὸ τύμπανον, ἀπὸ τὴν συχνότητα περιστροφῆς τοῦ ἐπαγωγίμου καὶ ἀπὸ τὴν μαγνητικὴν ροήν, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ ἐπαγωγίμου. Ἐάν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐκ μαλακοῦ σιδήρου κυλίνδρου τοῦ ἐπαγωγίμου ὑπάρχουν  $N$  εὐθύγραμμα σύρματα καὶ ἡ συχνότης περιστροφῆς τοῦ ἐπαγωγίμου εἶναι  $\nu$ , τότε εὐρίσκεται ὅτι ἡ ἠλεκτρογενετικὴ δύναμις τῆς γεννητρίδας εἶναι:

$$E = \frac{1}{10^9} \nu \cdot \Phi_0 \cdot N \text{ (Volt)}$$

ὅπου  $\Phi_0$  εἶναι ἡ μεγίστη μαγνητικὴ ροή, ἡ ὁποία διέρχεται δι' ὅλοκλήρου τοῦ ἐπαγωγίμου.

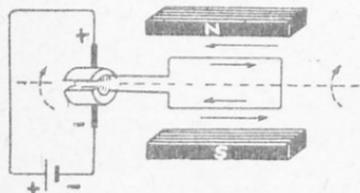
στ) Ἡ ἀπόδοσις τῆς γεννητρίδας εἶναι ὅσον μεγαλυτέρα, ὅσον μικρότερα εἶναι αἱ διάφοροι ἀπώλειαι τῆς μηχανῆς (τριβαί, θερμότης Joule, ρεύματα Foucault, μαγνητικὴ ὑστέρησις). Διὰ τὴν περιστροφήν τοῦ ἐπαγωγίμου δαπινᾶται μηχανικὴ ἰσχύς  $P_{μηχ}$ . Ἡ γεννητρία ἀποστέλλει εἰς τὸ κύκλωμα καταναλώσεως ρεῦμα ἐντάσεως  $I$ . Ἐάν ἡ τάσις εἰς τοὺς πόλους τῆς γεννητρίδας εἶναι  $U$ , τότε ἡ γεννητρία παρέχει εἰς τὸ κύκλωμα καταναλώσεως ἠλεκτρικὴν ἰσχύν  $P_{ηλ} = U \cdot I$ . Ὡστε ἡ ἀπόδοσις τῆς γεννητρίδας εἶναι:

$$\eta = \frac{P_{ηλ}}{P_{μηχ}} \quad \text{ἤτοι}$$

$$\eta = \frac{U \cdot I}{P_{μηχ}}$$

Ἀναλόγως τοῦ μεγέθους τῆς γεννητρίδας ἡ ἀπόδοσις κυμαίνεται ἀπὸ 60% ἕως 98%.

161. Κινητῆρες συνεχοῦς ρεύματος.—Ἡ λειτουργία τῶν κινητήρων συνεχοῦς ρεύματος στηρίζεται εἰς τὸ γεγονός ὅτι αἱ γεννητρία συνεχοῦς ρεύματος



Σχ. 191. Ἐξήγησις τῆς λειτουργίας τῶν κινητήρων συνεχοῦς ρεύματος.

εἶναι μηχαναὶ ἀντιστρεπταί. Ὅταν δηλαδὴ διαβιβάσωμεν ρεῦμα διὰ τοῦ ἐπαγωγίμου, τότε τὸ μαγνητικὸν πεδίου τοῦ ἐπαγωγέως ἐπιδρᾷ ἐπὶ τοῦ ρεύματος τοῦ διαρρέοντος τὸ ἐπαγωγίμου· τότε ἐπὶ τοῦ κυκλώματος τοῦ ἐπαγωγίμου ἀναπτύσσονται ἠλεκτρομαγνητικαὶ δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι θέτουν τὸ ἐπαγωγίμου εἰς περιστροφικὴν κίνησιν. Ἄς θεωρήσωμεν χάριν ἀπλότητος τὴν περίπτωσιν τοῦ πλαισίου τοῦ σχήματος 191. Ἡ μία ψήκτρα συνδέεται μὲ τὸν θετικὸν πόλον μιᾶς γεννητρίδας συνεχοῦς ρεύματος καὶ ἡ ἄλλη ψήκτρα συνδέεται μὲ τὸν ἀρνητικὸν πόλον τῆς γεννητρίδας. Τότε τὸ πλαίσιον διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα. Ἐπὶ ἐκάστης πλευρᾶς τοῦ πλαισίου ἀναπτύσσεται ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις. Οὕτω δημιουργεῖται ζεύγος δυνάμεων, τὸ ὅποιον στρέφει τὸ πλαίσιον, ἕως ὅτου τοῦτο γίνῃ κάθετον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς.

ψηκτρῶν μὲ τοὺς ἡμιδακτυλίους τοῦ συλλέκτου καὶ δημιουργεῖται πάλιν ζεῖγος δυνάμεων, τὸ ὁποῖον συνεχίζει τὴν περιστροφὴν τοῦ πλαισίου κατὰ τὴν αὐτὴν φορὰν. Ἐπὶ τῆς ἀνωτέρω ἀρχῆς στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν κινητῶρων συνεχοῦς ρεύματος. Ἐὰν ἀναστραφῆ ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος εἰς τὸν ἐπαγωγέα ἢ εἰς τὸ ἐπαγωγίμον, τότε ἀναστρέφεται ἡ φορὰ περιστροφῆς τοῦ κινητῆρος.

**Ἀντηλεκτρεγερτικὴ δύναμις τοῦ κινητῆρος.**—Ὅταν διαβιβάσωμεν ρεῦμα διὰ τοῦ κινητῆρος, τότε τὸ ἐπαγωγίμον αὐτοῦ ἀρχίζει νὰ περιστρέφεται. Κατὰ τὴν περιστροφὴν αἱ σπείραι τοῦ ἐπαγωγίμου μετακινοῦνται ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ἐπαγωγέως. Οὕτω κατὰ τὴν περιστροφὴν τοῦ ἐπαγωγίμου ἀναπτύσσεται ἐντὸς τῶν σπειρῶν του μία ἐπαγωγικὴ ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἡ ὁποία καλεῖται **ἀντηλεκτρεγερτικὴ δύναμις** ( $E'$ ) τοῦ κινητῆρος, διότι ἔχει φορὰν ἀντίθετον πρὸς τὴν φορὰν τῆς τάσεως  $U$ , ἡ ὁποία ἐφαρμόζεται εἰς τοὺς πόλους τοῦ κινητῆρος. Ἐστω  $r$  ἡ ὠμικὴ ἀντίστασις τοῦ ἐπαγωγίμου. Ὅταν ὁ κινητὴρ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $I$ , τότε ἡ γεννήτρια παρέχει εἰς τὸν κινητῆρα ἡ  $\lambda \epsilon \kappa \tau \rho \iota \kappa \eta \nu \iota \sigma \chi \upsilon \nu P = U \cdot I$ · αὕτη μετατρέπεται ἐντὸς τοῦ κινητῆρος ἀφ' ἑνὸς μὲν εἰς  $\mu \eta \chi \alpha \nu \iota \kappa \eta \nu \iota \sigma \chi \upsilon \nu P' = E' \cdot I$  καὶ ἀφ' ἑτέρου εἰς  $\theta \epsilon \rho \mu \acute{o} \tau \eta \tau \alpha$ , ἡ ὁποία σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Joule εἶναι:  $P'' = I^2 \cdot r$ . Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας θὰ ἰσχύη ἡ σχέσις:

$$U \cdot I = E' \cdot I + I^2 \cdot r \quad \eta \quad U = E' + I \cdot r \quad (1)$$

Ἄρα ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸν κινητῆρα, εἶναι:

$$I = \frac{U - E'}{r} \quad (2)$$

Κατὰ τὴν  $\xi \kappa \kappa \acute{\iota} \nu \eta \sigma \iota \nu$  τοῦ κινητῆρος εἶναι  $E' = 0$  καὶ ἐπομένως διὰ τοῦ κινητῆρος διέρχεται τότε ρεῦμα ἐντάσεως  $I = U/r$ . Ἐπειδὴ ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις ( $r$ ) τοῦ κινητῆρος εἶναι γενικῶς μικρά, ἔπεται ὅτι κατὰ τὴν ἐκκίνησιν τοῦ κινητῆρος διέρχεται δι' αὐτοῦ ἰσχυρὸν ρεῦμα. Διὰ τοῦτο ὁ κινητὴρ συνδέεται πάντοτε κατὰ σειρὰν μὲ ρυθμιζομένην ἀντίστασιν, ἡ ὁποία ἐπιτρέπει νὰ διαβιβάσωμεν κατὰ τὴν ἐκκίνησιν ἀσθενὲς ρεῦμα.

Ἐὰν τὸ τύμπανον τοῦ ἐπαγωγίμου τοῦ κινητῆρος φέρῃ  $N$  εὐθύγραμμα σύρματα καὶ ἂν  $v$  εἶναι ἡ συχνότης περιστροφῆς τοῦ ἐπαγωγίμου, τότε ἡ ἀναπτυσσομένη ἀντηλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι:

$$E' = \frac{1}{10^9} \cdot v \cdot \Phi_0 \cdot N \quad (3)$$

ὅπου  $\Phi_0$  εἶναι ἡ μεγίστη μαγνητικὴ ροή, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ ἐπαγωγίμου. Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (2) καὶ (3) εὐρίσκομεν:

$$I = \frac{U - (10^{-9} \cdot v \cdot \Phi_0 \cdot N)}{r}$$

Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις δεικνύει ὅτι: ὅταν  $\alpha \upsilon \xi \acute{\alpha} \nu \epsilon \tau \alpha \iota$  ἡ συχνότης περιστροφῆς τοῦ κινητῆρος, ἔλαττειν τὸ ρεῦμα διότι τὸ ὁποῖον διέρχεται δι' αὐτοῦ.

Ἐάν θεωρήσωμεν ἀσήμαντον τὴν πτώσιν τῆς τάσεως I·r, τότε ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (1) εὐρίσκομεν :

$$U = E' \quad \text{ἤτοι} \quad U = \frac{1}{10^9} \cdot v \cdot \Phi_0 \cdot N$$

Ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις μᾶς ἐπιτρέπει νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν **συχνότητα περιστροφῆς** ( $v$ ) τοῦ κινητήρος.

Ἡ **ἀπόδοσις** τοῦ κινητήρος εἶναι :

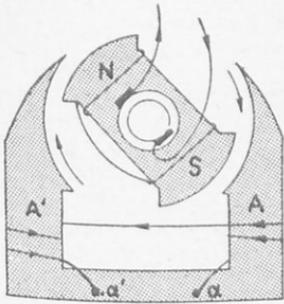
$$\eta = \frac{P'}{P} \quad \text{ἤτοι} \quad \boxed{\eta = \frac{E'}{U}}$$

Ἀναλόγως τοῦ μεγέθους τοῦ κινητήρος ἡ ἀπόδοσις κυμαίνεται ἀπὸ 70 % ἕως 98 %.

**162. Μειονέκτημα τοῦ συνεχοῦς ρεύματος.** — Ἐστω ὅτι μία γεννήτρια συνεχοῦς ρεύματος παρέχει ρεῦμα ἐντάσεως  $I = 20$  Ampère ὑπὸ τάσιν  $U = 10\,000$  Volt. Τὸ ρεῦμα μεταφέρεται εἰς τὸν τόπον καταναλώσεως μὲ γραμμὴν ἔχουσαν ἀντίστασιν  $R = 300$  Ohm. Ἡ γεννήτρια παρέχει εἰς τὸ κύκλωμα ἰσχὴν  $P = U \cdot I$ , ἤτοι  $P = 200\,000$  Watt. Ἐπὶ τῆς γραμμῆς χάνεται ὑπὸ μορφήν θερμότητος ἰσχύς  $P' = I^2 \cdot R$ , ἤτοι χάνονται  $P' = 120\,000$  Watt. Ἄρα εἰς τὸν τόπον καταναλώσεως φθάνει ἰσχύς ἴση μὲ  $80\,000$  Watt. Ἐστω τώρα ὅτι ἡ γεννήτρια παρέχει ρεῦμα ἐντάσεως  $I = 2$  Ampère ὑπὸ τάσιν  $U = 100\,000$  Volt. Τὸ ρεῦμα μεταφέρεται πάλιν διὰ τῆς ἰδίας γραμμῆς. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ γεννήτρια παρέχει εἰς τὸ κύκλωμα ἰσχὴν  $P = 200\,000$  Watt, ὅσῃν παρεῖχε καὶ προηγουμένως. Ἀλλὰ τώρα ἐπὶ τῆς γραμμῆς χάνεται ἰσχύς  $P' = I^2 \cdot R$  ἤτοι  $P' = 1200$  Watt. Οὕτω εἰς τὸν τόπον καταναλώσεως φθάνει ἰσχύς ἴση μὲ  $198\,800$  Watt. Ἀπὸ τὸ παράδειγμα τοῦτο καταφαίνεται ὅτι, διὰ νὰ μεταφερθῇ τὸ συνεχὲς ρεῦμα εἰς μεγάλην ἀπόστασιν, πρέπει τὸ ρεῦμα νὰ ἔχη **μεγάλην τάσιν** καὶ **μικρὰν ἔντασιν**. Ἄλλ' αἱ γεννήτριαι συνεχοῦς ρεύματος δὲν ἔμπορουν νὰ μᾶς δώσουν τὰς ἐπιθυμητάς μεγάλας τάσεις. Οὕτω τὸ συνεχὲς ρεῦμα δὲν ἔμπορεῖ νὰ μεταφερθῇ εἰς μεγάλας ἀποστάσεις, διότι δημιουργεῖ τεραστίαν ἀπώλειαν ἐνεργείας ἐπὶ τῆς γραμμῆς μεταφορᾶς. Ἀντιθέτως τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα μεταφέρεται εἰς μεγάλας ἀποστάσεις μὲ ἐλαχίστην ἀπώλειαν ἐνεργείας ἐπὶ τῆς γραμμῆς μεταφορᾶς.

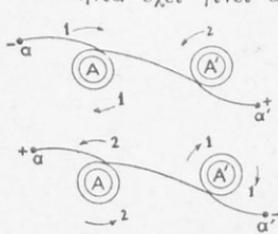
**163. Ἐναλλακτῆρες.** — Σήμερον ἀντὶ τοῦ συνεχοῦς ρεύματος, τὸ ὁποῖον ἔχει πάντοτε τὴν ἰδίαν φοράν, χρησιμοποιεῖται εὐρύτατα τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, τοῦ ὁποίου ἡ φορὰ ἐναλλάσσεται περιοδικῶς. Αἱ γεννήτριαι, αἱ ὁποῖαι παράγουν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, καλοῦνται εἰδικώτερον **ἐναλλακτῆρες**. Εἰς τούτους ὁ ἐπαγωγὸς εἶναι ἠλεκτρομαγνήτης, ὁ ὁποῖος δύναται νὰ περιστρέφεται περὶ ἄξονα (σχ. 192). Ὁ ἠλεκτρομαγνήτης τροφοδοτεῖται μὲ συνεχὲς ρεῦμα, τὸ ὁποῖον παράγει μία γεννήτρια συνεχοῦς ρεύματος. Τὸ ἐπαγωγὸν εἶναι ἀκίνητον καὶ ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο πηνία Α καὶ Α', τὰ ὁποῖα φέρουν κοινὸν πυρῆνα ἀπὸ μαλακὸν σίδηρον. Τὸ σύρμα εἰς τὰ δύο πηνία εἶναι τυλιγμένον κατ' ἀντίθετον τρόπον καὶ διὰ τὸν ἄξονα τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου ἑκκαταλήθουν εἰς τοὺς

ἀκροδέκτας α καὶ α' Κατὰ τὴν περιστροφήν τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου προκαλεῖται μεταβολὴ τῆς μαγνητικῆς ροῆς εἰς τὰ δύο πηνία. Ἔστω ὅτι εἰς μίαν στιγμήν ὁ βόρειος πόλος N τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου πλησιάζει πρὸς τὸ πηνίον A. Τότε ἐντὸς τοῦ πηνίου A (σχ. 193) παράγεται ἐπαγωγικὸν ρεῦμα ἔχον τὴν φοράν 1. Μετ' ὀλίγον ὁ βόρειος πόλος N ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὸ πηνίον A καὶ ἐντὸς τοῦ πηνίου τούτου παράγεται ἐπαγωγικὸν ρεῦμα, ἔχον τὴν ἀντίθετον φοράν. Τὰ ἴδια συμβαίνουν καὶ εἰς τὸ πηνίον A' μετὰ τὴν διαφορὰν ὅτι εἰς κάθε στιγμήν τὰ δύο πηνία A καὶ A' διαρρέονται ἀπὸ ἐπαγωγικά ρεύματα ἀντιθέτου τύλιγμα τοῦ σύρματος εἰς τὰ



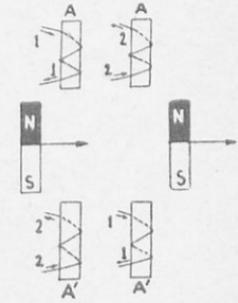
Σχ. 192. Σχηματικὴ παράστασις ἐναλλακτῆρος.

τοῦ φορέως. Ἐπειδὴ ὅμως τὸ

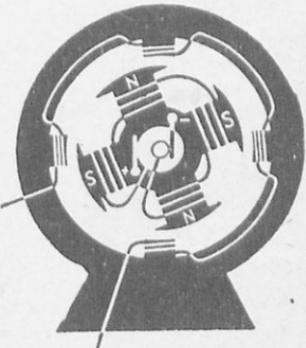


Σχ. 194. Πρόσθεσις τῶν δύο ρευμάτων καθ' ἑκάστην στιγμήν.

τύλιγμα τοῦ σύρματος εἰς τὰ ἀντίθετα ἐπαγωγικά ρεύματα προστίθενται εἰς κάθε στιγμήν (σχ. 194). Οὕτω οἱ ἀκροδέκται α καὶ α' γίνονται περιοδικῶς θετικὸς καὶ ἀρνητικὸς πόλος τῆς γεννητῆρας. Ἐὰν δὲ συνδέσωμεν τοὺς ἀκροδέκτας μὲ ἕνα ἔξωτερικὸν ἄγωγόν, οὗτος θὰ διαρρέεται ἀπὸ ἡμιτονοειδῆς ἐναλλασσόμενον ρεῦμα (§ 158). Εἰς τὴν πρῶξιν ὁ ἐπαγωγεὺς ἀποτελεῖται ἀπὸ ζεύγη μαγνητικῶν πόλων, τὰ ὁποῖα περιστρέφονται ἔμπροσθεν τῶν πηνίων τοῦ ἐπαγωγίμου. Ὁ ἀριθμὸς τῶν πηνίων τούτων εἶναι ἴσος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν πόλων τοῦ ἐπαγωγέως (σχ. 195). Τὰ πηνία τοῦ ἐπαγωγίμου φέρουν πυρῆνας ἀπὸ μαλακὸν σίδηρον, οἱ ὁποῖοι ἀποτελοῦν ἐν τῷ συνόλῳ των ὀγκώδη σιδηρᾶν μάζαν. Οἱ ἀνωτέρω ἐναλλακτῆρες καλοῦνται **μονοφασικοί**, τὸ δὲ παραγόμενον ὑπ' αὐτῶν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα καλεῖται **μονοφασικόν**. Ἡ συχνότης τῶν παραγομένων σήμερον ἐναλλασσομένων ρευμάτων ποικίλει ἀναλόγως τῶν ἀναγκῶν (ἀπὸ 20 Hertz ἕως 1.000.000 Hertz).



Σχ. 193. Τὰ ἐπαγωγικά ρεύματα ἐντὸς τῶν πηνίων A καὶ A' ἔχουν πάντοτε τὴν αὐτὴν φοράν.



Σχ. 195. Σχηματικὴ διάταξις μονοφασικοῦ ἐναλλακτῆρος.

164. Κινητῆρες ἐναλλασσομένου ρεύματος. — Ὁ κινητῆρ συνεχοῦς ρεύματος ἡμπορεῖ νὰ λειτουργήσῃ καὶ ὡς κινητῆρ μονοφασικοῦ ρεύματος (μ ο ν ο - Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

φασικὸς κινητήρ), ἀρκεῖ τὸ κύκλωμα τοῦ ἐπαγωγέως νὰ συνδέεται κατὰ σειράν μὲ τὸ κύκλωμα τοῦ ἐπαγωγίμου. Σήμερον χρησιμοποιοῦνται περισσότερον οἱ τριφασικοὶ κινητήρες, οἱ ὅποιοι λειτουργοῦν μὲ τριφασικὸν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα. Γενικῶς οἱ κινητήρες ἐναλλασσομένου ρεύματος διακρίνονται εἰς συγχρόνους καὶ ἀσυγχρόνους κινητήρας. Εἰς τοὺς συγχρόνους κινητήρας ἡ ταχύτης περιστροφῆς παραμένει σταθερὰ ἀνεξαρτήτως τοῦ φορτίου τοῦ κινητήρος· ἀντιθέτως εἰς τοὺς ἀσυγχρόνους κινητήρας ἡ ταχύτης περιστροφῆς ἠμπορεῖ νὰ ὑφίσταται μεταβολὰς μετὰ τοῦ φορτίου.



## ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΟΝ ΡΕΥΜΑ

### ΘΕΜΕΛΙΩΔΕΙΣ ΕΝΝΟΙΑΙ

165. Ἡμιτονοειδῆ ἐναλλασσόμενα ρεύματα. — Εἶναι γνωστὸν (§ 158) ὅτι κατὰ τὴν περιστροφὴν ἑνὸς πλαισίου ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἀναπτύσσεται ἐντὸς τοῦ πλαισίου ἡμιτονοειδῶς μεταβαλλομένη τάσις :

$$U = U_0 \cdot \eta \mu \omega t$$

Ἡ ἔντασις τοῦ παραγομένου ἐπαγωγικοῦ ρεύματος μεταβάλλεται καὶ αὐτὴ ἡμιτονοειδῶς :

$$I = I_0 \cdot \eta \mu \omega t$$

Τὰ ἡμιτονοειδῆ ἐναλλασσόμενα ρεύματα ἢ ἀπλούστερον τὰ ἡμιτονοειδῆ ρεύματα εἶναι ἡ σπουδαιότερα μορφή τῶν ἐναλλασσομένων ρευμάτων. Εἰς τὴν πρᾶξιν λέγοντες ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ἐννοοῦμεν τὸ ἡμιτονοειδὲς ρεῦμα.

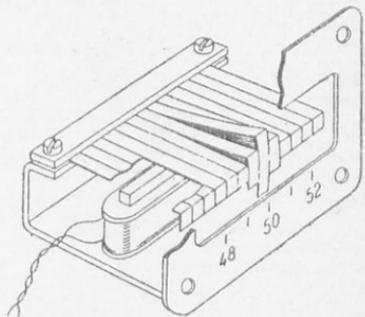
166. Ἰδιότητες ἐναλλασσομένων ρευμάτων. — Αἱ ταχεῖαι μεταβολαὶ τῆς ἐντάσεως καὶ τῆς φορᾶς τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος προσδίδουν εἰς αὐτὸ ὄρισμένης ἰδιότητος. Οὕτω, ἂν διαβιβάσωμεν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα διὰ βολταμέτρου περιέχοντος ἀραιὸν διάλυμα θεϊτικοῦ ὀξέος, παρατηροῦμεν ὅτι συμβαίνει ἡλεκτρολύσις, ἀλλ' εἰς ἕκαστον ἡλεκτρόδιον συλλέγονται ἴσοι ὄγκοι κροτοῦντος ἀερίου (2 ὄγκοι ὕδρογόνου + 1 ὄγκος ὀξυγόνου).

Ὅταν ἐναλλασσόμενον ρεῦμα διέρχεται δι' ἑνὸς ἀγωγοῦ ἔχοντος ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R$ , τότε ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ τούτου ἀναπτύσσεται θερμότης, διότι ἡ ἀνάπτυξις θερμικῆς ἐνεργείας εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς φορᾶς τοῦ ρεύματος. Ἡ ἀναπτυσσομένη θερμικὴ ἐνέργεια προσδιορίζεται ἀπὸ τὸν νόμον τοῦ Joule. Οὕτω τὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὰς διαφόρους συσκευὰς ἡλεκτρικῆς θερμάνσεως. Ἐπίσης χρησιμοποιοῦνται καὶ πρὸς φωτισμόν, διότι, ὅταν ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι 30 — 50 Hz, ὁ ὀφθαλμὸς ἕνεκα τοῦ μεταίσθηματος δὲν ἀντιλαμβάνεται τὰς ταχεῖαις διακυμάνσεις τῆς λαμπρότητος τοῦ σύρματος.

Τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα δημιουργεῖ περὶ αὐτοῦ ἐναλλασσόμενον μαγνητικὸν πεδίον, τὸ ὁποῖον ἔχει τὴν αὐτὴν συχνότητα μὲ τὸ ἐναλ-  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

λασσόμενον ρεύμα. Ούτω, ἂν διαβιβάσωμεν ἑναλλασσόμενον ρεύμα δι' ἑνὸς ἤλεκτρομαγνήτου, οἱ πόλοι τούτου ἑναλλάσσονται περιοδικῶς.

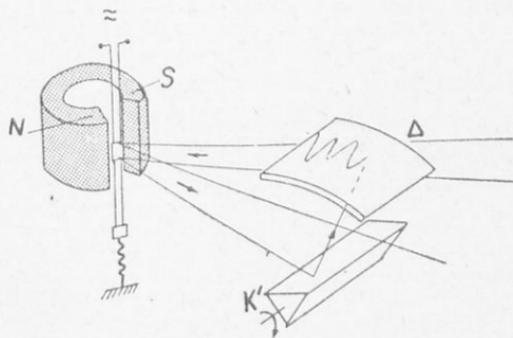
167. Συχνόμετρα. — Διὰ τὴν μέτρησιν τῆς συχνότητος τῶν ἑναλλασσομένων ρευμάτων μέχρι μερικῶν χιλιάδων Hertz χρησιμοποιοῦνται εἰδικὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **συχνόμετρα**. Τὸ συχνόμετρον ἀποτελεῖται ἀπὸ γλωσσίδας ἐκ γάλιβου, αἱ ὁποῖαι εἶναι στερεωμέναι κατὰ τὸ ἕνα ἄκρον των καὶ ἠμποροῦν οὕτω νὰ πάλλωνται ἐλευθέρως. Ἐκάστη γλωσσὶς ἔχει ὠρισμένην ἰδιοσυχνότητα. Αἱ γλωσσίδες εὐρίσκονται ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἑνὸς ἤλεκτρομαγνήτου, ὁ ὁποῖος διεγείρεται ἀπὸ τὸ ἑναλλασσόμενον ρεύμα. Ὁ ἤλεκτρομαγνήτης ἔλκει τὰς γλωσσίδας καὶ ἀναγκάζει αὐτὰς νὰ ἐκτελέσουν ἐξηναγκασμένας ταλαντώσεις. Ἐξ ὅλων ὁμῶς τῶν γλωσσίδων μία θὰ πάλλεται μὲ μέγιστον πλάτος, ἕνεκα συντονισμοῦ. Τὸ ἄκρον αὐτῆς τῆς παλλομένης γλωσσίδος δεικνύει ἐπὶ μιᾶς κλίμακος τὴν συχνότητα τοῦ ἑναλλασσομένου ρεύματος (σχ. 196). Διὰ τὴν μέτρησιν μεγαλυτέρων συχνότητων χρησιμοποιοῦνται **κυματόμετρα**.



σχ. 196. Συχνόμετρον.

ἄλλα ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται

168. Παλμογράφοι. — Διὰ τὴν παρακολούθησιν τῶν μεταβολῶν τῆς ἐντάσεως τοῦ ἑναλλασσομένου ρεύματος χρησιμοποιοῦνται εἰδικὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **παλμογράφοι**. Μία ἀπλὴ μορφή τοιοῦτου ὁργάνου εἶναι ὁ **παλμογράφος με βρόχον**. Οὗτος ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο παράλληλα σύρματα, τὰ ὁποῖα εὐρίσκονται μεταξύ τῶν πόλων μαγνήτου (σχ. 197). Ἐπὶ τῶν δύο συρμάτων εἶναι στερεωμένον μικρὸν κάτοπτρον. Τὸ ἑναλλασσόμενον ρεύμα διαβιβάζεται διὰ τῶν δύο συρμάτων, τὰ ὁποῖα οὕτω διαρρέονται ἀπὸ ρεύματα ἀντιθέτου φοράς. Τότε ἐπὶ τῶν δύο συρμάτων ἀναπτύσσεται ροπή, ἡ ὁποία στρέφει τὸ σύστημα. Ἡ γωνία στροφῆς τοῦ κατόπτρου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος. Ἐκ κατασκευῆς τὸ σύστημα ἔχει μικρὰν ἀδράνειαν καὶ διὰ τοῦτο ἠμπορεῖ νὰ παρακολο-



σχ. 197. Παλμογράφος με βρόχον.

λουθῆ τὰς ταχείας μεταβολὰς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Ἐὰν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου τοῦ συστήματος προσπίπτῃ μία φωτεινὴ ἀκτίς, τότε ἡ ἀνακλωμένη ἀκτίς μετατοπίζεται ἕνεκα τῆς στροφῆς τοῦ κατόπτρου. Ἄν ἡ ἀνακλωμένη ἀκτίς προσπίπτῃ ἐπὶ ἄλλου στρεφομένου κατόπτρου, τότε ἐπὶ τοῦ διαφράγματος παρατηροῦμεν μίαν ἠμιτονοειδῆ καμπύλην, ἡ ὁποία δίδει τὴν εἰκόνα τῶν περιοδικῶν μεταβολῶν τῆς ἐντάσεως τοῦ ἑναλλασσομένου ρεύματος. Μὲ τὸν ἀνωτέρω παλμογράφον ἐξετάζονται ἑναλλασσόμενα ρεύματα, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀρκετὰ μεγάλην συχνότητα (μερικῶν χιλιάδων Hertz). Διὰ τὰς πολὺ μεγάλας συχνότητας χρησιμοποιεῖται εἰδικὸς παλμογράφος, ὁ ὁποῖος ἔχει τελείως ἀσήμαντον ἀδράνειαν καὶ καλεῖται **ἠλεκτρονικὸς παλμογράφος**.

169. Ἐνεργὸς ἔντασις καὶ ἐνεργὸς τάσις. — Ἄς θεωρήσωμεν ἄγωγοντα ὤμικὴν ἀντίστασιν  $R$ . Εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ συνεχοῦς ρεύματος ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται ὑπὸ τοῦ ρεύματος ἐντὸς χρόνου  $\Delta t$ , δίδεται ἐν γενικῇ σχέσιν:

$$W = R \cdot I^2 \cdot \Delta t$$

ἐν περίπτωσιν τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος ἡ ἔντασις καὶ ἡ τάξις τοῦ μεταβάλλονται μετὰ τοῦ χρόνου σύμφωνα μὲ τὰς γνωστὰς ἐξισώσεις:

$$I = I_0 \cdot \eta \mu \omega t \quad \text{καὶ} \quad U = U_0 \cdot \eta \mu \omega t$$

ἐν τὴν περίπτωσιν ὁμοῦ τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος τὸ ἐντὸς τοῦ χρόνου παραγόμενον ἔργον εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν μέσην τιμὴν τοῦ τετραγώνου τῆς ἔντάσεως τοῦ ρεύματος κατὰ τὸν χρόνον  $\Delta t$ .

Εἰς τὸ ἐναλλασσόμενο ρεῦμα δεχόμεθα τὸν ἀκόλουθον ὄρισμόν:

**Ἐνεργὸς ἔντασις ( $I_{ev}$ ) τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος καλεῖται ἡ ἔντασις ἐνὸς συνεχοῦς ρεύματος, τὸ ὁποῖον, διαρρέον τὴν αὐτὴν ἀντίστασιν ἐπὶ τὸν αὐτὸν χρόνον, παράγει τὴν αὐτὴν ποσότητα θερμότητος, ὅποια παράγει καὶ τὸ ἐναλλασσόμενο ρεῦμα.**

Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις ( $I_{ev}$ ) καὶ τὸ πλάτος τῆς ἔντάσεως ( $I_0$ ) συνδέονται μετὰ ἀλλήλων διὰ τῆς σχέσεως:

$$\text{ἐνεργὸς ἔντασις: } I_{ev} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \quad \eta \quad I_{ev} = 0,707 I_0$$

Ἡ ἐνεργὸς τάξις τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος δεχόμεθα καὶ τὸν ἀκόλουθον ὄρισμόν:

**Ἐνεργὸς τάξις ( $U_{ev}$ ) τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος καλεῖται ἡ τάξις ἐνὸς συνεχοῦς ρεύματος, ἡ ὁποία ἐπὶ τῆς αὐτῆς ἀντιστάσεως παράγει ἐντὸς τοῦ αὐτοῦ χρόνου τὴν αὐτὴν ποσότητα θερμότητος, ὅποια παράγει καὶ τὸ ἐναλλασσόμενο ρεῦμα.**

Ἡ ἐνεργὸς τάξις ( $U_{ev}$ ) καὶ τὸ πλάτος τῆς τάσεως ( $U_0$ ) συνδέονται μετὰ ἀλλήλων διὰ τῆς σχέσεως:

$$\text{ἐνεργὸς τάξις: } U_{ev} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \quad \eta \quad U_{ev} = 0,707 U_0$$

70. Εὑρεσις τῆς τιμῆς τῆς ἐνεργοῦ ἔντάσεως καὶ τῆς ἐνεργοῦ τάσεως. — Τὸ ἔργον ὁποῖον παράγει τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα εἰς χρόνον  $\Delta t$ , δίδεται ἐν γενικῇ ἀπὸ τῆς ἐξίσωσιν:

$$W = R \cdot I^2 \cdot \Delta t$$

ἐν τὴν γενικῇ αὐτῇ ἐξίσωσιν θέσωμεν  $I = I_0 \cdot \eta \mu \omega t$ , θὰ λάβωμεν:

$$W = R \cdot (I_0 \cdot \eta \mu \omega t)^2 \cdot \Delta t \quad \eta \quad W = RI_0^2 \cdot \eta^2 \omega^2 t \cdot \Delta t \quad (1)$$

Ἡ ἐξίσωσις (1) δεικνύει τὴν μεταβολὴν τοῦ παραγόμενου ἔργου συναρτήσει τοῦ χρόνου. Ἐπιλύοντες τὴν ἐξίσωσιν ἀπὸ τοῦ  $W$  ἔσται:

$$y = RI_0^2 \cdot \eta^2 \omega^2 t \quad (2)$$

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

τότε ἡ ἔ

Ἡ

νοειδῶς

τὴν συν

ἀντιστά

ἔργου  $I$

τοῦ ρεῦ

ἔκφρα

ἐνὸς μικ

γράφου

ἕψος  $RI$

σωμεν μί

ὑποδιαρ

δὲς χρόν

πρὸς τὸ

τῶν στοι

ται μὲ τ

ἢ ὁποῖα

καμπύλης

ων. Τὸ

ζει τῆ

ποῖα ἀ

τοῦ ρε

ἀντι

σ



Σχ. 199. Δ

τῆς ἰσχύος

0

τοῦ ὁ ρ

Ἡ ἐνέργει

τοῦ ἐντάσε

Ἄν ἐξισώ

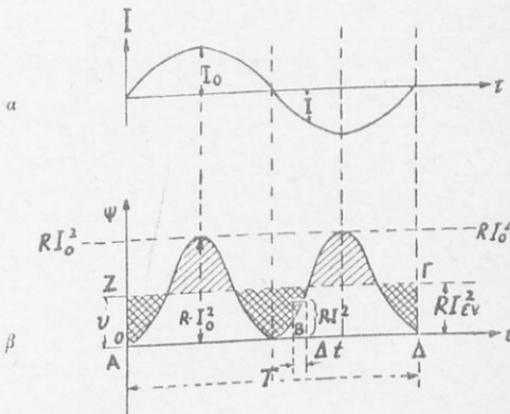
Σύμφωνα μ

σωσης (1) γράφεται ως εξής:

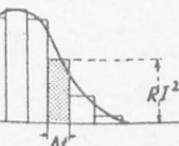
$$W = y \cdot \Delta t$$

καμπύλη α του σχήματος 198 δεικνύει την μεταβολήν τῆς έντάσεως ἑνὸς ἡμιτοναλλασσομένου ρεύματος. Ἡ δὲ καμπύλη β τοῦ σχήματος 198 παριστᾷ γραφικῶς τῆσιν  $y = RI_0^2 \cdot \eta \mu \omega t$ . Ἡ ἔνερεια ἢ ἀναπτυσσομένη ὑπὸ τοῦ ρεύματος ἐπὶ τῆς ἰσχύος R ἐντὸς ἑνὸς ἐλαχίστου χρόνου  $\Delta t$  δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν  $W = (RI^2) \cdot \Delta t$ ,

ἢ ἡ στιγμιαία έντασις  $I$  ἐπὶ τῆς ἰσχύος  $R$ . Ἡ τελευταία σχέση ἐπιτρέπει τὸ ἔμβασθόν ὄρθογωνίου παραλληλοσχημοῦ (σχ. 199), τὸ ὁποῖον ἔχει ἐμβαδὸν  $\Delta t$  καὶ βάσιν  $\Delta t$ . Ἄς θεωρήσῃμεν ἑνὸς ἐλαχίστου χρόνου  $\Delta t$  τὴν ὅποιαν ἔχει ἐμβαδὸν  $\Delta t$ . Ὄταν τὸ  $\Delta t$  τείνη εἰς ἄπειρον, τότε τὸ ἄθροισμα τῶν ἐμβαδῶν  $(RI^2) \cdot \Delta t$  θὰ ἰσοῦται ἐπιφανείᾳς ὀρθογωνίου παραλληλοσχημοῦ, ὃ ἐπιλαμβάνεται μετὰ τῆς ἰσχύος  $R$  ἐντὸς ἑνὸς ἐλαχίστου χρόνου  $\Delta t$ .



Σχ. 198. Ἡμιτονοειδὲς ἑναλλασσόμενον ρεύμα (α) καὶ μεταβολὴ τοῦ παραγομένου ἔργου συναρτήσει τοῦ χρόνου (β).



τὸν ὑπολοισιμόν τοῦ ἡμιτονοειδοῦς ρεύματος.

ὄρθογωνίου παραλληλοσχημοῦ AZΓΔ, ἧτοι εἶναι:

$$W = \frac{RI_0^2}{2} \cdot T \quad (3)$$

αὕτη εἶναι θερμικὴ ἔνερεια καὶ σύμφωνα μετὰ τὸν δοθέντα ὀρισμόν τῆς ἔνερειας θὰ ἔχωμεν:

$$W = R \cdot I_{\text{ε}ν}^2 \cdot T \quad (4)$$

μετὰ τὰ δεύτερα μέλη τῶν ἐξισώσεων (3) καὶ (4), εὐρίσκομεν:

$$I_{\text{ε}ν}^2 = \frac{I_0^2}{2} \quad \text{ἄρα} \quad I_{\text{ε}ν} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$$

τὸν ὀρισμόν τῆς ἔνεργού τάσεως εἶναι:

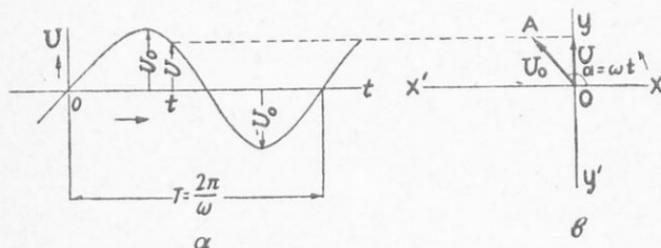
$$U_{\text{ε}ν} = R \cdot I_{\text{ε}ν} \quad \text{ἧτοι} \quad U_{\text{ε}ν} = \frac{R \cdot I_0}{\sqrt{2}}$$

Ἐπειδὴ ὁμως εἶναι  $U_0 = R \cdot I_0$ , ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις διὰ τὴν ἐνεργὸν τάσιν γράφεται:

$$U_{ev} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}$$

Τὰ συνήθη ὄργανα μετρήσεων δίδουν ἐπὶ τῆς κλίμακός των τὴν ἐκάστοτε ἐνεργὸν ἔντασιν ἢ ἐνεργὸν τάσιν.

171. Ἀνυσματικὴ παράστασις ἐναλλασσομένου μεγέθους. — Εἰς τὸ σχῆμα 200 ἡ καμπύλη παριστᾷ μίαν ἡμιτονοειδῆ ἐναλλασσομένην τάσιν, ἡ ὁποία ἔχει πλάτος  $U_0$  καὶ κυκλικὴν συχνότητα  $\omega$ . Ἡ ἐξίσωσις τῆς μεταβολῆς τῆς τάσεως εἶναι  $U = U_0 \cdot \eta \mu \omega t$ . Εἰς ἐκάστην χρονικὴν



Σχ. 200. Παράστασις ἐναλλασσομένης τάσεως διὰ καμπύλης καὶ δι' ἑνὸς ἀνύσματος.

ἐναλλασσομένης τάσεως διὰ μιᾶς ἡμιτονοειδοῦς καμπύλης χρησιμοποιεῖται συνήθως καὶ ἡ παράστασις τῆς ἐναλλασσομένης τάσεως δι' ἑνὸς ἀνύσματος. Ἐὰν θεωρήσωμεν ὅτι ἓνα ἄνυσμα  $OA$  στρέφεται περὶ τὸ σημεῖον  $O$  (σχ. 200) μὲ σταθερὰν γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ , ἴσην μὲ τὴν κυκλικὴν συχνότητα  $\omega$  τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος. Τὸ ἄνυσμα  $OA$  καλεῖται δείκτης καὶ ἔχει μῆκος ἴσον μὲ τὸ πλάτος  $U_0$  τῆς τάσεως. Εἰς κάθε στιγμὴν ἢ προβολὴ τοῦ δείκτη ἐπὶ τοῦ ἄξονος  $yy'$  δίδει τὴν κατὰ τὴν στιγμὴν ἐκεῖνην τιμὴν  $U$  τῆς τάσεως. Τοῦτο καταφαίνεται ἀπὸ τὸ σχηματιζόμενον τρίγωνον εἰς τὸ ὁποῖον εἶναι:

$$U = U_0 \cdot \eta \mu \alpha \quad \text{ἢ} \quad U = U_0 \cdot \eta \mu \omega t$$

Κατ' ἀνάλογον τρόπον παριστάνεται ἀνυσματικῶς καὶ ἡ ἐναλλασσομένη ἔντασις τοῦ ρεύματος. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὁ δείκτης  $OA$  ἔχει μῆκος ἴσον μὲ τὸ πλάτος  $I_0$  τῆς ἐντάσεως, ἡ δὲ προβολὴ τοῦ δείκτη δίδει τὴν στιγμιαίαν ἔντασιν τοῦ ρεύματος  $I = I_0 \cdot \eta \mu \omega t$ .

172. Διαφορὰ φάσεως ἐναλλασσομένων μεγεθῶν. — Δύο ἐναλλασσομέναι τάσεις, ἔχουσαι τὸ αὐτὸ πλάτος  $U_0$  καὶ τὴν αὐτὴν κυκλικὴν συχνότητα  $\omega$ , διαφέρουν μεταξύ των, ἐν ἡ μία παρουσιάζη χρονικὴν μετατόπισιν ὡς πρὸς τὴν ἄλλην. Τότε κατὰ τὴν αὐτὴν χρονικὴν στιγμὴν  $t$  αἱ δύο στιγμιαῖαι τάσεις ἔχουν διαφορετικὰς τιμὰς  $U_1$  καὶ  $U_2$  (σχ. 201). Κατὰ τὴν αὐτὴν χρονικὴν στιγμὴν  $t$  ὁ δείκτης 2 προηγείται τοῦ δείκτη 1 κατὰ μίαν γωνίαν  $\varphi$ , ἡ ὁποία καλεῖται **διαφορὰ φάσεως** τῶν δύο τάσεων. Οὕτω αἱ στιγμιαῖαι τάσεις

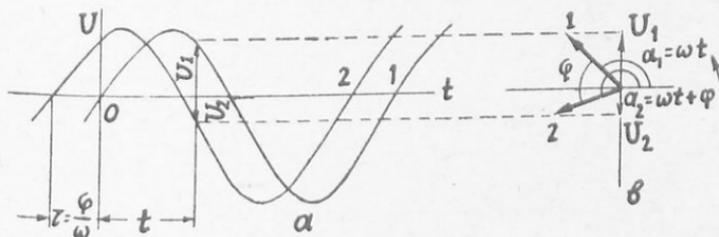
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

κατά την αὐτὴν χρονικὴν στιγμὴν  $t$  δίδονται ἀπὸ τὰς ἀκολουθούσους σχέσεις :

$$\begin{aligned} U_1 &= U_0 \cdot \eta \mu \alpha_1 & \eta & U_1 = U_0 \cdot \eta \mu \omega t \\ U_2 &= U_0 \cdot \eta \mu \alpha_2 & \eta & U_2 = U_0 \cdot \eta \mu (\omega t + \phi) \end{aligned}$$

διότι προφανῶς εἶναι  $\alpha_2 = \alpha_1 + \phi$  ἤτοι  $\alpha_2 = \omega t + \phi$ .

Ἐπειδὴ οἱ δείκται 1 καὶ 2 κινουῦνται μὲ τὴν αὐτὴν γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ , ἔπεται ὅτι ἡ γωνία  $\phi$ , ἡ ὁποία σχηματίζεται μεταξὺ τῶν δύο δεικτῶν, διατηρεῖται σταθερά. Ἄρα ἡ διαφορά φάσεως τῶν δύο τάσεων εἶναι σταθερά. Εἰς τὴν παράστασιν τῶν δύο τάσεων μὲ ἡμιτονοειδεῖς καμπύλας ἡ ἐκάστοτε γω-



Σχ. 201. Διαφορὰ φάσεως μεταξὺ δύο έναλλασσομένων τάσεων τῆς αὐτῆς συχνότητος καὶ τοῦ αὐτοῦ πλάτους.

νία  $\alpha$  ἀντιστοιχεῖ εἰς τετμημένην  $t = \alpha/\omega$ . Ἡ διαφορά φάσεως  $\phi = \omega t$  ἀντιστοιχεῖ εἰς τετμημένην  $t = \phi/\omega$ , ὅπου  $t$  εἶναι ἡ χρονικὴ διαφορά τῶν δύο έναλλασσομένων τάσεων.

Ὅμοίως δύο ἢ περισσότεραι ἐναλλασσόμεναι ἐντάσεις ἢμπορεῖ νὰ παρουσιάζουν μεταξὺ τῶν διαφορὰν φάσεως. Τέλος εἶναι δυνατὸν νὰ παρουσιασθῇ διαφορά φάσεως μεταξὺ τῆς έναλλασσομένης τάσεως καὶ τῆς έναλλασσομένης ἐντάσεως τοῦ αὐτοῦ ρεύματος.

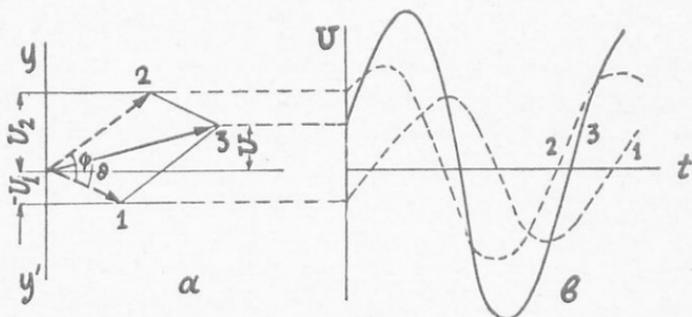
Ὅταν ἡ διαφορά φάσεως τῶν δύο έναλλασσομένων μεγεθῶν εἶναι ἴση μὲ μηδὲν ( $\phi = 0$ ), τότε λέγομεν ὅτι τὰ δύο μεγέθη εὐρίσκονται εἰς συμφωνίαν φάσεως. Ἡ διαφορά φάσεως ἐκφράζεται εἰς μοίρας, εἴτε εἰς ἀκτίνια, εἴτε εἰς κλάσμα τῆς περιόδου. Οὕτω π.χ. λέγομεν ὅτι ἡ διαφορά φάσεως εἶναι  $90^\circ$  ἢ  $T/2$  ἀκτίνια ἢ καὶ  $T/4$  δευτερόλεπτα.

173. Σύνθεσις έναλλασσομένων μεγεθῶν. — Ἄς θεωρήσωμεν δύο έναλλασσόμενα μεγέθη π.χ. δύο έναλλασσομένας φάσεις 1 καὶ 2, αἱ ὁποῖαι ἔχουν τὴν αὐτὴν συχνότητα καὶ τὸ πλάτος αὐτῶν εἶναι ἀντιστοίχως  $A_1$  καὶ  $A_2$ . Ἡ μία έναλλασσομένη τάσις παριστάνεται μὲ τὸν δείκτην 1, ἡ δὲ ἄλλη μὲ τὸν δείκτην 2 (σχ. 202). Ἡ διαφορά φάσεως τῶν δύο τάσεων δίδεται ἀπὸ τὴν γωνίαν  $\phi$ , τὴν ὁποίαν σχηματίζουν μεταξὺ τῶν οἱ δύο δείκται. Αἱ στιγμιαῖαι τάσεις εἶναι :

$$U_1 = A_1 \cdot \eta \mu \omega t \quad \text{καὶ} \quad U_2 = A_2 \cdot \eta \mu (\omega t + \phi)$$

Εἰς ἐκάστην στιγμὴν ἡ ὑπόλοιπη ἀπό τὸ ἴσον τοῦτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

μίαν συνισταμένην στιγμιαίαν τάσιν  $U$ . Αὕτη εἶναι ἡ προβολὴ τοῦ δείκτου 3 ἐπὶ τοῦ ἄξονος  $yy'$ . Ὁ δείκτης 3, δηλαδή τὸ πλάτος  $A$



Σχ. 202. Πρόσθεσις δύο ἐναλλασσομένων τάσεων τῆς αὐτῆς συχνότητος.

τῆς συνισταμένης τάσεως εἶναι τὸ γεωμετρικὸν ἄθροισμα τῶν πλατῶν τῶν δύο συνιστωσῶν τάσεων, ἥτοι εἶναι:

$$\text{πλάτος συνισταμένης τάσεως: } A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\text{ συν } \varphi}$$

Ἡ συνισταμένη στιγμιαία τάσις  $U$  εἶναι τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν δύο στιγμιαίων τάσεων, ἥτοι εἶναι:

$$\text{στιγμιαία τάσις: } U = U_1 + U_2$$

Ὁ δείκτης 3 στρέφεται μὲ τὴν γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ , μὲ τὴν ὁποίαν στρέφονται καὶ οἱ δείκται 1 καὶ 2. Οὕτω ἡ συνισταμένη ἐναλλασσομένη τάσις 3 ἔχει τὴν αὐτὴν περίοδον μὲ τὰς συνιστώσας καὶ παριστάνεται μὲ τὴν ἡμιτονοειδῆ καμπύλην 3, ἡ ὁποία εἶναι τὸ ἄθροισμα τῶν ἡμιτονοειδῶν 1 καὶ 2.

Ἡ συνισταμένη τάσις  $U$  παρουσιάζει διαφορὰν φάσεως ὡς πρὸς τὰς δύο συνιστώσας τάσεις. Καὶ ὡς πρὸς μὲν τὴν συνιστώσαν τάσιν 1 παρουσιάζει διαφορὰν φάσεως  $\theta$ , ὡς πρὸς δὲ τὴν συνιστώσαν τάσιν 2 παρουσιάζει διαφορὰν φάσεως  $\varphi - \theta$ . Ἡ διαφορὰ φάσεως  $\theta$  τῆς συνισταμένης τάσεως εὐρίσκεται εὐκόλως διὰ τῆς κατασκευῆς τοῦ Fresnel (Α' τόμ. σ. 297).

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα:

**I.** Ἐκ τῆς προσθέσεως δύο ἡμιτονοειδῶν ἐναλλασσομένων μεγεθῶν τῆς αὐτῆς συχνότητος προκύπτει ἡμιτονοειδὲς ἐναλλασσομένον μέγεθος τῆς αὐτῆς συχνότητος.

**II.** Τὸ πλάτος  $A$  τοῦ συνισταμένου ἐναλλασσομένου μεγέθους ἰσοῦται μὲ τὸ γεωμετρικὸν ἄθροισμα τῶν πλατῶν  $A_1$  καὶ  $A_2$  τῶν ἐναλλασσομένων μεγεθῶν.

**III.** Ἡ στιγμιαία τιμὴ τοῦ συνισταμένου ἐναλλασσομένου μεγέθους ἰσοῦται μὲ τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν στιγμιαίων τιμῶν τῶν ἐναλλασσομένων μεγεθῶν.

IV. Ἡ διαφορά φάσεως ( $\vartheta$ ) τοῦ συνισταμένου έναλλασσομένου μεγέθους ὡς πρὸς τὸ πρῶτον έναλλασσόμενον μέγεθος δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\epsilon\phi\theta = \frac{A_2 \cdot \eta\mu\varphi}{A_1 + A_2 \cdot \sigma\upsilon\nu\varphi}$$

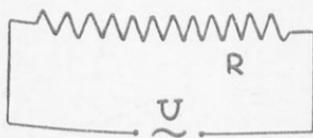
ὅπου  $\varphi$  εἶναι ἡ διαφορά φάσεως μεταξὺ τῶν δύο ἀρχικῶν έναλλασσομένων μεγεθῶν.

### ΚΥΚΛΩΜΑ ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

174. Ὁ νόμος τοῦ **Ohm** εἰς έναλλασσόμενον ρεύμα.—Ὁ νόμος τοῦ Ohm, τὸν ὁποῖον ἐγνωρίσαμεν εἰς τὸ συνεχές ρεύμα, ἰσχύει καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν κυκλώματος διαρρομένου ἀπὸ έναλλασσόμενον ρεύμα, ὑπὸ τὸν ὄρον ὅτι πρέπει νὰ ληφθοῦν ὑπ' ὄψιν αἱ συμβαίνουσαι ταχεῖαι μεταβολαὶ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Κατωτέρω θὰ ἐξετάσωμεν πῶς ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Ohm εἰς τὰς διαφόρους περιπτώσεις κυκλωμάτων έναλλασσομένου ρεύματος.

175. Κύκλωμα μεῦ μόνον ὠμικὴν ἀντίστασιν R. Ἐς θεωρήσωμεν κύκλωμα τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει μόνον ὠμικὴν ἀντίστασιν R (σχ. 203).

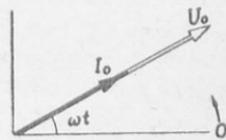
Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος τούτου ἐφαρμόζεται έναλλασσομένη τάσις  $U = U_0 \cdot \eta\mu\omega t$ . Τότε τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ρεύμα, τοῦ ὁποῖου ἡ στιγμιαία ἔντασις εἶναι:



σχ. 203. Κύκλωμα μεῦ μόνον ὠμικὴν ἀντίστασιν.

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U_0 \cdot \eta\mu\omega t}{R} \quad \eta \quad I = \frac{U_0}{R} \cdot \eta\mu\omega t$$

Ἡ ἀνωτέρω σχέσις δεικνύει ὅτι ἡ στιγμιαία ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν στιγμιαίαν τάσιν αὐτοῦ καὶ συνεπῶς ἡ τάσις καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ἔχουν πάντοτε τὴν αὐτὴν φάσιν. Ὁ δείκτης τῆς τάσεως ( $U_0$ ) καὶ ὁ δείκτης τῆς ἐντάσεως ( $I_0$ ) εὐρίσκονται ἐπὶ τῆς αὐτῆς εὐθείας, δηλαδὴ ἔχουν τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν καὶ στρέφονται μετὰ τὴν αὐτὴν γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$  (σχ. 204).



σχ. 204. Ἡ τάσις καὶ ἡ ἔντασις ἔχουν πάντοτε τὴν αὐτὴν φάσιν.

Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι:

$$I_{ev} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$$

Ἐπειδὴ ὁμοῦς εἶναι  $I = U_0/R$ , ἔχομεν:

$$I_{ev} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{R} \quad \eta\tau\omicron\iota \quad I_{ev} = \frac{U_{ev}}{R}$$

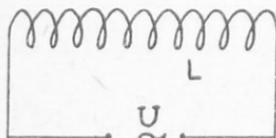
Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα:

**I.** Εἰς κύκλωμα, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει μόνον ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R$ , ἡ τάσις καὶ ἡ ἔντασις εὐρίσκονται πάντοτε εἰς συμφωνίαν φάσεως.

**II.** Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος ἰσοῦται μὲ τὸ πηλίκον τῆς ἐνεργοῦ τάσεως διὰ τῆς ὠμικῆς ἀντιστάσεως τοῦ κυκλώματος.

$$\text{ἐνεργὸς ἔντασις: } I_{ev} = \frac{U_{ev}}{R}$$

176. Κύκλωμα μὲ μόνον αὐτεπαγωγὴν  $L$ .— Ἄς θεωρήσωμεν πηνίον, τὸ ὁποῖον ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς  $L$  καὶ ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R$  ἴσην μὲ μηδὲν (σχ. 205). Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πηνίου τούτου ἐφαρμόζεται ἐναλλασσομένη τάσις  $U = U_0 \cdot \eta\mu \omega t$ . Τότε διὰ τοῦ πηνίου διέρχεται ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, τοῦ ὁποῖου ἡ ἔντασις μεταβάλλεται ἡμιτονοειδῶς μὲ συχνότητα  $\nu$ , ἴσην μὲ τὴν συχνότητα τῆς τάσεως. Αἱ ταχέαι ὅμως μεταβολαὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος δημιουργοῦν συνεχῶς ἐντὸς τοῦ πηνίου ἡλεκτρογενετικὴν δύναμιν ἐξ αὐτεπαγωγῆς αὐτῆ, σύμφωνα μὲ τὸν κανόνα τοῦ Lenz, ἔχει φορὰν ἀντίθετον πρὸς τὴν φορὰν τῆς ἐκάστοτε στιγμιαίας τάσεως τοῦ ρεύματος.



Σχ. 205. Κύκλωμα μὲ μόνον αὐτεπαγωγὴν.

Όταν λοιπὸν ἡ τάσις  $U$  τοῦ ρεύματος ἐλαττωμένη συνεχῶς λάβῃ τὴν τιμὴν μηδέν, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, ἡ ὁποία ἐν τῷ μεταξὺ ἔλαβε τὴν μεγίστην τιμὴν τῆς, δὲν λαμβάνει καὶ αὐτὴ τὴν τιμὴν μηδέν συγχρόνως μὲ τὴν τάσιν, ἀλλὰ τείνουσα νὰ διατηρήσῃ τὴν τιμὴν τῆς σταθερὰν ἀντλεῖ τὴν ἀπαιτούμενην ἐνέργειαν ἀπὸ τὴν ἐνέργειαν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ πηνίου. Οὕτω ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος δὲν μηδενίζεται τὴν στιγμὴν κατὰ τὴν ὁποίαν μηδενίζεται ἡ τάσις, ἀλλὰ μετὰ παρέλευσιν χρόνου ἴσου μὲ ἓνα τέταρτον τῆς περιόδου ( $\tau = T/4$ ). Ἄρα ἡ φάσις τῆς ἐντάσεως ὑστερεῖ ὡς πρὸς τὴν φάσιν τῆς τάσεως κατὰ  $90^\circ$ , δηλαδὴ μεταξὺ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος παρουσιάζεται διαφορά φάσεως  $\phi = 90^\circ$ . Οὕτω ἡ στιγμιαία ἔντασις τοῦ ρεύματος δίδεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:

$$I = I_0 \cdot \eta\mu(\omega t - 90^\circ)$$

Ἐντὸς τοῦ πηνίου ἀναπτύσσεται εἰς ἐκάστην στιγμὴν ἡλεκτρογενετικὴ δύναμις ἐξ αὐτεπαγωγῆς, ἡ ὁποία εἶναι ἀντίθετος πρὸς τὴν τάσιν τοῦ ρεύματος. Οὕτω ἡ αὐτεπαγωγὴ τοῦ πηνίου παίζει τὴν ρόλον ἀντιστάσεως, ἡ ὁποία καλεῖται **ἐπαγωγικὴ ἀντίστασις ( $R_L$ )** καὶ εὐρίσκεται ὅτι εἶναι:

$$R_L = L \cdot \omega$$

Τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως ( $I_0$ ) καθορίζεται εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἀπὸ τὸν νόμον τοῦ Ohm:

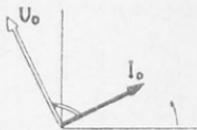
$$I_0 = \frac{U_0}{R_L} \quad \text{ἢτοι} \quad I_0 = \frac{U_0}{L \cdot \omega}$$

Εἰς τὴν ἀννοσηματικὴν παρίστασιν τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως ὁ δείκτης τῆς τάσεως ( $U_0$ ) προηγείται τοῦ δείκτη τῆς ἐντάσεως ( $I_0$ ) κατὰ γωνίαν  $90^\circ$  (σχ. 206). Οἱ δύο ὁμως δείκται στρέφονται μὲ τὴν αὐτὴν γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ . Ἡ ἐνεργὸς ἐντασις τοῦ ρεύματος εἶναι:

$$I_{ev} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$$

Ἐπειδὴ ὁμως εἶναι  $I_0 = U_0/R_L$ , ἔχομεν:

$$I_{ev} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{R_L} \quad \text{ἢτοι} \quad I_{ev} = \frac{U_{ev}}{R_L}$$



Σχ. 206. Τὸ πηνίον προκαλεῖ διαφορὰν φάσεως  $90^\circ$  μεταξύ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως.

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα:

**I** *Εἰς κύκλωμα, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει μόνον αὐτεπαγωγὴν  $L$ , ἡ φάσις τῆς ἐντάσεως ὕστερον ὡς πρὸς τὴν φάσιν τῆς τάσεως κατὰ γωνίαν  $\varphi = 90^\circ$ .*

$$\text{στιγμιαία τάσις: } U = U_0 \cdot \eta\mu \omega t$$

$$\text{στιγμιαία ἐντασις: } I = I_0 \cdot \eta\mu \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right)$$

**II.** *Ἡ αὐτεπαγωγὴ  $L$  δημιουργεῖ εἰς τὸ κύκλωμα τὴν ἐπαγωγικὴν ἀντίστασιν  $R_L$ .*

$$\text{ἐπαγωγικὴ ἀντίστασις: } R_L = L \cdot \omega$$

**III.** *Ἡ ἐνεργὸς ἐντασις τοῦ ρεύματος ἰσοῦται μὲ τὸ πηλίκον τῆς ἐνεργοῦς τάσεως διὰ τῆς ἐπαγωγικῆς ἀντιστάσεως.*

$$\text{ἐνεργὸς ἐντασις: } I_{ev} = \frac{U_{ev}}{R_L} = \frac{U_{ev}}{L \cdot \omega}$$

Ἡ ἐπαγωγικὴ ἀντίστασις μετρεῖται εἰς Ohm.

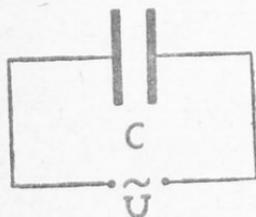
**Παράδειγμα.** Πηνίον ἔχει ὀντελεστήν αὐτεπαγωγῆς  $L = 0,1$  H καὶ διαρρέεται ἀπὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα συχνότητος  $\nu = 50$  Hz. Τὸ πηνίον τοῦτο ἔχει ἐπαγωγικὴν ἀντίστασιν:

$$R_L = L \cdot \omega = L \cdot 2\pi\nu \quad \text{ἢτοι} \quad R_L = 0,1 \cdot 314 = 31,4 \text{ } \Omega$$

**177. Κύκλωμα μὲ μόνον χωρητικότητα  $C$ .** — Ἐὰν θεωρήσωμεν πυκνωτὴν, ὁ ὁποῖος ἔχει χωρητικότητα  $C$  (σχ. 207). Ἐὰν εἰς τοὺς ὀπισμοὺς του ἐφαρμόζεται συνεχὴς τάσις  $U$ , τότε τὸ κύκλωμα δὲν διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, διότι ὁ πυκνωτὴς ἀποτελεῖ διακοπὴν τοῦ κυκλώματος. Ἐὰν ὁμως εἰς τοὺς ὀπισμοὺς τοῦ πυκνωτοῦ ἐφαρμόζεται ἐναλλασσομένη τάσις  $U = U_0 \cdot \eta\mu \omega t$ , τότε διὰ τοῦ κυκλώματος διέρχεται ἐναλλασσόμενον ρεῦμα. Τὸ ρεῦμα τοῦτο ἐξηγεῖται ὡς ἑξῆς:

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

Μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ δημιουργεῖται ἑναλλασσομένη τάσις τῆς αὐτῆς συχνότητος μετὰ τὴν συχνότητα τοῦ ρεύματος. Αὐτὴ ὅμως ἡ ἑναλλαγή τῆς τάσεως μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν προκύπτει ἐκ τῆς παλινδρομικῆς κινήσεως



Σχ. 207. Κύκλωμα με μόνον χωρητικότητα.

φορτίων ἐντὸς τοῦ κυκλώματος διὰ τὴν φόρτισιν τῶν ὀπλισμῶν. Μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν δὲν συμβαίνει καμμία κίνησις φορτίων εἰς τὸν χῶρον τοῦτον δημιουργεῖται ἕνα ἡμιτονοειδῶς ἑναλλασσόμενον ἤλεκτρικὸν πεδίου. Εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ συνεχοῦς ρεύματος ὁ πυκνωτὴς παρουσιάζει ἀπείρως μεγάλην ἀντίστασιν καὶ διὰ τοῦτο προκαλεῖ διακοπὴν τοῦ κυκλώματος. Ἀντιθέτως εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ ἑναλλασσομένου ρεύματος ὁ πυκνωτὴς παρουσιάζει ἀντίστασιν, ἡ ὁποία καλεῖται **χωρητικὴ ἀντί-**

**στασις** ( $R_c$ ) καὶ εὐρίσκεται ὅτι εἶναι :

$$R_c = \frac{1}{C \cdot \omega}$$

Ἐνεκα τῆς χωρητικῆς ἀντιστάσεως ἡ φάσις τῆς ἐντάσεως προηγεῖται ὡς πρὸς τὴν φάσιν τῆς τάσεως κατὰ  $90^\circ$ , δηλαδὴ μεταξὺ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος παρουσιάζεται διαφορά φάσεως  $\phi = 90^\circ$ . Οὕτω ἡ στιγμιαία ἔντασις τοῦ ρεύματος δίδεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν :

$$I = I_0 \cdot \eta\mu(\omega t + 90^\circ)$$

Τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως ( $I_0$ ) καθορίζεται εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἀπὸ τὸν νόμον τοῦ Ohm :

$$I_0 = \frac{U_0}{R_c} \quad \text{ἤτοι} \quad I_0 = \frac{U_0}{1/C \cdot \omega}$$

Εἰς τὴν ἀνυσματικὴν παράστασιν τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως ὁ δείκτης τῆς ἐντάσεως ( $I_0$ ) προηγεῖται τοῦ δείκτη τῆς τάσεως ( $U_0$ ) κατὰ γωνίαν  $90^\circ$  (σχ. 207α). Οἱ δύο ὅμως δείκται στρέφονται μετὰ τὴν αὐτὴν γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ . Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι :

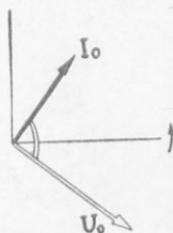
$$I_{ev} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$$

Ἐπειδὴ ὅμως εἶναι  $I_0 = U_0/R_c$ , ἔχομεν :

$$I_{ev} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{R_c} \quad \text{ἤτοι} \quad I_{ev} = \frac{U_{ev}}{R_c}$$

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα :

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς



Σχ. 207α. Ὁ πυκνωτὴς προκαλεῖ διαφορὰν φάσεως  $90^\circ$  μεταξὺ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως.

I. *Είς κύκλωμα, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει μόνον χωρητικότητα C, ἡ φάσις τῆς ἔντασεως προηγείται ὡς πρὸς τὴν φάσιν τῆς τάσεως κατὰ γωνίαν  $\varphi = 90^\circ$ .*

$$\text{στιγμιαία τάσις: } U = U_0 \cdot \eta\mu \omega t$$

$$\text{στιγμιαία ἔντασις: } I = I_0 \cdot \eta\mu \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right)$$

II. *Ἡ χωρητικότης C δημιουργεῖ εἰς τὸ κύκλωμα τὴν χωρητικὴν ἀντίστασιν  $R_C$ .*

$$\text{χωρητικὴ ἀντίστασις: } R_C = \frac{1}{C \cdot \omega}$$

III. *Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος ἰσοῦται μὲ τὸ πηλίκον τῆς ἐνεργοῦ τάσεως διὰ τῆς χωρητικῆς ἀντιστάσεως.*

$$\text{ἐνεργὸς ἔντασις: } I_{\text{Εν}} = \frac{U_{\text{Εν}}}{R_C} = U_{\text{Εν}} \cdot C \cdot \omega$$

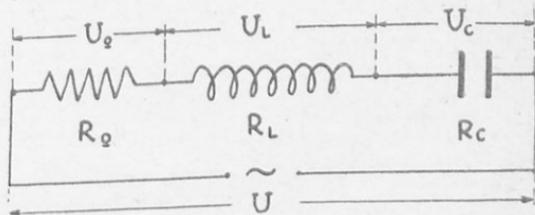
Ἡ χωρητικὴ ἀντίστασις μετρεῖται εἰς Ohm.

**Παράδειγμα.** Πυκνωτὴς ἔχει χωρητικότητα  $C = 10 \mu\text{F}$ . Ἄν ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι  $\nu = 50 \text{ Hz}$ , τότε ὁ πυκνωτὴς οὗτος ἔχει χωρητικὴν ἀντίστασιν:

$$R_C = \frac{1}{C \cdot \omega} = \frac{1}{C \cdot 2\pi\nu} \quad \text{ἤτοι} \quad R_C = \frac{1}{10^{-6} \cdot 314} = \frac{10^6}{314} = 318,5 \Omega$$

178. Ὁ νόμος τοῦ **Ohm** διὰ κύκλωμα ἐναλλασσομένου ρεύματος. — Ἄς θεωρήσωμεν τὴν γενικὴν περίπτωσιν ἑνὸς κυκλώματος, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει ὀμικρὴν ἀντίστασιν  $R_\Omega$ , πηνίον ἔχον συντελεστὴν

αὐτεπαγωγῆς  $L$ , καὶ πυκνωτὴν χωρητικότητος  $C$  (σχ. 208). Τὸ πηνίον ἔχει ἀσήμαντον ὀμικρὴν ἀντίστασιν. Ἡ ὀμικρὴ ἀντίστασις, τὸ πηνίον καὶ ὁ πυκνωτὴς συνδέονται κατὰ σειράν. Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος ἐφαρμόζεται ἐναλλασσομένη τάσις  $U = U_0 \cdot \eta\mu \omega t$ . Εἰς κάθε στιγμὴν ἐπὶ τῆς ὀμικρῆς ἀντιστάσεως  $R_\Omega$  ἐφαρμόζεται μία τάσις, ἡ ὁποία λαμβάνει τὴν μεγίστην τιμὴν τῆς  $U_\Omega$  (ὀμικρὴ συνιστώσα), ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος λαμβάνῃ τὴν



Σχ. 208. Κύκλωμα μὲ ὀμικρὴν ἀντίστασιν, αὐτεπαγωγὴν καὶ χωρητικότητα κατὰ σειράν.

μεγίστην τιμὴν  $I_0$ . Ἄρα:

Ὅμοιως εἰς κάθε στιγμήν ἐπὶ τῆς ἐπαγωγικῆς ἀντιστάσεως  $R_L = L \cdot \omega$  ἐφαρμόζεται μία τάσις· αὕτη λαμβάνει τὴν μέγιστην τιμὴν τῆς  $U_L$  (ἐπαγωγικὴ συνιστώσα), ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος λαμβάνῃ τὴν μέγιστην τιμὴν  $I_0$ . Ἄρα:

$$\text{ἐπαγωγικὴ συνιστώσα: } U_L = I_0 \cdot R_L \quad \eta \quad U_L = I_0 \cdot L \cdot \omega$$

Τέλος ἐπὶ τῆς χωρητικῆς ἀντιστάσεως  $R_C = \frac{1}{C \cdot \omega}$  ἐφαρμόζεται εἰς κάθε στιγμήν τάσις, ἡ ὁποία λαμβάνει τὴν μέγιστην τιμὴν τῆς  $U_C$  (χωρητικὴ συνιστώσα), ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος λαμβάνῃ τὴν μέγιστην τιμὴν  $I_0$ . Ἄρα:

$$\text{χωρητικὴ συνιστώσα: } U_C = I_0 \cdot R_C \quad \eta \quad U_C = \frac{I_0}{C \cdot \omega}$$

Αἱ συνιστώσαι τάσεις  $U_L$  καὶ  $U_C$  εἶναι κάθετοι πρὸς τὴν συνιστώσαν τάσιν  $U_R$  (σχ. 209)· ἡ φορὰ ὁμως τῆς ἐπαγωγῆς συνιστώσεως  $U_L$  εἶναι ἀντίθετος πρὸς τὴν φορὰν τῆς χωρητικῆς συνιστώσεως  $U_C$ . Ἡ συνισταμένη τῶν τριῶν συνιστωσῶν τάσεων  $U_R$ ,  $U_L$  καὶ  $U_C$  εἶναι τὸ πλάτος τῆς τάσεως  $U_0$ · τοῦτο εὐρίσκεται ὅτι εἶναι:

$$U_0 = \sqrt{U_R^2 + (U_L - U_C)^2} \quad \eta$$

$$U_0 = I_0 \cdot \sqrt{R_0^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$$

Εἰς τὴν τελευταίαν σχέσιν ἡ παράστασις:

$$Z = \sqrt{R_0^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$$

Σχ. 209. Τὸ πλάτος τῆς τάσεως  $U_0$  εἶναι ἡ συνισταμένη τῶν τριῶν συνιστωσῶν τάσεων  $U_R$ ,  $U_L$  καὶ  $U_C$ .

ἐκφράζει τὴν ἀντίστασιν τοῦ κυκλώματος καὶ καλεῖται **σύνθετος ἀντίστασις** ( $Z$ ) τοῦ κυκλώματος. Ἡ σχηματιζομένη γωνία  $\phi$  εἶναι ἡ διαφορὰ φάσεως μεταξὺ ἐντάσεως καὶ τάσεως, προσδιορίζεται δὲ ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\epsilon\phi\phi = \frac{U_L - U_C}{U_R} \quad \eta \quad \epsilon\phi\phi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R_0}$$

Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ φάσις τῆς ἐντάσεως ὑστερεῖ ὡς πρὸς τὴν φάσιν τῆς τάσεως καὶ συνεπῶς ἡ στιγμιαία ἔντασις τοῦ ρεύματος δίδεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:

$$I = I_0 \cdot \eta\mu(\omega t - \phi)$$

Τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως ( $I_0$ ) καθορίζεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$I_0 = \frac{U_0}{Z} \quad \eta\tau\omicron\iota \quad I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R_0^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι:  $I_{ev} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$ . Ἐπειδὴ ὁμοῦς εἶναι  $I_0 = U_0/Z$ , ἔχομεν:

$$I_{ev} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{Z}, \quad \text{ἤτοι} \quad I_{ev} = \frac{U_{ev}}{Z}$$

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα:

**I. Εἰς κύκλωμα, εἰς τὸ ὁποῖον συνδέονται κατὰ σειρὰν ὠμικὴ, ἐπαγωγικὴ καὶ χωρητικὴ ἀντίστασις, ἢ φάσις τῆς ἐντάσεως διὰ φέρει τῆς φάσεως τῆς τάσεως κατὰ γωνίαν  $\varphi$ , ἢ ὁποῖα προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:**

$$\text{διαφορὰ φάσεως:} \quad \text{εφ } \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R_\Omega}$$

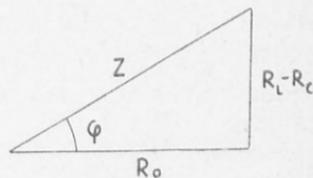
**II. Ἡ ὠμικὴ, ἡ ἐπαγωγικὴ καὶ ἡ χωρητικὴ ἀντίστασις δημιουργοῦν εἰς τὸ κύκλωμα τὴν σύνθετον ἀντίστασιν  $Z$ .**

$$\text{σύνθετος ἀντίστασις:} \quad Z = \sqrt{R_\Omega^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$$

**III. Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος ἰσοῦται μὲ τὸ πηλίκον τῆς ἐνεργοῦ τάσεως διὰ τῆς συνθέτου ἀντιστάσεως.**

$$\text{ἐνεργὸς ἔντασις:} \quad I_{ev} = \frac{U_{ev}}{Z} = \frac{U_{ev}}{\sqrt{R_\Omega^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν  $Z = \sqrt{R_\Omega^2 + (L\omega - 1/C\omega)^2}$  παρατηροῦμεν ὅτι ἡμποροῦμε νὰ θεωρήσωμεν τὴν σύνθετον ἀντίστασιν  $Z$  ὡς ὑποτείνουσαν ὀρθογωνίου τριγώνου, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ μὲν μία κάθετος πλευρὰ εἶναι ἴση μὲ τὴν ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R_\Omega$ , ἡ δὲ ἄλλη κάθετος πλευρὰ εἶναι ἴση μὲ τὴν διαφορὰν τῶν δύο ἄλλων ἀντιστάσεων  $R_L - R_C$  (σχ. 210). Τότε ἡ γωνία  $\varphi$  τοῦ τριγώνου παριστᾷ τὴν διαφορὰν φάσεως, διότι εἶναι:



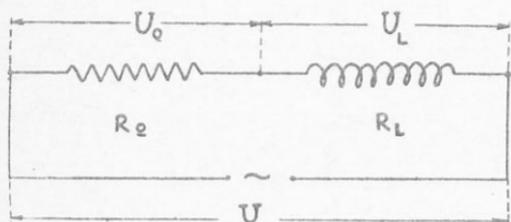
Σχ. 210. Ὑπολογισμὸς τῆς συνθέτου ἀντιστάσεως  $Z$  καὶ τῆς διαφορᾶς φάσεως  $\varphi$ .

$$\text{εφ } \varphi = \frac{R_L - R_C}{R_\Omega} \quad \text{ἢ} \quad \text{εφ } \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R_\Omega}$$

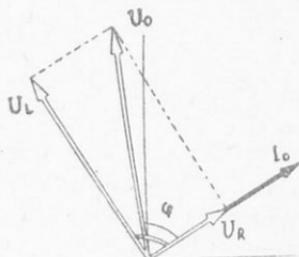
179. Μερικαὶ περιπτώσεις.—Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις τῆς ἀνωτέρω γεννιᾶς  $\times$  ἢ  $\varphi$  περιπτώσεως συνάγονται αἱ ἀκόλουθοι μερικαὶ περιπτώσεις.

α) **Κύκλωμα μὲ ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R_\Omega$  καὶ ἀδιεπαγωγὴν  $L$  κατὰ σει-**

**ράν.** — Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ κύκλωμα περιλαμβάνει κατὰ σειράν τὴν ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R_{\Omega}$  καὶ τὸ πηνίον, τὸ ὁποῖον ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς



Σχ. 211. Κύκλωμα με ὠμικὴν ἀντίστασιν καὶ αὐτεπαγωγὴν κατὰ σειράν.



Σχ. 212. Διαφορὰ φάσεως  $\phi$  μεταξὺ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως.

$L$  (σχ. 211). Χωρητικὴ ἀντίστασις δὲν ὑπάρχει ( $R_C = 0$ ) καὶ συνεπῶς ἡ συνθήκη τῶν ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος εἶναι :

$$Z = \sqrt{R_{\Omega}^2 + R_L^2} \quad \eta \quad \boxed{Z = \sqrt{R_{\Omega}^2 + (L\omega)^2}}$$

Ἡ διαφορὰ φάσεως μεταξὺ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος καὶ τῆς τάσεως θὰ εἶναι :

$$\epsilon\phi \phi = \frac{R_L}{R_{\Omega}} \quad \eta \quad \boxed{\epsilon\phi \phi = \frac{L\omega}{R_{\Omega}}}$$

Ἡ φάσις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ὕστερὴ ὡς πρὸς τὴν φάσιν τῆς τάσεως κατὰ γωνίαν  $\phi$  (σχ. 212) συνεπῶς ἰσχύουν τότε αἱ ἀκόλουθοι σχέσεις :

$$\begin{array}{l} \text{στιγμαία τάσις: } U = U_0 \cdot \eta\mu \omega t \\ \text{στιγμαία ἔντασις: } I = I_0 \cdot \eta\mu (\omega t - \phi) \end{array}$$

Τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως ( $I_0$ ) τοῦ ρεύματος καὶ ἡ ἐνεργὸς ἔντασις ( $I_{ev}$ ) αὐτοῦ προσδιορίζονται ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις :

$$I_0 = \frac{U_0}{Z} \quad \text{καὶ} \quad I_{ev} = \frac{U_{ev}}{Z}$$

ἥτοι

$$\boxed{I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R_{\Omega}^2 + (L\omega)^2}}} \quad \text{καὶ} \quad \boxed{I_{ev} = \frac{U_{ev}}{\sqrt{R_{\Omega}^2 + (L\omega)^2}}}$$

**β) Κύκλωμα με ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R_{\Omega}$  καὶ χωρητικότητα  $C$  κατὰ σειράν.** — Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ κύκλωμα περιλαμβάνει κατὰ σειράν τὴν ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R_{\Omega}$  καὶ τὸν πυκνωτὴν, ὁ ὁποῖος ἔχει χωρητικότητα  $C$  (σχ. 213).

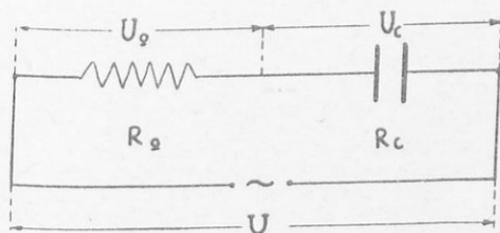
Ἐπαγωγικὴ ἀντίστασις δὲν ὑπάρχει ( $R_L = 0$ ) καὶ συνεπῶς ἡ σύνθετος ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος εἶναι:

$$Z = \sqrt{R_{\Omega}^2 + R_C^2} \quad \eta \quad \boxed{Z = \sqrt{R_{\Omega}^2 + (1/C\omega)^2}}$$

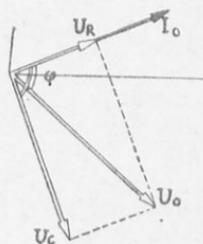
Ἡ διαφορὰ φάσεως μεταξὺ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος καὶ τῆς τάσεως θὰ εἶναι:

$$\epsilon\phi\phi = \frac{R_C}{R_{\Omega}} \quad \eta \quad \boxed{\epsilon\phi\phi = \frac{1/C\omega}{R_{\Omega}} = \frac{1}{R_{\Omega} \cdot C\omega}}$$

Ἡ φάσις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος προηγεῖται ὡς πρὸς τὴν φάσιν τῆς



Σχ. 213. Κύκλωμα με ὀμικὴν ἀντίστασιν καὶ χωρητικότητα κατὰ σειράν.



Σχ. 214. Διαφορὰ φάσεως φ μεταξὺ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως.

τάσεως κατὰ γωνίαν  $\phi$  (σχ. 214)· συνεπῶς ἰσχύουν τότε αἱ ἀκόλουθοι σχέσεις:

$$\begin{array}{l} \text{στιγμιαία τάσις: } U = U_0 \cdot \eta\mu \omega t \\ \text{στιγμιαία ἐντασις: } I = I_0 \cdot \eta\mu(\omega t + \phi) \end{array}$$

Τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως ( $I_0$ ) τοῦ ρεύματος καὶ ἡ ἐνεργὸς ἐντασις ( $I_{ev}$ ) αὐτοῦ προσδιορίζονται ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις:

$$I_0 = \frac{U_0}{Z} \quad \text{καὶ} \quad I_{ev} = \frac{U_{ev}}{Z}$$

ἤτοι

$$\boxed{I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R_{\Omega}^2 + (1/C\omega)^2}}} \quad \text{καὶ} \quad \boxed{I_{ev} = \frac{U_{ev}}{\sqrt{R_{\Omega}^2 + (1/C\omega)^2}}}$$

180. Διερεύνησις τοῦ τύπου  $\epsilon\phi\phi = \frac{L\omega - 1/C\omega}{R_{\Omega}}$ .— Ἀπὸ τὸν τύπον

τοῦτον συνάγεται ὅτι ἡ διαφορὰ φάσεως  $\phi$  δύναται νὰ λάβῃ διαφόρους τιμὰς ἀναλόγως τῶν τιμῶν, τὰς ὁποίας ἔχουν τὰ μεγέθη  $L$ ,  $C$ ,  $R_{\Omega}$  καὶ  $\omega$ . Οὕτω:

α) Ἐάν εἶναι  $L\omega > \frac{1}{C\omega}$ , τότε ἡ γωνία  $\phi$  ἔχει θετικὴν τιμὴν ( $\phi > 0$ ).

β) Ἐὰν εἶναι  $L\omega < \frac{1}{C\omega}$ , τότε ἡ γωνία  $\phi$  ἔχει ἀρνητικὴν τιμὴν ( $\phi < 0$ ).

γ) Ἐὰν εἶναι  $L\omega = \frac{1}{C\omega}$ , τότε ἡ γωνία  $\phi$  εἶναι ἴση μὲ μηδέν ( $\phi = 0$ ).

181. **Συντονισμός.** — Εἰς ἓνα κύκλωμα, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει κατὰ σειρὰν ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R_\Omega$ , ἀπτεπαγωγὴν  $L$  καὶ χωρητικότητα  $C$  (σχ. 208), ἡ σύνθετος ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος εἶναι :

$$Z = \sqrt{R_\Omega^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$$

Ἀπὸ τὸν τύπον τοῦτον φαίνεται ὅτι ἡ σύνθετος ἀντίστασις  $Z$  τοῦ κυκλώματος εἶναι πάντοτε μεγαλύτερα ἀπὸ τὴν ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R_\Omega$ . Ἡ σύνθετος ἀντίστασις λαμβάνει τὴν ἐλαχίστην τιμὴν τῆς  $Z = R_\Omega$ , ὅταν ἡ ἐπαγωγική ἀντίστασις γίνῃ ἴση μὲ τὴν χωρητικὴν ἀντίστασιν, δηλαδὴ ὅταν εἶναι :

$$L\omega = \frac{1}{C\omega} \quad \eta \quad L\omega - \frac{1}{C\omega} = 0 \quad (1)$$

Τοῦτο συμβαίνει, ἂν ἡ κυκλικὴ συχνότης  $\omega$  τοῦ ρεύματος ἔχη μίαν ὠρισμένην τιμὴν ἀπὸ τὴν τελευταίαν σχέσιν εὐρίσκομεν ὅτι ἡ κυκλικὴ συχνότης πρέπει νὰ ἔχη τὴν τιμὴν :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2)$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ μὲν ἐνεργὸς ἔντασις ἔχει τὴν μεγίστην τιμὴν τῆς :

$$I_{ev} = \frac{U_{ev}}{R_\Omega}$$

ἡ δὲ διαφορὰ φάσεως τῆς ἐντάσεως ὡς πρὸς τὴν τάσιν γίνεται ἴση μὲ μηδέν ( $\phi = 0$ ) δηλαδὴ τότε ἡ ἔντασις καὶ ἡ τάσις τοῦ ρεύματος εὐρίσκονται πάντοτε εἰς συμφωνίαν φάσεως. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **συντονισμός**. Ἡ κυκλικὴ συχνότης, εἰς τὴν ὁποίαν ἐπιτυγχάνεται ὁ συντονισμός, καλεῖται **ἴδια κυκλικὴ συχνότης** ( $\omega_0$ ) τοῦ κυκλώματος. Ἡ περίοδος καὶ ἡ συχνότης, αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν εἰς τὴν ἴδιαν κυκλικὴν συχνότητα, καλοῦνται ἀντιστοίχως **ἴδιοπερίοδος** ( $T_0$ ) καὶ **ἴδιοσυχνότης** ( $\nu_0$ ) τοῦ κυκλώματος. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα :

**I. Εἰς κύκλωμα, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει ἐν σειρᾷ ὠμικὴν, ἐπαγωγικὴν καὶ χωρητικὴν ἀντίστασιν, ὑπάρχει συντονισμός, ὅταν ἡ κυκλικὴ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι ἴση μὲ τὴν ἴδιαν κυκλικὴν συχνότητα ( $\omega_0$ ) τοῦ κυκλώματος.**

$$\text{ἴδια κυκλικὴ συχνότης κυκλώματος: } \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

## II. Κατά τὸν συντονισμόν ἢ ἰδιοπερίοδος καὶ ἡ ἰδιοσυχνότης τοῦ κυκλώματος εἶναι :

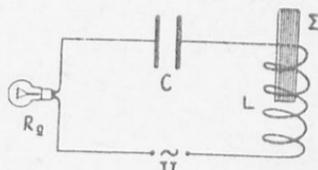
$$\text{ἰδιοπερίοδος κυκλώματος : } T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad \text{ἢ} \quad T_0 = 2\pi\sqrt{L \cdot C}$$

$$\text{ἰδιοσυχνότης κυκλώματος : } \nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \quad \text{ἢ} \quad \nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}}$$

Ὅταν εἰς τὸ κύκλωμα ὑπάρχῃ συντονισμός, τότε τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως  $I_0$  ἔχει τὴν μέγιστήν τιμὴν του, διότι εἶναι :

$$I_{ev} = \frac{U_{ev}}{R_{\Omega}} \quad \text{ἢ} \quad \frac{I_0}{\sqrt{2}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{R_{\Omega}} \quad \text{ἄρα} \quad I_0 = \frac{U_0}{R_{\Omega}}$$

Ἐάν εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ κύκλωμα δὲν ἔχῃ ὠμικὴν ἀντίστασιν ( $R_{\Omega} = 0$ ), τότε τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως γίνεται ἄπειρον ( $I_0 = \infty$ ). Τὴν ἐξάρτησιν τοῦ πλάτους τῆς ἐντάσεως ἀπὸ τὴν τιμὴν τῆς παραστάσεως  $L\omega - 1/C\omega$  δεικνύομεν πειραματικῶς μετὰ τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 215. Τὸ κύκλωμα τροφοδοτεῖται μετὰ ἐναλλασσομένην τάσιν, ἔχουσαν σταθερὰν κυκλικὴν συχνότητα  $\omega$ . Ἡ ὠμικὴ ἀντίστασις  $R_{\Omega}$  (δηλαδή ἡ ἀντίστασις τοῦ λαμπτήρος) καὶ ἡ χωρητικότης  $C$  τοῦ πυκνωτοῦ διατηροῦνται σταθερά. Εἰσαγομέν βραδέως ἐντὸς τοῦ πηνίου πυρῆνα ἐκ μαλακοῦ αἰθήρου. Τότε προκαλοῦμεν μεταβολὴν τοῦ συντελεστοῦ ἀυτεπαγωγῆς  $L$  τοῦ πηνίου. Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς μίαν ὥρισμένην θέσιν τοῦ πυρῆνος ὁ λαμπτήρ φωτοβολεῖ πολὺ ἐντονώτερον παρὰ εἰς οἰανδήποτε ἄλλην θέσιν τοῦ πυρῆνος. Εἰς τὴν θέσιν αὐτὴν ἡ συνθήκη ἀντίστασις ἔχει τὴν ἐλαχίστην τιμὴν τῆς καὶ συνεπῶς ἰσχύει ἡ συνθήκη τοῦ συντονισμοῦ:  $L\omega = \frac{1}{C\omega}$ .



Σχ. 215. Ἐξάρτησις τοῦ πλάτους τῆς ἐντάσεως ἀπὸ τὴν τιμὴν τῆς παραστάσεως  $L\omega - 1/C\omega$ .

182. Μέση ἰσχύς ἐναλλασσομένου ρεύματος.— Ἄς θεωρήσωμεν ἓνα κύκλωμα, εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ὁποίου ἐφαρμόζεται ἡ ἐναλλασσομένη τάσις :

$$U = U_0 \cdot \eta \mu \omega t \quad (1)$$

Τὸ κύκλωμα διαρρέεται τότε ἀπὸ ρεῦμα, τοῦ ὁποίου ἡ στιγμιαία ἔντασις εἶναι :

$$I = I_0 \cdot \eta \mu (\omega t - \phi) \quad (2)$$

ὅπου  $\phi$  εἶναι ἡ διαφορὰ φάσεως τῆς ἐντάσεως ὡς πρὸς τὴν τάσιν. Ἡ τιμὴ τῆς διαφορᾶς φάσεως  $\phi$  ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὰς ἰδιότητες τοῦ κυκλώματος. Ἐάν τοῦτο περιλαμβάνῃ μόνον ὠμικὴν ἀντίστασιν, τότε εἶναι  $\phi = 0$ . Ἐάν περιλαμβάνῃ μόνον ἐπαγωγικὴν ἢ χωρητικὴν ἀντίστασιν, τότε εἶναι  $\phi = \pm 90^\circ$ . Ἐάν ὅμως τὸ κύκλωμα περιλαμβάνῃ διάφορα εἶδη ἀντιστάσεων, τότε ἡ διαφορὰ φάσεως  $\phi$  ἔχει οἰανδήποτε ἄλλην τιμὴν. Εἰς τὸ συνεχές ρεῦμα ἢ ἰσχύς, ἡ ὁποία παρέχεται εἰς τὸ κύκλωμα, εἶναι :

$$P = U \cdot I$$

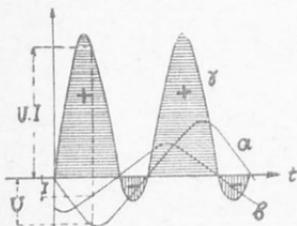
ὅπου  $U$  καὶ  $I$  εἶναι σταθερά. Ἀλλὰ εἰς τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ἡ τάσις καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος συνεχῶς μεταβάλλονται. Ἡ κατὰ μίαν χρονικὴν στιγμὴν

προσφερομένη εἰς τὸ κύκλωμα ἰσχύς (P), ἰσοῦται προφανῶς μὲ τὸ γινόμενον τῆς στιγμιαίας τάσεως (U) ἐπὶ τὴν στιγμιαίαν ἔντασιν (I), ἥτοι εἶναι :

$$P_t = U \cdot I = U_0 \cdot \eta \mu \omega t \cdot I_0 \cdot \eta \mu (\omega t - \phi).$$

$$\text{ἢ} \quad P_t = U_0 I_0 \cdot \eta \mu \omega t \cdot \eta \mu (\omega t - \phi) \quad (3)$$

Ἐὰν παραστήσωμεν γραφικῶς τὰς ἐξισώσεις (1), (2) καὶ (3), λαμβάνομεν τὰς καμπύλας α, β καὶ γ τοῦ σχήματος 216. Ἡ καμπύλη γ



Σχ. 216. Γραφικὴ παράστασις τῶν ἐξισώσεων τῆς τάσεως (α), τῆς ἐντάσεως (β), τῆς ἰσχύος (γ) τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος.

παριστᾷ εἰς ἐκάστην στιγμὴν τὴν τιμὴν τοῦ γινομένου τῆς στιγμιαίας τάσεως U ἐπὶ τὴν στιγμιαίαν ἔντασιν I, ἥτοι παριστᾷ τὴν ἰσχύον P. Ἡ ἰσχύς UI εἶναι *θετικὴ* κατὰ τὰς χρονικὰς στιγμὰς, κατὰ τὰς ὁποίας αἱ τιμαὶ τῶν U καὶ I εἶναι ὁμόσημοι· τότε τὸ κύκλωμα *προσλαμβάνει ἐνέργειαν* ἀπὸ τὴν γεννήτριαν. Ἀντιθέτως ἡ ἰσχύς εἶναι *ἀρνητικὴ* κατὰ τὰς χρονικὰς στιγμὰς, κατὰ τὰς ὁποίας αἱ τιμαὶ τῶν U καὶ I εἶναι ἐτερόσημοι· τότε τὸ κύκλωμα *ἀποδίδει ἐνέργειαν* εἰς τὴν γεννήτριαν. Ἀυτὴ ἡ ἀποδιδόμενη ἐνέργεια λαμβάνεται ἀπὸ τὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία εἶναι ἀποταμιευμένη εἰς τὰ ἠλεκτρικὰ καὶ μαγνητικὰ πεδία, τὰ ὁποία σχηματίζουν οἱ πυκνωταὶ καὶ τὰ πηνία τοῦ κυκλώματος. Ἐντὸς μιᾶς περιόδου T *προσλαμβάνει* τὸ κύκλωμα ἐνέργειαν W, ἡ ὁποία εὐρίσκεται ὅτι εἶναι :

$$W = \frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot \text{συν} \phi \cdot T$$

Ἐπομένως κατὰ τὴν διάρκειαν μιᾶς περιόδου *ἡ μέση ἰσχύς* (P) τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος εἶναι :

$$P = \frac{W}{T} \quad \text{ἥτοι} \quad P = \frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot \text{συν} \phi \quad (4)$$

Ἐπειδὴ ὁμῶς εἶναι :

$$U_{\text{ε}ν} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \quad \text{καὶ} \quad I_{\text{ε}ν} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$$

ἡ προηγουμένη ἐξίσωσις (4) γράφεται :

$$P = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{I_0}{\sqrt{2}} \cdot \text{συν} \phi \quad \text{ἄρα} \quad P = U_{\text{ε}ν} \cdot I_{\text{ε}ν} \cdot \text{συν} \phi$$

Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ μέση ἰσχύς ἐξαρτᾶται καὶ ἀπὸ τὴν διαφορὰν φάσεως τῆς ἐντάσεως ὡς πρὸς τὴν τάσιν. Ὁ συντελεστὴς *συν φ* καλεῖται *συντελεστὴς ἰσχύος*.

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα :

Ἡ μέση ἰσχύς τοῦ έναλλασσομένου ρεύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐνεργὸν τάσιν καὶ τὴν ἐνεργὸν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν διαφορὰν φάσεως τῆς ἐντάσεως ὡς πρὸς τὴν τάσιν.

$$\text{μέση ἰσχύς: } P = U_{\text{εν}} \cdot I_{\text{εν}} \cdot \text{συν } \phi \quad (\text{Watt})$$

Ἡ μέση ἰσχύς καλεῖται καὶ ἐνεργὸς ἰσχύς, μετρεῖται δὲ εἰς Watt ἀπ' εὐθείας μὲ εἰδικὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται βαττόμετρα.

Τὸ γινόμενον τῆς ἐνεργοῦ τάσεως  $U_{\text{εν}}$  ἐπὶ τὴν ἐνεργὸν ἔντασιν  $I_{\text{εν}}$  καλεῖται φαινομένη ἰσχύς καὶ μετρεῖται εἰς Volt - Ampère (VA).

$$\text{φαινομένη ἰσχύς: } P_{\text{φαιν}} = U_{\text{εν}} \cdot I_{\text{εν}} \quad (\text{VA})$$

Ἡ φαινομένη ἰσχύς χρησιμοποιεῖται εἰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς καὶ εὐρίσκεται ἐκ τῶν ἐνδείξεων τοῦ βολτομέτρου καὶ τοῦ ἀμπερομέτρου· τὰ ὄργανα αὐτὰ δίδουν ἀμέσως τὴν ἐνεργὸν τιμὴν τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως.

183. Ὑπολογισμὸς τῆς μέσης ἰσχύος.—Ἡ ἐξίσωσις (3) τῆς § 182 δίδει τὴν ἰσχύν, ἣ ὁποία καταναλίσκεται κατὰ μίαν ὥρισμένην χρονικὴν στιγμὴν  $t$ . Ἀπὸ τὴν τριγωνομετρίαν εἶναι γνωστὸν ὅτι:

$$\eta \mu \alpha \cdot \eta \mu \beta = \frac{1}{2} [\text{συν}(\alpha - \beta) - \text{συν}(\alpha + \beta)]$$

Ἄρα εἰς τὴν ἐξίσωσιν (3) ἔχομεν:

$$\eta \mu \omega t \cdot \eta \mu(\omega t - \phi) = \frac{1}{2} [\text{συν } \phi - \text{συν}(2\omega t - \phi)]$$

Συνεπῶς ἡ κατὰ τὴν στιγμὴν  $t$  καταναλισκομένη ἰσχύς εἶναι:

$$P_t = \frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot [\text{συν } \phi - \text{συν}(2\omega t - \phi)]$$

Κατὰ τὴν διάρκειαν ἑνὸς ἐλαχίστου χρόνου  $\Delta t$  παρέχεται εἰς τὸ κύκλωμα στοιχειώδης ἐνέργεια  $\Delta W$ , ἣ ὁποία εἶναι:

$$\Delta W = U \cdot I \cdot \Delta t \quad \text{ἦτοι} \quad \Delta W = P_t \cdot \Delta t$$

$$\text{καὶ} \quad \Delta W = \frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot [\text{συν } \phi - \text{συν}(2\omega t - \phi)] \cdot \Delta t$$

Ἄρα ἡ στοιχειώδης ἐνέργεια  $\Delta W$  εἶναι:

$$\Delta W = \frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot \text{συν } \phi \cdot \Delta t - \frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot \text{συν}(2\omega t - \phi) \cdot \Delta t \quad (5)$$

Ἡ ἐντὸς μιᾶς περιόδου  $T$  καταναλισκομένη ἐνέργεια  $W$  εἶναι ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν στοιχειωδῶν ἐνεργειῶν  $\Delta W$ . Ὅπως φαίνεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (5) ἡ στοιχειώδης ἐνέργεια  $\Delta W$  εἶναι ἄθροισμα δύο προσθετέων. Ὁ πρῶτος προσθετέος εἶναι:

$$\frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot \text{συν } \phi \cdot \Delta t$$

Διὰ μίαν ὁλόκληρον περίοδον  $T$  τὸ ἄθροισμα τῶν προσθετέων τούτων εἶναι:

$$\frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot \text{συν } \phi \cdot T$$

Ὁ δεύτερος προσθετός εἰς τὴν ἐξίσωσιν (5), ἡ ὁποία δίδει τὴν στοιχειώδη ἐνέργειαν  $\Delta W$ , εἶναι:

$$\frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot \sigma \nu (\omega t - \phi) \cdot \Delta t$$

Ἐντὸς μιᾶς ἡμιπεριόδου τὸ συνημίτονον λαμβάνει ὅλας τὰς τιμὰς μεταξὺ  $-1$  καὶ  $+1$ . Ἄρα ὁ προσθετός οὗτος εἶναι ἐναλλάξ θετικὸς καὶ ἀρνητικὸς καὶ διὰ μίαν ὁλόκληρον περίοδον  $T$  τὸ ἄθροισμα τῶν προσθετέων τούτων εἶναι ἴσον μὲ μηδέν. Ὡστε διὰ μίαν ὁλόκληρον περίοδον τὸ ἄθροισμα τῶν στοιχειωδῶν ἐνεργειῶν εἶναι:

$$W = \frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot \sigma \nu \phi \cdot T$$

καὶ συνεπῶς ἡ μέση ἰσχύς τοῦ ρεύματος εἶναι:

$$P = \frac{W}{T} = \frac{U_0 \cdot I_0}{2} \cdot \sigma \nu \phi \quad \eta \quad \boxed{P = U_{\text{ev}} \cdot I_{\text{ev}} \cdot \sigma \nu \phi}$$

**184. Διερεύνησις τοῦ τύπου  $P = U_{\text{ev}} \cdot I_{\text{ev}} \cdot \sigma \nu \phi$ .** Ἐὰν ἡ ἔντασις καὶ ἡ τάσις τοῦ ρεύματος εὐρίσκωνται εἰς συμφωνίαν φάσεως, τότε εἶναι  $\phi = 0^\circ$  καὶ συνεπῶς εἶναι  $\sigma \nu \phi = 1$ . Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν αἱ τιμαὶ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως εἶναι εἰς κάθε στιγμὴν ὁμόσημοι καὶ συνεπῶς ἡ ἰσχύς  $U \cdot I$  ἔχει εἰς κάθε στιγμὴν θετικὴν τιμὴν (σχ. 217). Τότε ἡ μέση ἰσχύς ἔχει τὴν μεγίστην τιμὴν της:

$$P = U_{\text{ev}} \cdot I_{\text{ev}}$$

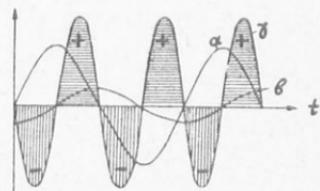
Σχ. 217. Ἡ ἰσχύς λαμβάνει πάντοτε θετικὰς τιμὰς, ὅταν δὲν ὑπάρχῃ διαφορά φάσεως μεταξὺ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως.

Ἐὰν ἡ ἔντασις παρουσιάζῃ ὡς πρὸς τὴν τάσιν διαφοράν φάσεως  $\phi = 90^\circ$ , τότε εἶναι  $\sigma \nu \phi = 0$  καὶ συνεπῶς

ἡ μέση ἰσχύς εἶναι ἴση μὲ μηδέν:

$$P = 0$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν κατὰ τὴν μίαν ἡμιπερίοδον ἡ γεννήτρια παρέχει εἰς τὸ κύκλωμα ἐνέργειαν, κατὰ τὴν ἄλλην ὅμως ἡμιπερίοδον τὸ κύκλωμα ἀποδίδει ὁλόκληρον αὐτὴν τὴν ἐνέργειαν εἰς τὴν γεννήτριαν (σχ. 217α). Δηλαδή, ὅταν εἶναι  $\phi = 90^\circ$ , ὁλόκληρος ἡ ἐντὸς μιᾶς ἡμιπεριόδου παρεχομένη εἰς τὸ κύκλωμα ἐνέργεια μετατρέπεται εἰς ἐνέργειαν μαγνητικοῦ ἢ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ἡ ὁποία ἐντὸς τῆς ἐπομένης ἡμιπεριόδου ἐπιστρέφεται ὁλόκληρος εἰς τὴν γεννήτριαν. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ ρεῦμα εἶναι ἀβατικό, δηλαδή δὲν παρέχει ἰσχύς εἰς τὸ κύκλωμα. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω καταφαίνεται πόσῃ σημασίαν ἔχει διὰ τὰ κυκλώματα τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος ὁ συντελεστὴς ἰσχύος  $\sigma \nu \phi$ . Εἰς τὰς διαφόρους ἐγκαταστάσεις ἐπιδιώκεται, ὥστε ἡ τιμὴ τοῦ  $\sigma \nu \phi$  νὰ πλησιάζῃ ὅσον τὸ δυνατόν περισσότερο πρὸς τὴν μονάδα καὶ γὰρ εἶναι πρᾶγμα  $\sigma \nu \phi > 0,9$ .



Σχ. 217α. Ἡ μέση ἰσχύς εἶναι ἴση μὲ μηδέν, ὅταν ὑπάρχῃ διαφορά φάσεως  $90^\circ$  μεταξὺ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως.

**Παράδειγμα.**— Ένα κύκλωμα περιλαμβάνει κατά σειράν ωμικήν αντίστασιν  $R_{\Omega} = 3 \Omega$ , πηνίον ἔχον συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς  $L = \frac{1}{20\pi}$  H καὶ πυκνωτὴν χωρητικότητος  $C = \frac{1}{240\pi}$  F. Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις  $U_{ev} = 100$  V, ἡ δὲ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι  $N = 60$  Hz. Πόση εἶναι ἡ μέση ἰσχύς, ἡ παρεχομένη εἰς τὸ κύκλωμα τοῦτο;

Ἡ σύνθετος ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος εἶναι :

$$Z = \sqrt{R_{\Omega}^2 + \left( L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)^2}$$

Ἐπειδὴ εἶναι :  $L\omega = \frac{1}{20\pi} \cdot 2\pi \cdot 60 = 6 \Omega$  καὶ  $\frac{1}{C\omega} = \frac{1}{\frac{1}{240\pi} \cdot 2\pi \cdot 60}$

εὐρίσκομεν ὅτι εἶναι :

$$Z = \sqrt{3^2 + (6 - 2)^2} = 5 \Omega$$

Ἄρα ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι :

$$I_{ev} = \frac{U_{ev}}{Z} = \frac{100}{5} = 20 \text{ A}$$

Ἡ διαφορὰ φάσεως τῆς ἐντάσεως ὡς πρὸς τὴν τάσιν καθορίζεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$\epsilon\phi\phi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R_{\Omega}} \quad \text{ἄρα} \quad \epsilon\phi\phi = \frac{6 - 2}{3} = \frac{4}{3}$$

Ὁ συντελεστὴς ἰσχύος τοῦ κυκλώματος τούτου εἶναι :

$$\text{συν}\phi = \frac{1}{\sqrt{1 + \epsilon\phi^2\phi}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{16}{9}}} = \frac{3}{5}$$

Ὡστε ἡ παρεχομένη εἰς τὸ κύκλωμα μέση ἰσχύς εἶναι :

$$P = U_{ev} \cdot I_{ev} \cdot \text{συν}\phi \quad \text{ἤτοι} \quad P = 100 \cdot 20 \cdot \frac{3}{5} = 1200 \text{ Watt}$$

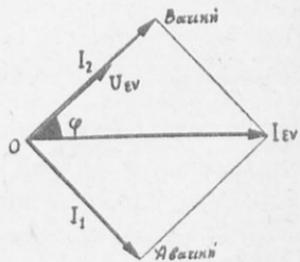
Ἡ δὲ φαινομένη ἰσχύς εἶναι :

$$P_{\text{φαιν}} = U_{ev} \cdot I_{ev} = 100 \cdot 20 = 2000 \text{ VA}$$

**185. Συνιστώσαι τοῦ ρεύματος.**— Παριστώμεν μὲ ἄνυσμα τὴν ἐνεργὸν τάσιν  $U_{ev}$  τοῦ ρεύματος καὶ μὲ ἄλλο ἄνυσμα τὴν ἐνεργὸν ἔντασιν  $I_{ev}$  (σχ. 218). Ἡ γωνία  $\phi$  παριστᾷ τὴν διαφορὰν φάσεως τῆς ἐντάσεως ὡς πρὸς τὴν τάσιν. Ἀναλύομεν τὸ ἄνυσμα  $I_{ev}$  εἰς δύο συνιστώσας, μίαν κάθετον πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄνυσματος  $U_{ev}$  καὶ μίαν παράλληλον πρὸς αὐτό. Αἱ συνιστώσαι αὗται εἶναι :

$$I_1 = I_{ev} \cdot \eta\mu\phi \quad I_2 = I_{ev} \cdot \text{συν}\phi$$

Οὕτω ἡ ἐνεργὸς ἔντασις ( $I_{ev}$ ) τοῦ ρεύματος ἠμπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς συνισταμένη τῶν ἐντάσεων δύο ρευμάτων. Ἐκ τούτων τὸ μὲν ἓνα ρεῦμα ἔχει ἐνεργὸν ἔντασιν  $I_2$ , εὐρίσκομένην εἰς  $\sigma\upsilon\mu\phi\omega\nu\acute{\iota}\alpha\nu\phi\alpha\alpha$  σ ε ω ς μὲ τὴν τάσιν, τὸ δὲ ἄλλο ἔχει ἐνεργὸν ἔντασιν  $I_1$ , ἡ ὁποία παρεχομένη εἶναι ἀπὸ τὸν πηκτικὸν ἀντιστάτην  $\frac{1}{C}$  ὡς πρὸς τὴν τάσιν.



Σχ. 218. Συνιστώσαι τοῦ ρεύματος

Ἡ μέση ἰσχύς, ἣ ὁποία παρέχεται εἰς τὸ κύκλωμα ἀπὸ τὴν γεννήτριαν, εἶναι:

$$P = U_{\text{εν}} \cdot I_{\text{εν}} \cdot \text{συν } \phi \quad \text{ἦτοι} \quad P = U_{\text{εν}} \cdot I_2$$

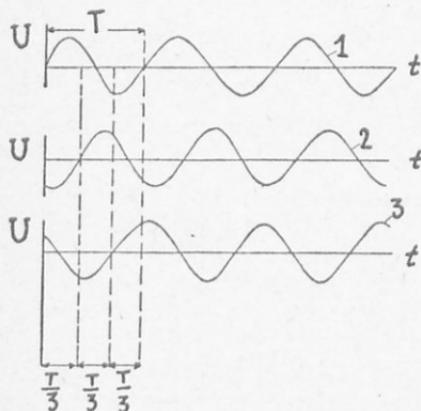
Ἡ συνιστώσα  $I_1$  τοῦ ρεύματος δὲν παρέχει ἰσχύν, διότι αὐτὴ παρουσιάζει διαφορὰν φάσεως  $90^\circ$  ὡς πρὸς τὴν τάσιν. Διὰ τοῦτο ἡ μὲν συνιστώσα  $I_2$  καλεῖται *βατικὴ συνιστώσα*, ἡ δὲ ἄλλη συνιστώσα  $I_1$  καλεῖται *ἀβατικὴ συνιστώσα* τοῦ ρεύματος. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἑξῆς συμπέρασμα:

Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις ( $I_{\text{εν}}$ ) τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος δύναται νὰ θεωρηθῇ ὡς συνισταμένη τῶν ἐντάσεων δύο ρευμάτων, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ ἓνα ἔχει ἔντασιν εὐρισκομένην εἰς συμφωνίαν φάσεως μὲ τὴν τάσιν (βατικὴ συνιστώσα), τὸ δὲ ἄλλο ἔχει ἔντασιν παρουσιάζουσαν διαφορὰν φάσεως  $90^\circ$  ὡς πρὸς τὴν τάσιν (ἀβατικὴ συνιστώσα). Ὁ μόνον ἡ βατικὴ συνιστώσα τῆς ἐνεργοῦ ἐντάσεως παρέχει εἰς τὸ κύκλωμα ἰσχύν.

βατικὴ συνιστώσα τοῦ ρεύματος:	$I_{\text{βατ}} = I_{\text{εν}} \cdot \text{συν } \phi$
μέση ἰσχύς:	$P = U_{\text{εν}} \cdot I_{\text{βατ}}$

### ΤΡΙΦΑΣΙΚΟΝ ΡΕΥΜΑ

186. Τριφασικὸν ρεῦμα. — Οἱ *μονοφασικοὶ ἐναλλακτικῆρες* παράγουν ἡμιτονοειδῆς ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, τὸ ὁποῖον καλεῖται *μονοφασικὸν ρεῦμα* (§ 163). Σήμερον ὅμως χρησιμοποιεῖται εὐρύτατα τὸ *τριφασικὸν ρεῦμα*. Τοῦτο εἶναι σύστημα τριῶν μονοφασικῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα



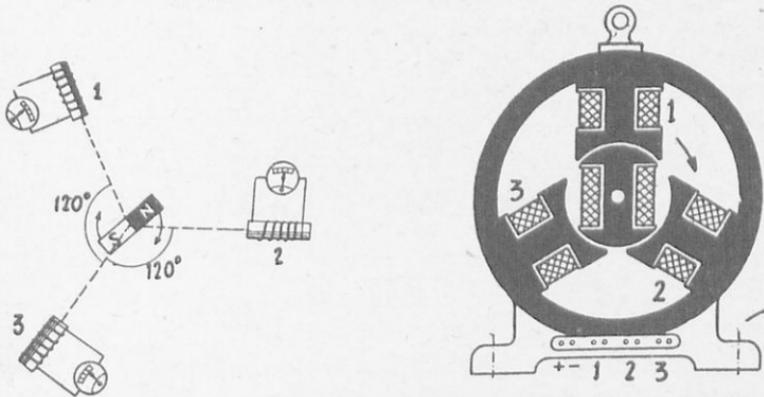
Σχ. 219. Τὰ τρία ρεύματα ἔχουν μεταξύ των διαφορὰν φάσεως  $120^\circ$  (ἢ  $T/3$ ).

(ἔπαγωγεύς). Ἐντὸς ἐκάστου πηνίου παράγεται ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, τοῦ ὁποίου ἡ τάσις καὶ ἡ ἔντασις παρουσιάζουν σταθερὰν διαφορὰν φάσεως  $120^\circ$  ὡς πρὸς τὴν τάσιν καὶ τὴν ἔντασιν τοῦ ἄλλου:

$$\begin{aligned} U_1 &= U_0 \cdot \eta \mu \omega t & I_1 &= I_0 \cdot \eta \mu \omega t \\ U_2 &= U_0 \cdot \eta \mu (\omega t + 120^\circ) & I_2 &= I_0 \cdot \eta \mu (\omega t + 120^\circ) \\ U_3 &= U_0 \cdot \eta \mu (\omega t + 240^\circ) & I_3 &= I_0 \cdot \eta \mu (\omega t + 240^\circ) \end{aligned}$$

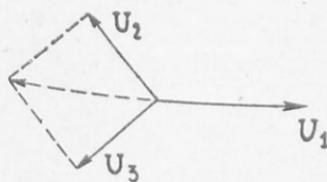
Ἐὰν προσθέσωμεν κατὰ μέλη τὰς τρεῖς ἑξισώσεις, εὐρίσκομεν ὅτι εἰς κάθε στιγμὴν ὡς πρὸς τὴν τάσιν καὶ τὴν ἔντασιν τῶν τριῶν πηνίων ἡ ἀθροιστικὴ ἀξία εἶναι ἰσοτάχως εὐθύγραμμος μαγνήτης ἢ ἡλεκτρομαγνήτης

μήν ή τάσις και ή έντασις του συστήματος των τριών ρευμάτων είναι ίση με μηδέν. Είς κάθε στιγμήν ή μία τάσις είναι ίση και αντίθετος προς την συνισταμένην των άλλων δύο τάσεων (σχ. 221).



Σχ. 220. Σχηματική παράσταση τριφασικού έναλλακτηρος.

σταμένην των άλλων δύο τάσεων (σχ. 221).



Σχ. 221. Μία τάσις είναι εις κάθε στιγμήν ίση και αντίθετος προς την συνισταμένην των άλλων δύο τάσεων.

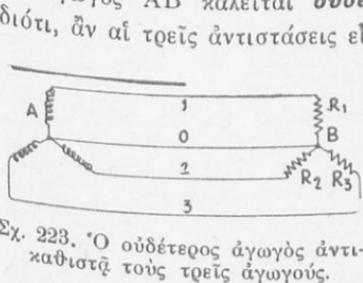
**Διανομή του τριφασικού ρεύματος.**

Εκ πρώτης όψεως φαίνεται ότι δια την χρησιμοποίησιν του τριφασικού ρεύματος απαιτούνται 6 άγωγοι (σχ. 222). Εάν τα άκρα των 3 άγωγών συνδεθούν εις τα σημεία Α και Β, τότε οι 3 άγωγοι αντικαθίστανται με ένα άγωγόν ΑΒ (σχ. 223). Ο άγωγός ΑΒ καλείται **ουδέτερος άγωγός (0)** διότι, αν αι τρεις αντιστάσεις είναι ίσαι, τότε ή φόρτισις αυτών είναι σύμμετρος και ή δλική έντασις του ρεύματος έντος του κοινού άγωγού ΑΒ είναι πάντοτε ίση με μηδέν. Η τοιαύτη σύνδεσις καλείται **άστεροειδής σύνδεσις**. Οι τρεις άγωγοί 1, 2, 3 λέγονται **φάσεις**.

Σχ. 222. Διά την μεταφοράν των τριών ρευμάτων απαιτούνται έξι άγωγοί.

Η ενεργός τάσις, ή οποία υπάρχει μεταξύ δύο φάσεων (π.χ. μεταξύ των φάσεων 1 και 2), καλείται **πολική τάσις (U<sub>πολ</sub>)**. Η δὲ ενεργός τάσις, ή οποία υπάρχει μεταξύ μιᾶς φάσεως και του ουδέτερου άγωγού, καλείται **φασική τάσις (U<sub>φασ</sub>)**. Η πολική τάσις είναι πάντοτε μεγαλύτερα από την φασικήν τάσιν. Αί δύο αυτά τάσεις συνδέονται μεταξύ των δια τής σχέσεως:

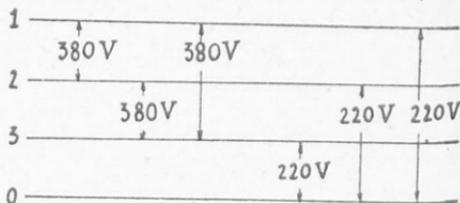
Α και Β, τότε οι 3 άγωγοι αντικαθίστανται με ένα άγωγόν ΑΒ (σχ. 223). Ο άγωγός ΑΒ καλείται **ουδέτερος άγωγός (0)** διότι, αν αι τρεις αντιστάσεις είναι ίσαι, τότε ή φόρτισις αυτών είναι σύμμετρος και ή δλική έντασις του ρεύματος έντος του κοινού άγωγού ΑΒ είναι πάντοτε ίση με μηδέν. Η τοιαύτη σύνδεσις καλείται **άστεροειδής σύνδεσις**. Οι τρεις άγωγοί 1, 2, 3 λέγονται **φάσεις**.



Σχ. 223. Ο ουδέτερος άγωγός αντικαθιστά τους τρεις άγωγούς.

$$U_{πολ} = U_{φασ} \cdot \sqrt{3}$$

Εἰς τὰς διαφόρους ἐφαρμογὰς τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος ἡ φασικὴ τάσις εἶναι συνήθως ἴση μὲ 220 Volt (σχ. 224). Οὕτω ἡ πολικὴ τάσις εἶναι ἴση μὲ  $220 \cdot \sqrt{3} = 380$  Volt. Ἐὰν λοιπὸν εἰσαχθοῦν ἐντὸς τῆς οἰκίας ὁ ἀγωγὸς 1 καὶ ὁ οὐδέτερος ἀγωγός, τότε ἔχομεν εἰς τὴν διάθεσίν μας μίαν ἐνεργὸν τάσιν ἴσην μὲ 220 Volt. Ἡ πολικὴ τάσις τῶν 380 Volt προσφέρεται εἰς διαφόρους τεχνικὰς ἐγκαταστάσεις (π.χ. διὰ τὴν κίνησιν μηχανῶν).



Σχ. 224. Πολικὴ καὶ φασικὴ τάσις.

187. Ἴσχύς τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος. — Ἄν τρεῖς ἴσαι ὀμικαὶ ἀντιστάσεις εἶναι συνδεδεμέναι ἀστεροειδῶς (σχ. 223), τότε ἐπὶ ἐκάστης ἀντιστάσεως καταναλίσκεται ἰσχύς  $U_{\text{φασ}} \cdot I_{\text{εν}}$ . Ἐπὶ τῶν τριῶν ἴσων ἀντιστάσεων καταναλίσκεται ἰσχύς ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν ἰσχύων, αἱ ὁποῖαι καταναλίσκονται ἐπὶ ἐκάστης ἀντιστάσεως. Ἄρα ἡ μέση ἰσχύς τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος εἶναι:

$$P = 3 \cdot U_{\text{φασ}} \cdot I_{\text{εν}}$$

Ἐπειδὴ ὅμως εἶναι  $U_{\text{πολ}} = U_{\text{φασ}} \cdot \sqrt{3}$  ἔπεται ὅτι εἶναι:

$$U_{\text{φασ}} = \frac{U_{\text{πολ}}}{\sqrt{3}}$$

Οὕτω ἡ ἀνωτέρω ὁρισθεῖσα μέση ἰσχύς δίδεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:

$$P = 3 \cdot \frac{U_{\text{πολ}}}{\sqrt{3}} \cdot I_{\text{εν}}$$

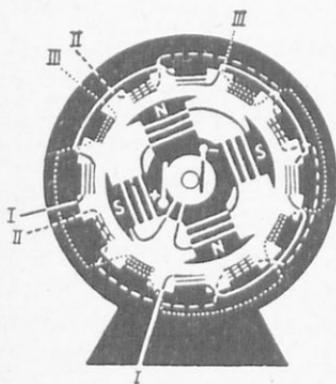
ἤτοι

$$P = U_{\text{πολ}} \cdot I_{\text{εν}} \cdot \sqrt{3}$$

Ἐὰν τὸ τριφασικὸν δίκτυον δὲν περιλαμβάνη μόνον ὀμικὰς ἀντιστάσεις, τότε ἡ μέση ἰσχύς τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος δίδεται ἀπὸ τὴν γενικὴν σχέσιν:

$$\text{μέση ἰσχύς τριφασικοῦ ρεύματος: } P = U_{\text{πολ}} \cdot I_{\text{εν}} \cdot \sqrt{3} \cdot \text{συν } \phi$$

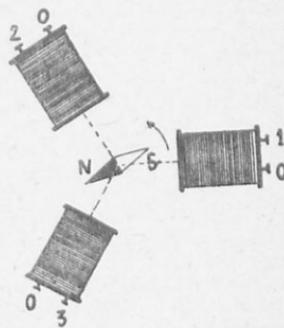
188. Βιομηχανικοὶ ἐναλλακτῆρες. — Εἰς τοὺς βιομηχανικοὺς ἐναλλακτῆρας τὸ ἐπαγωγίμον εἶναι πάντοτε ἀκίνητον καὶ ὁ ἐπαγωγὸς εἶναι στρεπτόν σύστημα ἠλεκτρομαγνητῶν, οἱ ὁποῖοι τροφοδοτοῦνται μὲ τὸ ρεῦμα βοηθητικῆς γεννητρίας συνεχοῦς ρεύματος. Γενικῶς εἰς τοὺς τριφασικοὺς ἐναλλακτῆρας ὁ ἀριθμὸς Πηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς



Σχ. 225. Τριφασικὸς ἐναλλακτῆρ.

μὸς τῶν πηνίων τοῦ ἑπαγωγίμου εἶναι τριπλάσιος τοῦ ἀριθμοῦ τῶν μαγνητικῶν πόλων τοῦ ἑπαγωγέως (σχ. 225).

189. **Στρεφόμενον μαγνητικὸν πεδίων.**—Τὰ τριφασικὰ ρεύματα ἔχουν τὴν ιδιότητα νὰ δημιουργοῦν **στρεφόμενον μαγνητικὸν πεδίων**, δηλαδή μαγνητικὸν πεδίων, τὸ ὁποῖον ἔχει ἔντασιν σταθεράν, ἀλλ' ἡ διεύθυνσις αὐτοῦ στρέφεται μὲ σταθερὰν γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ . Τοιοῦτον πεδίων ἐπιτυγχάνομεν μὲ τρία ὅμοια πηνία, τὰ ὁποῖα σχηματίζουν μεταξὺ τῶν γωνίας  $120^\circ$  καὶ ἕκαστον τῶν ὁποίων διαρρέεται ἀπὸ μίαν φάσιν τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος (σχ. 226). Τὰ πηνία αὐτὰ παράγουν εἰς κάθε στιγμὴν μαγνητικὰ πεδία, τῶν ὁποίων ἡ ἔντασις μεταβάλλεται ἄρμονικῶς συναρτήσῃ τοῦ χρόνου. Ἐὰν εἰς τὸ σημεῖον τῆς τομῆς τῶν ἀξόνων τῶν τριῶν πηνίων εὐρίσκηται μικρὰ μαγνητικὴ βελόνη, παρατηροῦμεν ὅτι αὕτη τίθεται εἰς περιστροφικὴν κίνησιν μὲ σταθερὰν γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ . Τὸ πείραμα τοῦτο ἀποδεικνύει ὅτι ἀπὸ τὴν πρόσθεσιν τῶν τριῶν ἐναλλασσομένων μαγνητικῶν πεδίων, τὰ ὁποῖα παράγουν αἱ τρεῖς φάσεις τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος, προκύπτει ἓνα στρεφόμενον μαγνητικὸν πεδίων. Οὕτω εὐρέθη ὅτι:



Σχ. 226. Στρεφόμενον μαγνητικὸν πεδίων.

“Ὅταν οἱ ἀξόνες τριῶν ὁμοίων πηνίων εὐρίσκωνται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου, σχηματίζουν μεταξὺ τῶν γωνίας  $120^\circ$  καὶ τὰ πηνία διαρρέονται ἀντιστοίχως ἀπὸ τὰς τρεῖς φάσεις τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος, τότε εἰς τὸ ἀντιστοίχως εὐρίσκοντα σημεῖον τῆς τομῆς τῶν ἀξόνων τῶν τριῶν πηνίων δημιουργεῖται στρεφόμενον μαγνητικὸν πεδίων, τὸ ὁποῖον ἔχει περιόδον  $(T)$  ἴσην μὲ τὴν περίοδον τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος καὶ σταθερὰν ἔντασιν  $(H)$ , ἴσην μὲ τὰ  $3/2$  τῆς μεγίστης ἐντάσεως  $(H_0)$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐκάστης φάσεως τοῦ ρεύματος.

γωνιακὴ ταχύτης στρεφομένου μαγνητικοῦ πεδίου :	$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$
ἔντασις στρεφομένου μαγνητικοῦ πεδίου :	$H = \frac{3}{2} \cdot H_0$

190. Ὑπολογισμὸς τῆς ἐντάσεως τοῦ στρεφομένου μαγνητικοῦ πεδίου. — Κατὰ μίαν χρονικὴν στιγμὴν  $t$  αἱ ἐντάσεις τῶν τριῶν μαγνητικῶν πεδίων (σχ. 227) εἶναι :

$$H_1 = H_0 \cdot \eta \mu \omega t$$

$$H_2 = H_0 \cdot \eta \mu (\omega t + 120^\circ)$$

$$H_3 = H_0 \cdot \eta \mu (\omega t + 240^\circ)$$

Ἐπιλύομεν τὴν πρώτην ἐξίσωσιν εἰς συνιστώσας κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῶν δύο ἀξόνων  $x$  καὶ  $y$  καὶ ἀφαιροῦμεν τὴν ἀποτέλεσμα ἀπὸ τὸ ἴσχυροῦς τοῦ ἑπιπέδου ἑκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

καὶ  $y$ . Ἡ συνισταμένη τῶν συνιστωσῶν κατὰ τὴν διεύθυνσιν ἐκάστου ἄξονος εἶναι :

$$H_x = H_1 - H_2 \cdot \sigma\upsilon\nu 60^\circ - H_3 \cdot \sigma\upsilon\nu 60^\circ$$

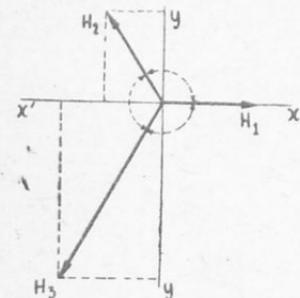
$$H_y = H_2 \cdot \sigma\upsilon\nu 30^\circ - H_3 \cdot \sigma\upsilon\nu 30^\circ$$

Εἰς τὰς ἀνωτέρω ἐξισώσεις θέτομεν τὰς τιμὰς τῶν  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$  καὶ ἐκτελοῦμεν τὰς πράξεις. Οὕτω εὐρίσκομεν :

$$H_x = \frac{3}{2} \cdot H_0 \cdot \eta\mu \omega t$$

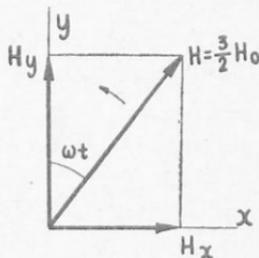
$$H_y = \frac{3}{2} \cdot H_0 \cdot \sigma\upsilon\nu \omega t$$

Ἄς θεωρήσωμεν ἄνυσμα  $H$  τὸ ὁποῖον σχηματίζει γωνίαν  $\omega t$  μὲ τὸν ἄξονα  $y$  καὶ ἔχει μέγεθος  $H = \frac{3}{2} \cdot H_0$  (σχ. 227α). Ἄν τὸ ἄνυσμα τοῦτο στρέφεται μὲ σταθερὰν γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ , τότε εἰς κάθε στιγμὴν αἱ δύο κά-



Σχ. 227. Αἱ ἐντάσεις τῶν τριῶν μαγνητικῶν πεδίων.

θετοι συνιστῶσαι τοῦ θὰ εἶναι τὰ δύο ἄνυσματα  $H_x$  καὶ  $H_y$ . Παρατηροῦμεν ὅτι ἀπὸ τὴν σύνθεσιν τῶν τριῶν μαγνητικῶν πεδίων προκύπτουν εἰς ἐκάστην στιγμὴν δύο ἐναλλασσόμενα μαγνητικὰ πεδία  $H_x$  καὶ  $H_y$ . Τὰ πεδία αὐτὰ εἶναι κάθετα τὸ ἓνα πρὸς τὸ ἄλλο καὶ εἰς κάθε στιγμὴν ἔχουν συνισταμένην  $H$ , ἣ ὁποία στρέφεται μὲ γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ .



Σχ. 227α. Ἡ συνισταμένη τῶν τριῶν ἐντάσεων τῶν μαγνητικῶν πεδίων στρέφεται μὲ γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ .

191. Τριφασικοὶ κινητήρες. — Οἱ κινητῆρες ἐναλλασσομένου ρεύματος εἶναι κυρίως τριφασικοὶ (§ 164). Ἡ λειτουργία τούτων στηρίζεται εἰς τὸ στρεφόμενον μαγνητικὸν πεδίον, τὸ ὁποῖον παράγουν αἱ τρεῖς φάσεις τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος. Διακρίνομεν δύο κατηγορίας τριφασικῶν κινητήρων, τοὺς *συγχρόνους* κινητήρας καὶ τοὺς *ἄσυγχρόνους* κινητήρας.

α) *Σύγχρονοι κινητήρες*. — Εἶναι γνωστὸν ὅτι μία μαγνητικὴ βελόνη τίθεται εἰς περιστροφικὴν κίνησιν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ στρεφομένου μαγνητικοῦ πεδίου (σχ. 226) ἣ βελόνη τείνει διαρκῶς νὰ λάβῃ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ στρεφομένου μαγνητικοῦ πεδίου καὶ οὕτω ἡ βελόνη ἀναγκάζεται νὰ παρακολουθῇ τὴν περιστροφὴν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἡ βελόνη καὶ τὸ μαγνητικὸν πεδίον ἔχουν τὴν αὐτὴν συχνότητα περιστροφῆς, δηλαδὴ ἔχουν *σύγχρονον ἀριθμὸν στροφῶν*. Ἐπὶ τῆς ἀνωτέρω ἀρχῆς στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν *συγχρόνων κινητήρων*. Οὗτοι εἶναι συνήθεις γεννήτριαι τριφασικοῦ ρεύματος· αἱ τρεῖς φάσεις τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος διαβιβάζονται εἰς τὰ μόνιμα πηνία τοῦ ἐπαγωγίμου, οἱ δὲ μαγνητικοὶ πόλοι τοῦ στρεπτοῦ συστήματος διεγείρονται μὲ συνεχῆς ρεῦμα. Οἱ σύγχρονοι κινητήρες ἢμποροῦν νὰ περιστρεφῶνται μόνον μὲ ὠρισμένην γωνιακὴν ταχύτητα, ἣ ὁποία εἶναι ἴση μὲ τὴν γωνιακὴν ταχύτητα τοῦ στρεφομένου μαγνητικοῦ πεδίου. Οἱ κινητήρες οὗτοι ἔχουν τὸ πλεονέκτημα νὰ διατηροῦν σταθερὰν τὴν ταχύτητα τῶν ἔχουν

ὅμως τὸ ἐλάττωμα νὰ σταματοῦν ἀμέσως, μόλις χάσουν τὸν συγχρονισμόν των (π.χ. ἕνεκα προσθέτου φορτίσεως). Ἐπίσης δὲν ἐκκينوῦν ἀμέσως, ἀλλ' ἀπαιτεῖται εἰδικὴ διάταξις ἐκκινήσεως.

β) **Ἀσύγχρονοι κινητήρες.**— Ἀντὶ τῆς μαγνητικῆς βελόνης θέτομεν ἐντὸς τοῦ στρεφομένου μαγνητικοῦ πεδίου μεταλλικὸν κύλινδρον, ὁ ὁποῖος ἵμπορεῖ νὰ στρέφεται περὶ τὸν ἄξονά του· οὗτος εἶναι κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον ἐπὶ τοῦ ὁποίου στρέφεται ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τότε ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου ἀναπτύσσονται ἔπαγωγικὰ ρεύματα. Ἐπὶ τῶν ρευμάτων τούτων ἀναπτύσσονται ἐκ μέρους τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἡλεκτρομαγνητικαὶ δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι ἀναγκάζουν τὸν κύλινδρον νὰ στρέφεται κατὰ τὴν φορὰν τῆς περιστροφῆς τοῦ πεδίου. Ὅταν ὁ κύλινδρος ἐπιταχυνόμενος ἀποκτήσῃ γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ , ἴσην μὲ τὴν γωνιακὴν ταχύτητα τοῦ στρεφομένου μαγνητικοῦ πεδίου, τότε παύει ἡ σχετικὴ κίνησις τοῦ πεδίου ὡς πρὸς τὸν κύλινδρον καὶ συνεπῶς δὲν παράγονται ἐπαγωγικὰ ρεύματα. Ἄν δὲν ὑπῆρχον τριβαί, ὁ κύλινδρος θὰ ἐξηκολούθη νὰ στρέφεται μὲ γωνιακὴν ταχύτητα  $\omega$ . Ἐνεκα ὅμως τῶν τριβῶν καὶ τοῦ ἔργου, τὸ ὁποῖον μᾶς παρέχει, ὁ κύλινδρος περιστρέφεται μὲ γωνιακὴν ταχύτητα μικροτέραν ἀπὸ τὴν γωνιακὴν ταχύτητα τοῦ στρεφομένου μαγνητικοῦ πεδίου. Ἐπὶ τῆς ἀνωτέρω ἀρχῆς στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν **ἀσυγχρόνων κινητήρων**. Ἀντὶ μεταλλικοῦ κυλίνδρου χρησιμοποιεῖται κλωβὸς (σχ. 228), ὁ ὁποῖος σχηματίζεται ἀπὸ ράβδους χαλκοῦ στερεωμένας εἰς δύο δίσκους ἀπὸ χαλκὸν (ἢ ἀπὸ μαλακὸν σίδηρον διὰ τὴν αὔξησιν τῆς ἐπιδράσεως τοῦ πεδίου). Οἱ ἀσύγχρονοι κινητήρες ἔχουν τὸ πλεονέκτημα ὅτι ἐκκينوῦν ἀμέσως καὶ ὅτι πολὺ εὐκόλα ρυθμίζεται ἡ γωνιακὴ ταχύτης των. Οἱ ἀσύγχρονοι τριφασικοὶ κινητήρες χρησιμοποιοῦνται σήμερον εὐρύτατα καὶ ἐκτελοῦν τὴν πλέον συμφέρουσαν μετατροπὴν τῆς ἡλεκτρικῆς ἐνεργείας εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν.



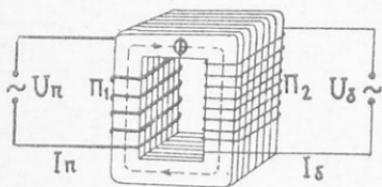
Σχ. 228. Κλωβὸς ἐνὸς ἀσυγχρόνου κινητήρος.

ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΤΑΙ - ΑΝΟΡΘΩΤΑΙ

192. **Μετασχηματισταί.**— Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ μεταφορὰ τῆς ἡλεκτρικῆς ἐνεργείας εἰς μεγάλας ἀποστάσεις εἶναι συμφέρουσα, ὅταν τὸ ρεῦμα ἔχη πολὺ ὑψηλὴν τάσιν (§ 162). Τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ἔχει τὴν ιδιότητα νὰ δύναται εὐκόλα νὰ ὑποστῇ μετασχηματισμοὺς τῆς τάσεως, χωρὶς αἰσθητὴν μείωσιν τῆς ἰσχύος του. Διὰ τὸν μετασχηματισμὸν τῆς τάσεως τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος χρησιμοποιοῦνται εἰδικὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **μετασχηματισταί**.

Ὁ μετασχηματιστὴς ἀποτελεῖται ἀπὸ κλειστὸν πυρῆνα μαλακοῦ σιδήρου (σχ. 229). Ἐπὶ τοῦ πυρῆνος τούτου περιτυλίσσονται δύο πηνία. Τὸ πηνίον Π<sub>1</sub> ἀποτελεῖται ἀπὸ ὀλίγας σπείρας χονδροῦ σύματος, ἐνῶ τὸ πηνίον Π<sub>2</sub> ἀποτελεῖται ἀπὸ πολλῶν λεπτῶν σύματων. Τὰ πηνία Π<sub>1</sub> καὶ Π<sub>2</sub> συνδέεται μὲ

τὴν πηγὴν τῆς ἐναλλασσομένης τάσεως καὶ καλεῖται πρῶτεῦον πηνίον (ἢ πηνίον ὑψηλῆς τάσεως): τὸ πηνίον  $\Pi_2$  καλεῖται δευτερεῦον πηνίον (ἢ πηνίον χαμηλῆς τάσεως) καὶ συνδέεται μὲ τὸ κύκλωμα καταναλώσεως. Ὁ πυρῆν τοῦ μετασχηματιστοῦ ἀποτελεῖται ἀπὸ λεπτὰ φύλλα σιδήρου μονωμένα μεταξύ των, διὰ νὰ ἀποφεύγεται ἡ ἀνάπτυξις ἰσχυρῶν ρευμάτων Foucault ἐντὸς τοῦ πυρῆνος. Διὰ τοῦ πηνίου  $\Pi_1$  διαβιβάζεται τὸ πρῶτεῦον ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ἔχει συχνότητα  $\nu$ , ἐνεργὸν τάσιν  $U_\pi$  καὶ ἐνεργὸν ἔντασιν  $I_\pi$ .



Σχ. 229. Μετασχηματιστής.

Τότε ἐντὸς τοῦ μολακοῦ σιδήρου παράγεται ἐναλλασσομένη μαγνητικὴ ροὴ  $\Phi$ , ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ δευτερεύοντος πηνίου  $\Pi_2$ : οὕτω ἐντὸς τοῦ πηνίου  $\Pi_2$  ἀναπτύσσεται ἐναλλασσομένον ρεῦμα τῆς αὐτῆς συχνότητος  $\nu$  (δευτερεῦον ρεῦμα). Τὸ ρεῦμα τοῦτο ἔχει ἐνεργὸν τάσιν  $U_\delta$  καὶ ἐνεργὸν ἔντασιν  $I_\delta$ . Ἡ πειραματικὴ καὶ θεωρητικὴ ἔρευνα ἀποδεικνύουν ὅτι ἡ ἰσχύς  $U_\pi \cdot I_\pi$  τοῦ πρῶτεῦοντος ρεύματος εἶναι ἴση μὲ τὴν ἰσχύν  $U_\delta \cdot I_\delta$  τοῦ δευτερεύοντος, ἥτοι εἶναι:

$$U_\delta \cdot I_\delta = U_\pi \cdot I_\pi \quad \eta \quad \frac{U_\delta}{U_\pi} = \frac{I_\pi}{I_\delta}$$

Ἐὰν  $N_\pi$  καὶ  $N_\delta$  εἶναι ἀντιστοιχῶς ὁ ἀριθμὸς τῶν σπειρῶν τοῦ πρῶτεῦοντος καὶ τοῦ δευτερεύοντος πηνίου, τότε ἰσχύει ἡ σχέσις:

$$\frac{U_\delta}{U_\pi} = \frac{N_\delta}{N_\pi}$$

Ὁ λόγος  $N_\delta/N_\pi$  καλεῖται λόγος μετασχηματισμοῦ. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:

**I.** Ἡ ἰσχύς τοῦ πρῶτεῦοντος ρεύματος εἶναι ἴση μὲ τὴν ἰσχύν τοῦ δευτερεύοντος ρεύματος.

**II.** Ἡ ἐνεργὸς τάσις εἰς ἕκαστον πηνίον τοῦ μετασχηματιστοῦ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν σπειρῶν τοῦ πηνίου.

**III.** Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος εἰς ἕκαστον πηνίον τοῦ μετασχηματιστοῦ εἶναι ἀνιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν σπειρῶν τοῦ πηνίου.

$$U_{\text{πρωτ}} \cdot I_{\text{πρωτ}} = U_{\text{δευτ}} \cdot I_{\text{δευτ}}$$

$$\frac{U_{\text{πρωτ}}}{U_{\text{δευτ}}} = \frac{N_{\text{πρωτ}}}{N_{\text{δευτ}}} \quad \frac{I_{\text{πρωτ}}}{I_{\text{δευτ}}} = \frac{N_{\text{δευτ}}}{N_{\text{πρωτ}}}$$

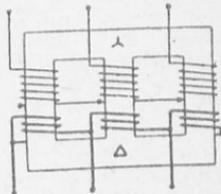
**Παράδειγμα.** — Εἰς ἓνα μετασχηματιστὴν τὸ πρῶτεῦον πηνίον ἔχει  $N_\pi = 10$  σπείρας καὶ τὸ δευτερεῦον πηνίον ἔχει  $N_\delta = 100$  σπείρας. Εἰς τὸ πρῶτεῦον πηνίον διαβιβάζεται Φηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

τα ρεύμα, τὸ ὁποῖον ἔχει ἐνεργὸν τάσιν  $U_{\pi} = 2200$  V καὶ ἐνεργὸν ἔντασιν  $I_{\pi} = 50$  A. Τότε εἰς τὸ δευτερεῦον πηνίον τὸ ρεῦμα ἔχει:

$$\text{ἐνεργὸν τάσιν: } U_{\delta} = U_{\pi} \cdot \frac{N_{\delta}}{N_{\pi}} = 2200 \cdot \frac{100}{10} = 22000 \text{ V}$$

$$\text{καὶ ἐνεργὸν ἔντασιν: } I_{\delta} = I_{\pi} \cdot \frac{N_{\pi}}{N_{\delta}} = 50 \cdot \frac{10}{100} = 5 \text{ A}$$

— 193. Ἀπόδοσις τοῦ μετασχηματιστοῦ. — Καλεῖται ἀπόδοσις τοῦ μετασχηματιστοῦ ὁ λόγος τῆς ἰσχύος  $P_{\delta}$  τὴν ὁποίαν λαμβάνομεν ἐπὶ τοῦ δευτερέοντος κυκλώματος, πρὸς τὴν ἰσχὺν  $P_{\pi}$  ἢ ὁλοῖα καταναλίσκεται ἐπὶ τοῦ πρωτεύοντος κυκλώματος. Ἡ ἀπόδοσις τοῦ μετασχηματιστοῦ εἶναι πάντοτε μικροτέρα ἀπὸ τὴν μονάδα διὰ τοὺς ἑξῆς κυρίως λόγους: α) Ἔνεκα τῆς θερμότητος Joule, ἢ ὁποία πάντοτε ἀναπτύσσεται ἐπὶ τῶν ἀγωγῶν. β) Ἔνεκα τῶν ρευμάτων Foucault, τὰ ὁποία ἀναπτύσσονται ἐντὸς τοῦ πυρῆνος τοῦ μετασχηματιστοῦ· τὰ ρεύματα αὐτὰ περιορίζονται σημαντικῶς, ὅταν ὁ πυρὴν ἀποτελεῖται ἀπὸ λεπτὰ φύλλα μαλακοῦ σιδήρου, τῶν ὁποίων αἱ ἐπιφάνειαι εἶναι κάθετοι πρὸς τὰ ἐπίπεδα τῶν σπειρῶν. γ) Ἔνεκα τῶν φαινομένων ὑστερήσεως, τὰ ὁποία συνοδεύουν τὰς ταχείας μαγνητίσεις καὶ ἀπομαγνητίσεις τοῦ πυρῆνος τοῦ μετασχηματιστοῦ· τὰ φαινόμενα ὑστερήσεως ἀντιστοιχοῦν εἰς ἀπώλειαν ἐνεργείας, ἢ ὁποία περιορίζεται σημαντικῶς, ὅταν ὁ πυρὴν ἀποτελεῖται ἀπὸ σίδηρον περιέχοντα μικρὰν ποσότητα πυριτίου (4% Si).



Σχ. 230. Τριφασικὸς μετασχηματιστής.

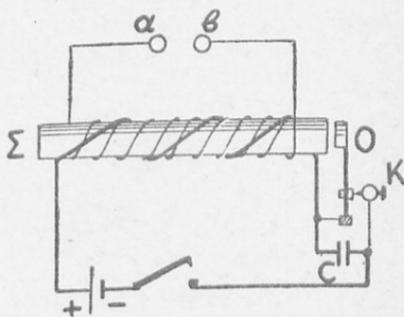
Αἱ ἀνωτέρω διάφοροι ἀπώλεια ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας ἀντιστοιχοῦν εἰς παραγωγὴν θερμότητος. Οἱ μεγάλοι βιομηχανικοὶ μετασχηματισταὶ εἶναι βυθισμένοι ἐντὸς μονωτικῶν ὑγρῶν (βαρέων ἐλαίων τοῦ πετρελαίου), τὰ ὁποία ἀφ' ἑνὸς μὲν ἀπορροφοῦν τὴν παραγομένην θερμότητα καὶ ἀφ' ἑτέρου ἐξασφαλίζουν τὴν τελείαν ἀπορροφῶσιν τῶν σπειρῶν. Τὸ ἔλαιον ψύχεται ὑπὸ τοῦ ἐξωτερικοῦ ἀέρος ἢ διὰ κυκλοφορίας ψυχροῦ ὕδατος. Εἰς τοὺς συγχρόνους μετασχηματιστὰς ἢ ἀπόδοσις αὐτῶν ἀνέρχεται εἰς 95% ἢ καὶ 98%.

— 194. Τριφασικοὶ μετασχηματισταί. — Εἰς τὰ τριφασικὰ ρεύματα ἑκάστη φάσις μετασχηματίζεται ἰδιαίτερος. Τοῦτο δύναται νὰ γίνῃ μὲ ἀνεξάρτητον μετασχηματιστὴν. Συνήθως οἱ τρεῖς μετασχηματισταὶ τῶν φάσεων τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος συντίθενται καὶ ἀποτελοῦν ἓνα μετασχηματιστὴν, ὁ ὁποῖος ἔχει τρία σκέλη ἐπὶ ἑκάστου σκέλους τυλίσσεται τὸ πρωτεῦον καὶ τὸ δευτερεῦον πηνίον (σχ. 230).

— 195. Ἐφαρμογαὶ τῶν μετασχηματιστῶν. — Οἱ μετασχηματισταὶ χρησιμοποιοῦνται κυρίως διὰ τὴν μεταφορὰν τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας εἰς μεγάλας ἀποστάσεις μὲ πολὺ μικρὰν ἀπώλειαν ἐνεργείας. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται διὰ τὸν ὅτι ἀπὸ τὸν ποτὸς ἑκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

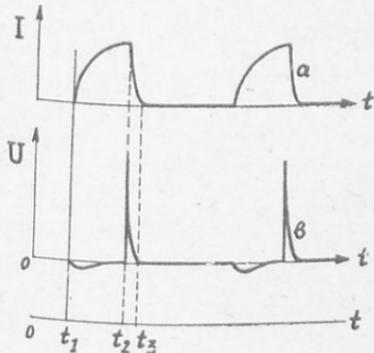


αί ὀλίγαι σπείραι τοῦ πρωτεύοντος πηνίου (σχ. 233). Τὸ δευτερεύον πηνίον ἀποτελεῖται ἀπὸ πολλὰς σπείρας λεπτοῦ σύρματος καὶ περιβάλλει τὸ πρωτεῦον πηνίον. Τὰ ἄκρα τοῦ δευτερεύοντος πηνίου καταλήγουν εἰς δύο μεταλλικά σφαιριδία. Τὸ πρωτεῦον πηνίον τροφοδοτεῖται μὲ συν-εχῆς ρεῦμα χαμηλῆς τάσεως. Τὸ ρεῦμα τοῦτο διακόπτεται καὶ ἀποκαθίσταται μὲ τὴν βοήθειαν διακόπτου, ὁ ὁποῖος λειτουργεῖ ὅπως καὶ ὁ διακόπτης τοῦ ἠλεκτρικοῦ κώδωνος. Αἱ διακοπαὶ καὶ ἀποκαταστάσεις τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πρωτεῦον προκαλοῦν μεταβολὰς τῆς μαγνητικῆς ροῆς, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ δευτερεύοντος πηνίου.



Σχ. 233. Ἐπαγωγικὸν πηνίον.

Κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πρωτεῦον πηνίον ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, ἕνεκα τῆς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου, λαμβάνει βαθμιαίως τὴν κανονικὴν τιμὴν (σχ. 234 καμπύλη α). Κατὰ τὴν διακοπὴν τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πρωτεῦον πηνίον ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, ἕνεκα τῆς αὐτεπαγωγῆς, δὲν λαμβάνει ἀμέσως τὴν τιμὴν μηδέν, ἀλλὰ ἐλαττώνεται βαθμιαίως. Οὕτω κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς ἀποκαταστάσεως ( $t_{\text{αποκ}} = t_2 - t_1$ ) καὶ τῆς διακοπῆς ( $t_{\text{διακ}} = t_3 - t_2$ ) τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πρωτεῦον πηνίον προκαλεῖται μεταβολὴ τῆς μαγνητικῆς ροῆς καὶ συνεπῶς ἐντὸς τοῦ δευτερεύοντος πηνίου ἀναπτύσσεται ἑπαγωγικὴ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις  $E = \frac{1}{10^8} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ . Αὕτη



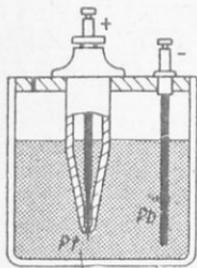
Σχ. 234. Διάρκεια ἀποκαταστάσεως καὶ διακοπῆς τοῦ ρεύματος.

εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὴν διάρκειαν ἀποκαταστάσεως αὐτοῦ.

Κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πρωτεῦον πηνίον παράγεται ἐντὸς τοῦ δευτερεύοντος πηνίου ρεῦμα ἀντίρροπον πρὸς τὸ πρωτεῦον ρεῦμα. Ἀντιθέτως κατὰ τὴν διακοπὴν τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πρωτεῦον πηνίον παράγεται ἐντὸς τοῦ δευτερεύοντος πηνίου ρεῦμα ὁμόροπον πρὸς τὸ πρωτεῦον ρεῦμα. Οὕτω μεταξὺ τῶν δύο σφαιριδίων α καὶ β σχηματίζονται ἑναλλασσόμενοι ἠλεκτρικοὶ σπινθῆρες, οἱ ὁποῖοι ἀποδεικνύουν ὅτι εἰς τὰ ἄκρα τοῦ δευτερεύοντος πηνίου ἀναπτύσσεται ὑψηλὴ ἑναλλασσομένη τάσις, ἡ ὁποία καθιστᾷ δυνατὴν τὴν διεύλευσιν τοῦ δευτερεύοντος ρεύματος διὰ μέσου τοῦ ἀέρος (σχ. 234 καμπύλη β). Ἐὰν ἡ ἀπόστασις τῶν σφαιριδίων ὑπερβῇ ἕνα ὄριον, τότε σχηματίζονται σπινθῆρες μόνον ἐκ τοῦ ἑνὸς σφαιριδίου πρὸς τὸ ἄλλο. Οἱ σπινθῆρες οὗτοι

ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰς διακοπὰς τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος, κατὰ τὰς ὁποίας ἀναπτύσσεται μεγαλύτερα τάσις εἰς τὰ ἄκρα τοῦ δευτερεύοντος πηνίου. Ἐστω ὅτι τὸ δευτερεῖον πηνίον ἔχει  $N_2$  σπείρας καὶ ὅτι κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν ἢ τὴν διακοπὴν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος ἢ μαγνητικὴ ροή, ἢ διερχομένη δι' ἐκάστης σπείρας τοῦ δευτερεύοντος πηνίου, μεταβάλλεται κατὰ  $\Delta\Phi$ . Τότε ἡ ὅλη μαγνητικὴ ροή, ἢ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ δευτερεύοντος πηνίου μεταβάλλεται κατὰ  $N_2 \cdot \Delta\Phi$ . Ἄρα, ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ ἀριθμὸς τῶν σπειρῶν τοῦ δευτερεύοντος πηνίου, τόσον μεγαλύτερα εἶναι ἢ ἐντὸς αὐτοῦ ἀναπτυσσομένη ἐπαγωγικὴ ἢ ηλεκτρεγερτικὴ δύναμις. Τὸ δευτερεῖον πηνίον ἀποτελεῖται συνήθως ἀπὸ μεγάλον ἀριθμὸν σπειρῶν (ἕως 100 000). Οὕτω εἰς τὰ ἄκρα τοῦ δευτερεύοντος πηνίου ἀναπτύσσεται πολὺ μεγάλη ἐναλλασσομένη τάσις (100 000 — 500 000 Volt). Αἱ δύο ὁμως ἐναλλαγαὶ τῆς τάσεως δὲν εἶναι συμμετρικαί.

Ἡ συχνότης τοῦ δευτερεύοντος ρεύματος εἶναι ἴση πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν διακοπῶν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος. Ὁ ἀριθμὸς τῶν διακοπῶν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν χρησιμοποιούμενον διακόπτην. Εἰς τὴν περιπτώσιν ἠλεκτρομαγνητικοῦ διακόπτου παρεμβάλλεται παραλλήλως πρὸς αὐτὸν πυκνωτῆς, ὁ ὁποῖος ἐπιτυγχάνει ταχύτεραν διακοπὴν τοῦ πρωτεύοντος ρεύματος. Ἐκτὸς τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ διακόπτου χρησιμοποιοῦνται καὶ ἄλλα εἶδη διακοπτῶν, διὰ τῶν ὁποίων ἐπιδιώκεται αὐξήσις τῆς συχνότητος τοῦ δευτερεύοντος ρεύματος. Πολὺ εὐχρηστος εἶναι ὁ ἠλεκτρολυτικὸς διακόπτης



Σχ. 235. Ἠλεκτρολυτικὸς διακόπτης.

τοῦ Wehnelt. Οὗτος ἀποτελεῖται ἀπὸ δοχεῖον ἐντὸς τοῦ ὁποίου ὑπάρχει ἀραιὸν διάλυμα ὀξέος. Τὸ ἓνα ἠλεκτροδίου ἔχει μεγάλην ἐπιφάνειαν. Τὸ ἄλλο ἠλεκτροδίου ἀποτελεῖται ἀπὸ σύρμα λευκοχρύσου, τὸ ὁποῖον εἶναι μονωμένον καταλλήλως, ὥστε ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ νὰ βυθίζωνται ὀλίγα μόνον χιλιοστόμετρα τοῦ σύρματος (σχ. 235). Κατὰ τὴν διέλευσιν τοῦ ρεύματος τὸ σύρμα τοῦ λευκοχρύσου ἐρυθροπυρῶνεται. Τότε περίξ τοῦ ἐλευθέρου ἄκρου τοῦ σύρματος σχηματίζεται στρῶμα ὕδατιμοῦ, τὸ ὁποῖον ἀπομονώνει τὸ σύρμα ἀπὸ τοῦ ὑγροῦ καὶ οὕτω τὸ ρεῦμα διακόπτεται. Ἀμέσως ὁ παραχθεὶς ὕδατιμὸς συμπυκνώνεται καὶ τὸ ρεῦμα ἀποκαθίσταται. Μὲ τὸν ἠλεκτρολυτικὸν διακόπτην ἐπιτυγχάνονται 2000 διακοπαὶ κατὰ δευτερόλεπτον. Ὁ διακόπτης οὗτος λειτουργεῖ καὶ μὲ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, διότι ἡ διακοπὴ τοῦ ρεύματος συμβαίνει μόνον, ὅταν τὸ σύρμα τοῦ λευκοχρύσου εἶναι ἄνοδος.

**Χρήσεις τοῦ ἐπαγωγικοῦ πηνίου.** — Τὸ ἐπαγωγικὸν πηνίον χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν παραγωγὴν τοῦ σπινθηρος ἀναφλέξεως εἰς τὰς μηχανὰς ἐσωτερικῆς καύσεως· διὰ καταλλήλου διατάξεως ρυθμίζεται ἡ παραγωγὴ τοῦ σπινθηρος, ὁ ὁποῖος προκαλεῖ τὴν ἀνάφλεξιν τῆς καυσίμου ὕλης. Τὸ ἐπαγωγικὸν πηνίον χρησιμοποιεῖται ἐπίσης εἰς ἱατρικὰ ἐργαστήρια, διὰ τὴν διέγερσιν τῶν σωλήνων Geissler κ.ἄ. Τελευταίως ἡ χρῆσις τοῦ ἐπαγωγικοῦ πηνίου περιορίζεται συνεχῶς, διότι εἶναι εὐκόλος ἢ παραγωγὴ ὑψηλῆς ἐναλλασσομένης τάσεως δι' ἄλλων μέσων.

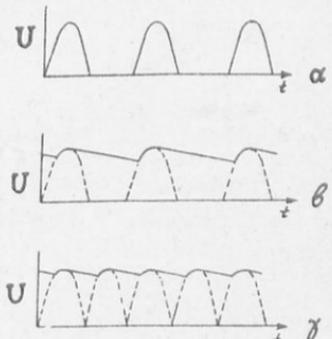
Ἐπὶ τῆς ὑψηλῆς τάσεως εἰς τὰς ἰατρικὰς ἐργαστήριας ἀπὸ τοῦ ἐπαγωγικοῦ πηνίου

νίου, στηρίζεται καὶ ἡ λειτουργία τοῦ β ο μ β η τ ο ὤ. Οὗτος εἶναι ὄργανον διὰ τοῦ ὁποίου ἐπιτυγχάνεται ἡ παραγωγή ἐναλλασσομένου ρεύματος (μὴ ἡμιτονοειδοῦς) ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος τούτου ἀντιστοιχεῖ εἰς ἀκουστὸν ἦχον.

— 197. Μετατροπὴ τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος εἰς συνεχές ρεύμα. — Εἰς πολλὰς περιπτώσεις εἶναι ἀπαραίτητος ἡ χρησιμοποίησις συνεχοῦς ρεύματος. Οὕτω εἰς τὴν ἠλεκτρομεταλλουργίαν καὶ εἰδικώτερον διὰ τὴν παρασκευὴν τοῦ ἀργιλίου ἀπαιτεῖται συνεχές ρεύμα. Ἐπίσης διὰ τὴν πλήρωσιν τῶν συσσωρευτῶν, διὰ τὴν κίνησιν τῶν ἠλεκτρικῶν σιδηροδρόμων, διὰ τὴν λειτουργίαν τῶν τηλεφῶνων κ. ἄ. χρησιμοποιεῖται συνεχές ρεύμα. Διὰ τοῦτο εἰς πολλὰς περιπτώσεις εἶναι ἀνάγκη νὰ μετατραπῇ τὸ ἐναλλασσόμενον ρεύμα εἰς συνεχές ρεύμα. Ἡ τοιαύτη μετατροπὴ ἐπιτυγχάνεται κατὰ διαφόρους τρόπους.

— 198. Σύστημα κινητῆρος καὶ γεννητρίας. — Τὸ ἐναλλασσόμενον ρεύμα τροφοδοτεῖ ἓνα κινητῆρα ἐναλλασσομένου ρεύματος. Ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ κινητῆρος εἶναι στερεωμένον τὸ στροπτόν σύστημα μιᾶς γεννητρίας συνεχοῦς ρεύματος. Οὕτω τὸ σύστημα κινητῆρος καὶ γεννητρίας ἐπιτυγχάνει τὴν μετατροπὴν τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος εἰς συνεχές ρεύμα.

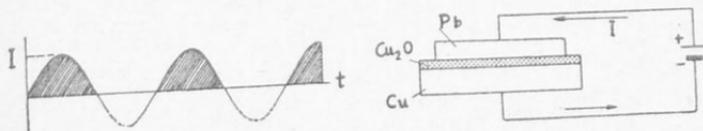
— 199. Ἄνωρθωταί. — Ὁ ἄνωρθωτῆς εἶναι μία διάταξις, ἡ ὁποία ἐπιτρέπει νὰ διέρχεται δι' αὐτῆς τὸ ρεύμα μόνον κατὰ μίαν φορὰν (βαλβίς). Ἐάν λοιπὸν διὰ τοῦ ἄνωρθωτοῦ διαβιβασθῇ ἐναλλασσόμενον ρεύμα, τότε διὰ τοῦ ἄνωρθωτοῦ διέρχεται μόνον ἡ μία ἐκ τῶν ἐναλλαγῶν τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος· οὕτω ὁ ἄνωρθωτῆς μετατρέπει τὸ ἐναλλασσόμενον ρεύμα εἰς ρεύμα τὸ ὁποῖον ἔχει σταθερὰν φορὰν. Ἡ τάσις ὅμως τοῦ ἄνωρθωμένου ρεύματος δὲν εἶναι σταθερά. Κατὰ τὴν ἡμιάνορθωσιν ἡ τάσις παρουσιάζει σημαντικὰς διακυμάνσεις (σχ. 236 α). Διὰ τὴν ἐξομάλυνσιν τῆς τάσεως τοῦ ἄνωρθωμένου ρεύματος χρησιμοποιεῖται πνικνωτῆς, ὁ ὁποῖος συνδέεται παραλλήλως μὲ τὸ κύκλωμα καταναλώσεως· ὁ πνικνωτῆς φορτίζεται καὶ ἐκφορτίζεται περιοδικῶς καὶ οὕτω ἐπιτυγχάνεται περιορισμὸς τῶν διακυμάνσεων τῆς τάσεως (σχ. 236 β). Μὲ καταλλήλους διατάξεις ἐπιτυγχάνεται εἰς τὴν ραδιοφωνίαν ἡ πλήρης ἀνόρθωσις, δηλ. ἡ τελεία ἐξομάλυνσις τῆς τάσεως τοῦ ἄνωρθωμένου ρεύματος (σχ. 236 γ). Ὑπάρχον διάφοροι τύποι ἄνωρθωτῶν. Θὰ ἐξετάσωμεν μερικοὺς πολὺ εὐχρηστοὺς τύπους ἄνωρθωτῶν, εἰς ἄλλο δὲ κεφάλαιον θὰ γνωρίσωμεν καὶ τὴν διόδον ἠλεκτρονικὴν λυχνίαν.



Σχ. 236. Ἄνωρθωσις τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος.

α) Σηροὶ ἄνωρθωταί. — Ὁ σηροὶς ἄνωρθωτῆς ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν πλάκα χαλκοῦ, τῆς ὁποίας ἀφῆθηκα ἀπὸ τοῦ ἐκπαιδευτικῆς Πολυτεχνείου τοῦ

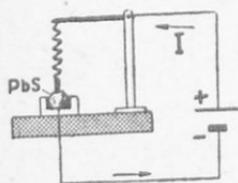
χαλκοῦ ( $\text{Cu}_2\text{O}$ ) ἐπὶ τοῦ στρώματος τούτου ἐφάπτεται μία πλάξ μολύβδου (σχ. 237). Τὸ ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ συστήματος τούτου, ὅταν ἡ πλάξ τοῦ χαλκοῦ εἶναι ἀνορθωτικὸν ἠλεκτρόδιον· ὅταν ἡ πλάξ τοῦ χαλκοῦ γίνῃ θετικὸν ἠλεκτρόδιον, τότε δὲν διέρχεται ρεῦμα διὰ τοῦ συστήματος. Ἐὰν ὁ ξηρὸς ἀνορθωτῆς συνδεθῇ μὲ πηγὴν ἐναλλασσομένου ρεύματος, τότε διὰ τοῦ συστήματος διέρχεται ρεῦμα μόνον κατὰ μίαν φοράν, δηλ. διέρχεται μόνον ἡ μία



Σχ. 237. Ξηρὸς ἀνορθωτῆς.

ἐκ τῶν ἐναλλαγῶν τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος (σχ. 236). Ὁ ξηρὸς ἀνορθωτῆς ἀντέχει εἰς τάσιν 10 Volt. Διὰ μεγαλύτερας τάσεις συνδέονται κατὰ σειρὰν πολλὰ στοιχεῖα τοῦ ξηροῦ ἀνορθωτοῦ. Ἡ λειτουργία τῶν ξηρῶν ἀνορθωτῶν στηρίζεται εἰς τὸ ὅτι, ὅταν ἐφάπτονται δύο διαφορετικὰ σώματα, τότε εἰς τὴν ἐπιφάνειαν ἐπαφῆς παρουσιάζεται, εἰς μερικὰς περιπτώσεις, μεγαλύτερα ἠλεκτρικὴ ἀγωγιμότης κατὰ τὴν μίαν φοράν καὶ σχεδὸν ἀσήμαντος κατὰ τὴν ἄλλην φοράν. Τὸ αὐτὸ φαινόμενον παρουσιάζεται καὶ ὅταν μία μεταλλικὴ ἀκίς ἐφάπτεται ἑλαφρῶς μὲ ὠρισμένους κρυστάλλους. Εἰς τὸ φαινόμενον τοῦτο στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν κρυσταλλικῶν ἀνορθωτῶν.

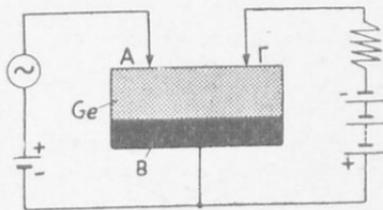
β) **Κρυσταλλικοὶ ἀνορθωταί.**—Οἱ **κρυσταλλικοὶ ἀνορθωταί** καλοῦνται καὶ **κρυσταλλικοὶ φωραταί**. Συνήθως τύπος κρυσταλλικοῦ φωρατοῦ εἶναι ὁ κρυσταλλικὸς φωρατῆς μὲ γαληνίτην. Ὁ φωρατῆς οὗτος χρησιμοποιεῖται εἰς τοὺς ἀπλοὺς ραδιοφωνικοὺς δέκτας. Ἀποτελεῖται ἀπὸ κρυστάλλον γαληνίτου ( $\text{PbS}$ ), ὁ ὁποῖος εὑρίσκεται ἐντὸς μεταλλικῆς θήκης, στηριζομένης ἐπὶ μονωτικοῦ σώματος (σχ. 238). Ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου στηρίζεται μεταλλικὴ ἀκίς, ἡ ὁποία πιέζεται ἑλαφρῶς δι' ἑνὸς ἐλατηρίου. Τὸ ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ συστήματος τούτου, ὅταν ἡ ἀκίς εἶναι θετικὸν ἠλεκτρόδιον. Ἐὰν διὰ τοῦ συστήματος διαβιβασθῇ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα, τότε διὰ τοῦ συστήματος διέρχεται μίαν μόνον ἐκ τῶν ἐναλλαγῶν τοῦ ρεύματος καὶ συνεπῶς ὁ κρυσταλλ-



Σχ. 238. Κρυσταλλικὸς φωρατῆς μὲ γαληνίτην.

κὸς φωρατῆς προκαλεῖ ἀνόρθωσιν τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος.

γ) **Οἱ ἀνορθωταὶ «τρανζίστορ».**—Τελευταίως διαδίδεται εὐρύτατα ἡ χρῆσις ἑνὸς νέου ἀνορθωτοῦ, ὁ ὁποῖος καλεῖται **τρανζίστορ** (transistor). Οὗτος ἀποτελεῖται ἀπὸ ἕνα μικρὸν τεμάχιον ἡμιαγωγῶν. Ὡς ἡμιαγωγὸς χρησιμοποιεῖται συνήθως τὸ γερμάνιον ἢ τὸ πυρίτιον. Ἐπὶ τῆς μιᾶς ἐπιφάνειας τοῦ ἡμιαγωγοῦ ἐφάπτεται μεταλλικὴ πλάξ Β (βάσις)· ἐπὶ τῆς ἄλλης ἐπιφάνειας τοῦ ἡμιαγωγοῦ στηρίζονται δύο μεταλλικὰ ἀκίδες Α καὶ Γ (σχ. 238 α). Οὕτω ἐπὶ τοῦ ἡμιαγωγοῦ στηρίζονται τρεῖς ἠλεκτρόδια. Ἡ ἀκίς Α καὶ ἡ βάση συνδέονται μὲ τοὺς πόλους γεννητρίδας χαμηλῆς τάσεως οὕτως, ὥστε ἡ ἀκίς Α νὰ εἶναι θετικὸν ἠλεκτρόδιον. Ἡ ἀκίς Γ καὶ ἡ βάση συνδέονται μὲ τοὺς πόλους γεννητρίδας μεγαλύτερας τάσεως οὕτως, ὥστε ἡ ἀκίς Γ νὰ εἶναι ἀνορθωτικὸν ἠλεκτρόδιον. Ὁ ἀνορθωτῆς τρανζίστορ παρουσιάζει μεγάλα πλεονεκτήματα, διότι ἐκτελεσθεῖς ἀπὸ τοῖς ποιοτικῶς ἐκπαιδευτικῆς πολιτικῆς



Σχ. 238 α. Ἀνορθωτῆς τρανζίστορ.

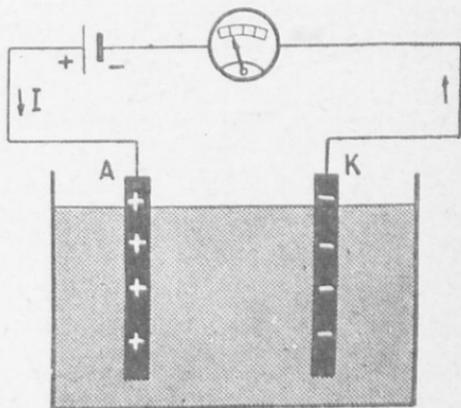
## ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΤΩΝ ΥΓΡΩΝ

### ΗΛΕΚΤΡΟΛΥΣΙΣ — ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ FARADAY

200. **Ήλεκτρονική αγωγιμότης.**—Οἱ ἄγωγοὶ εἶναι σώματα διὰ μέσου τῶν ὁποίων δύνανται νὰ μετακινούνται ἠλεκτρικὰ φορτία. Ὅλα τὰ μέταλλα, εὐρισκόμενα εἰς στερεὰν ἢ ὑγρὰν κατάστασιν, εἶναι ἄγωγοί. Ἡ ἠλεκτρικὴ αγωγιμότης τῶν μετάλλων ὀφείλεται εἰς τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν ἐντὸς τῶν μετάλλων. Διὰ μέσου τῶν μετάλλων μεταφέρονται μόνον τὰ ἠλεκτρόνια καὶ διὰ τοῦτο τὰ μέταλλα καλοῦνται **ἠλεκτρονικοὶ ἄγωγοί**, ἢ δὲ ἠλεκτρικὴ αγωγιμότης τῶν μετάλλων καλεῖται **ἠλεκτρονικὴ αγωγιμότης**. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι:

*Ἡ ἠλεκτρονικὴ αγωγιμότης ὀφείλεται εἰς τὴν κίνησιν ἠλεκτρονίων ἐντὸς τοῦ μετάλλου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικοῦ πεδίου.*

201. **Ήλεκτρολυτικὴ αγωγιμότης.**—Διὰ νὰ ἐξετάσωμεν τὴν αγωγιμότητα τῶν ὑγρῶν, χρησιμοποιοῦμεν τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 239. Ἐντὸς τοῦ δοχείου θέτομεν διαδοχικῶς διάφορα χημικῶς καθαρὰ ὑγρά (π.χ. ὕδωρ, οἶνον-πνευμα κ.ἄ.) παρατηροῦμεν ὅτι διὰ τῶν ὑγρῶν τούτων δὲν διέρχεται τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα. Ἄν ἐντὸς τοῦ δοχείου θέσωμεν ὕδατικὸν διάλυμα ὀξέος, βάσεως ἢ ἁλατος, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα διέρχεται διὰ τῶν ὑγρῶν τούτων. Συγχρόνως ἐπὶ τῶν δύο ἠλεκτροδίων (§ 72 β) ἐμφανίζονται ὠρισμένα προϊόντα, τὰ ὁποῖα φανερόνουν ὅτι ἡ διέλευσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος διὰ μέσου τοῦ ὑγροῦ συνοδεύεται καὶ ἀπὸ διάσπασιν τοῦ μορίου τοῦ διαλελυμένου σώματος. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **ἠλεκτρολύσις** (§ 72 β),



Σχ. 239. Διὰ τὴν ἀποδείξιν τῆς αγωγιμότητος τῶν ὑγρῶν.

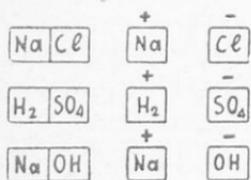
τὰ δὲ σώματα, τὰ ὁποῖα κατὰ τὴν διέλευσιν τοῦ ρεύματος ὑφίστανται διάσπασιν τοῦ μορίου των, καλοῦνται **ἠλεκτρολύται**. Διὰ τὴν ἔρευναν τοῦ φαινομένου τῆς ἠλεκτρολύσεως χρησιμοποιεῖται τὸ βολτάμετρον (§ 72 β) τὰ δύο ἠλεκτρόδια, διὰ τῶν ὁποίων προσάγεται καὶ ἀπάγεται τὸ ρεῦμα, καλοῦνται ἀντι-

στοίχος ἄνοδος (+) καὶ κάθοδος (-). Ἀπὸ τὴν πειραματικὴν ἔρευναν τῆς ἀγωγιμότητος τῶν ὑγρῶν συνάγονται τὰ ἑξῆς:

**Ἡλεκτρολύται εἶναι μόνον τὰ ὀξέα, αἱ βάσεις καὶ τὰ ἅλατα, διὰν εὐρῶσκονται εἰς ὑγρὰν κατάστασιν, εἴτε διὰ τήξεως αὐτῶν, εἴτε διὰ διαλύσεως τούτων ἐντὸς ὕδατος ἢ ἄλλου καταλλήλου ὑγροῦ.**

Ἡ ἠλεκτρικὴ ἀγωγιμότης, τὴν ὁποίαν ἐμφανίζουν οἱ ἠλεκτρολύται, καλεῖται **ἠλεκτρολυτικὴ ἀγωγιμότης.**

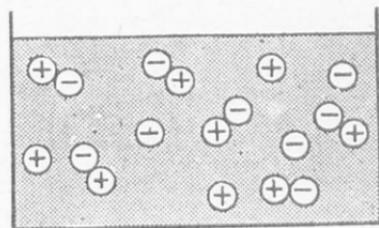
**202. Ἑρμηνεία τῆς ἠλεκτρολυτικῆς ἀγωγιμότητος.**—Ἡ θεωρητικὴ καὶ πειραματικὴ ἔρευνα τοῦ φαινομένου τῆς ἠλεκτρολύσεως κατέληξεν εἰς τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα: τὸ μόριον ἐκάστου ἠλεκτρολύτου



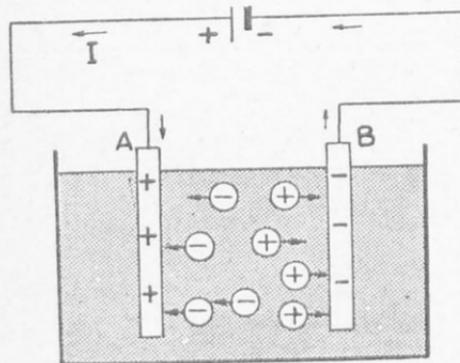
Σχ. 240. Μόρια ἠλεκτρολυτῶν.

ἀποτελεῖται ἀπὸ τὴν συνένωσιν δύο ἐτερόνυμων ἰόντων, τὰ ὁποῖα φέρουν ἴσα κατ' ἀπόλυτον τιμὴν ἠλεκτρικὰ φορτία. Οὕτω τὸ μόριον τοῦ χλωριούχου νατρίου

( $\text{NaCl}$ ) ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓνα θετικὸν ἰὸν νατρίου ( $\text{Na}^+$ ) καὶ ἀπὸ ἓνα ἀρνητικὸν ἰὸν χλωρίου ( $\text{Cl}^-$ ). Ὄταν τὰ δύο ἰόντα εἶναι ἠνωμένα, τότε τὸ μόριον τοῦ χλωριούχου νατρίου ἐμφανίζεται οὐδέτερον (σχ. 240). Ἐὰν ὅμως διαλύσωμεν χλωριούχον νάτριον ἐντὸς ὕδατος,



Σχ. 241. Ἡλεκτρολυτικὴ διάσπασις.



Σχ. 242. Κίνησις τῶν ἰόντων πρὸς τὰ δύο ἠλεκτρόδια.

Τὸ διάλυμα ἑξακολουθεῖ νὰ εἶναι ἠλεκτρικῶς οὐδέτερον, διότι ἐντὸς τοῦ διαλύματος περιφέρεται ἴσος ἀριθμὸς θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἰόντων.

Ἐὰν τὸ διάλυμα τοῦ ἠλεκτρολύτου εὐρεθῇ ἐντὸς βολταμέτρου, τότε μεταξὺ Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

τῶν δύο ἠλεκτροδίων δημιουργεῖται ἠλεκτρικὸν πεδίον. Τὸ θετικὸν ἠλεκτρόδιον (ἄνοδος) ἔλκει τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα, τὸ δὲ ἀρνητικὸν ἠλεκτρόδιον (κάθοδος) ἔλκει τὰ θετικὰ ἰόντα (σχ. 242). Τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα, ὅταν φθάσουν εἰς τὴν ἄνοδον, ἀποβάλλουν τὸ ἀρνητικὸν φορτίον των, ἤτοι ἀποβάλλουν τὰ πλεονάζοντα ἠλεκτρόνια. Τὰ δὲ θετικὰ ἰόντα, ὅταν φθάσουν εἰς τὴν κάθοδον, ἀποβάλλουν τὸ θετικὸν φορτίον των, ἤτοι προσλαμβάνουν τὰ ἐλλείποντα ἠλεκτρόνια. Οὕτω ἐντὸς τοῦ ἠλεκτρολύτου συμβαίνει κίνησις ἠλεκτρικῶν φορτίων, δηλαδή διὰ μέσου τοῦ ἠλεκτρολύτου διέρχεται ρεῦμα. Τὰ θετικὰ ἰόντα καλοῦνται κατιόντα, διότι κατευθύνονται πρὸς τὴν κάθοδον, ἐνῶ τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα καλοῦνται ἀνιόντα, διότι κατευθύνονται πρὸς τὴν ἄνοδον. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι:

**Ἡ ἠλεκτρολυτικὴ ἀγωγιμότης ὀφείλεται εἰς τὴν ταυτόχρονον καὶ ἀντιθέτους φοράς κινήσιν τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἰόντων τοῦ ἠλεκτρολύτου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικοῦ πεδίου.**

203. Προϊόντα τῆς ἠλεκτρολύσεως. — Οἱ ἠλεκτρολύται παρουσιάζουν ἀγωγιμότητα εἰς τὰς ἐξῆς δύο περιπτώσεις: α) ὅταν τακοῦν καὶ β) ὅταν διαλυθοῦν εἰς ὕδωρ ἢ ἄλλο κατάλληλον ὑγρὸν. Εἰς τοὺς τετηγμένους ἠλεκτρολύτας ἢ ἀγωγιμότης τῶν ὀφείλεται πάλιν εἰς τὰ ἰόντα, τὰ ὁποῖα σχηματίζονται ἔνεκα τῆς ἰσχυρᾶς θερμάνσεως τοῦ ἠλεκτρολύτου. Εἰς δὲ τὰ ἠλεκτρολυτικά διαλύματα ἢ ἀγωγιμότης ὀφείλεται εἰς τὴν ἠλεκτρολυτικὴν διάσπασιν, ἢ ὁποῖα ὑπάρχει πρὸ τῆς διελεύσεως τοῦ ρεύματος διὰ τοῦ διαλύματος. Γενικῶς ὅλοι οἱ ἠλεκτρολύται δίδουν θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ ἰόντα. Τὸ ὑδρογόνο τοῦ μορίου τοῦ ὀξέος καὶ τὸ μέταλλον τοῦ μορίου τῆς βάσεως ἢ τοῦ ἄλατος ἀποτελεῖ πάντοτε τὸ θετικὸν ἰόν, τὸ δὲ ὑπόλοιπον τοῦ μορίου τοῦ ἠλεκτρολύτου ἀποτελεῖ τὸ ἀρνητικὸν ἰόν.

Κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν τὰ ἰόντα ἔρχονται εἰς τὰ ἠλεκτρόδια, ὅπου ἀποβάλλουν τὸ φορτίον των. Οὕτω κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν διαλύματος χλωριούχου νατρίου εἰς μὲν τὴν κάθοδον ἐξουδετερώνονται τὰ θετικὰ ἰόντα νατρίου, εἰς δὲ τὴν ἄνοδον τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα χλωρίου. Τὰ ἰόντα, μετὰ τὴν ἐξουδετέρωσίν των, μεταβάλλονται εἰς ἄτομα νατρίου καὶ ἄτομα χλωρίου. Ὡστε εἰς μὲν τὴν κάθοδον πρέπει νὰ συλλέγεται νάτριον, εἰς δὲ τὴν ἄνοδον χλώριον. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἐξῆς:

**I. Τὰ προϊόντα τῆς ἠλεκτρολύσεως ἐμφανίζονται πάντοτε ἐπὶ τῶν ἠλεκτροδίων καὶ οὐδέποτε εἰς τὸ μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων ὑγρὸν.**

**II. Εἰς τὴν κάθοδον ἐμφανίζεται τὸ ὑδρογόνο ἢ τὸ μέταλλον τοῦ μορίου τοῦ ἠλεκτρολύτου, εἰς δὲ τὴν ἄνοδον ἐμφανίζεται τὸ ὑπόλοιπον τοῦ μορίου τοῦ ἠλεκτρολύτου.**

Εἰς πολλὰς περιπτώσεις τὰ προϊόντα τῆς ἠλεκτρολύσεως εἶναι διαφορετικὰ ἀπὸ ἐκεῖνα, τὰ ὁποῖα προβλέπει τὸ ἀνωτέρω γενικὸν συμπέρασμα. Τοῦτο συμβαίνει, διότι εἰς πολλὰς περιπτώσεις λαμβάνουν μέρος **δευτερεύουσαι ἀντιδράσεις**

ἐπὶ τῶν ἠλεκτροδίων (§ 210). Αἱ ἀντιδράσεις αὐταὶ ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν ἠλεκτροδίων καὶ ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ διαλυτικοῦ μέσου.

— 204. Ἐφαρμογὴ τοῦ νόμου τοῦ **Ohm** εἰς τοὺς ἠλεκτρολύτας. — Τὸ πείραμα ἀπέδειξεν ὅτι ὁ νόμος τοῦ Ohm ἰσχύει διὰ τοὺς ἠλεκτρολυτικούς ἀγωγούς (δηλ. τοὺς ἠλεκτρολύτας), ἀκριβῶς ὅπως ἰσχύει καὶ διὰ τοὺς ἠλεκτρονικούς ἀγωγούς (δηλ. τοὺς μεταλλικούς ἀγωγούς). Οὕτω ἰσχύει ἡ γνωστὴ σχέσις:

$$\text{νόμος τοῦ Ohm: } U = I \cdot R$$

ὅπου  $U$  εἶναι ἡ μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων ὑπάρχουσα διαφορὰ δυναμικοῦ καὶ  $R$  εἶναι ἡ ἀντίστασις τοῦ ἠλεκτρολύτου. Κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὴν ἀντίστασιν σύρματος, εὐρέθη ὅτι καὶ ἡ ἀντίστασις  $R$  τοῦ ἠλεκτρολύτου δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\text{ἀντίστασις ἠλεκτρολύτου: } R = \rho \cdot \frac{l}{S}$$

ὅπου  $l$  εἶναι τὸ μῆκος τοῦ ἠλεκτρολύτου,  $S$  εἶναι τὸ ἔμβαδὸν τῆς τομῆς του καὶ  $\rho$  εἶναι ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις τοῦ ἠλεκτρολύτου, σταθερὰ δι' ἕκαστον ἠλεκτρολύτην. Ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις τοῦ ἠλεκτρολύτου ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν ἀριθμὸν τῶν ἰόντων, τὰ ὁποῖα περιέχονται εἰς τὴν μονάδα ὄγκου τοῦ ἠλεκτρολύτου. Ἡ ἀντίστασις τοῦ ἠλεκτρολύτου ὀφείλεται κυρίως εἰς τὴν ἐσωτερικὴν τριβὴν, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται κατὰ τὴν κίνησιν τῶν ἰόντων διὰ μέσου τῆς μάζης τοῦ ὑγροῦ. Ὄταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τοῦ ἠλεκτρολύτου, ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις αὐτοῦ ἐλαττώνεται, ἀντιθέτως πρὸς ὅ,τι συμβαίνει μὲ τοὺς μεταλλικούς ἀγωγούς (§ 78). Ἡ τοιαύτη συμπεριφορὰ τῶν ἠλεκτρολυτῶν ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι ἡ αὔξησις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἠλεκτρολύτου συνεπάγεται ἀφ' ἑνὸς μὲν ἐλάττωσιν τῆς ἐσωτερικῆς τριβῆς τοῦ ἠλεκτρολύτου καὶ ἀφ' ἑτέρου αὔξησιν τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἰόντων κατὰ μονάδα ὄγκου τοῦ ἠλεκτρολύτου.

205. Νόμος τοῦ **Faraday**. — Ἡ διέλευσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος διὰ μέσου τῶν ἠλεκτρολυτῶν ὀφείλεται εἰς κίνησιν ἰόντων (§ 202). Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὰ κινούμενα ἠλεκτρικὰ φορτία μεταφέρονται ἀπὸ ὑλικά σωματίδια. Ἄρα, μεταξὺ τῶν κινουμένων ἠλεκτρικῶν φορτίων καὶ τῆς μάζης τῶν σωμάτων, τὰ ὁποῖα συλλέγονται ἐπὶ τῶν ἠλεκτροδίων, ὑπάρχει ὠρισμένη σχέσις. Ὁ Faraday (1833) ἀνεκάλυψε πειραματικῶς ὅτι τὸ φαινόμενον τῆς ἠλεκτρολύσεως διέπεται ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον νόμον, ὁ ὁποῖος καλεῖται **νόμος τοῦ Faraday**:

*Ἡ μᾶζα ( $m$ ) τοῦ σώματος, ἡ ὁποία ἐκλύεται ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροδίου, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον ( $Q$ ), τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ ἠλεκτρολύτου καὶ ἀνάλογος πρὸς τὸ χημικὸν ἰσοδύναμον ( $K$ ) τοῦ στοιχείου.*

$$\text{νόμος τοῦ Faraday: } m = \frac{1}{F} \cdot K \cdot Q \quad (1)$$

όπου  $F$  είναι μία σταθερά, ἡ αὐτὴ δι' ὅλους τοὺς ἠλεκτρολύτας. Εἶναι γνωστόν ὅτι **χημικὸν ἰσοδύναμον** ἑνὸς στοιχείου καλεῖται τὸ πηλίκον τοῦ ἀτομικοῦ βάρους ( $A$ ) τοῦ στοιχείου διὰ τοῦ σθένους ( $v$ ) τοῦ στοιχείου· ἄρα εἶναι  $K = A/v$ . **Γραμμοῖσοδύναμον** ἑνὸς στοιχείου καλεῖται μᾶζα τοῦ στοιχείου τούτου εἰς γραμμάρια ἴση ἀριθμητικῶς μετὰ τὸ χημικὸν ἰσοδύναμον τοῦ στοιχείου, ἥτοι:

$$1 \text{ γραμμοῖσοδύναμον} = A/v \text{ gr}$$

Σύμφωνα μετὰ τὴν ἐξίσωσιν (1), διὰ νὰ λάβωμεν ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροδίου μᾶζαν  $m$  ἴσην μετὰ 1 γραμμοῖσοδύναμον τοῦ στοιχείου (ἥτοι διὰ νὰ εἶναι  $m = K$ ), πρέπει νὰ διέλθῃ διὰ τοῦ ἠλεκτρολύτου ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q = F$ . Μετὰ ἀκριβεῖς μετρήσεις εὐρέθη, ὅτι τὸ φορτίον τοῦτο εἶναι τὸ αὐτὸ δι' ὅλους τοὺς ἠλεκτρολύτας καὶ ἴσον μετὰ 96 500 Cb· τὸ φορτίον τοῦτο καλεῖται **σταθερὰ τοῦ Faraday** καὶ εἶναι μία παγκόσμιος σταθερά. Ὡστε:

**Ἡ σταθερὰ τοῦ Faraday ( $F$ ) ἐκφράζει τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον, τὸ ὁποῖον πρέπει νὰ διέλθῃ διὰ τοῦ ἠλεκτρολύτου, διὰ νὰ ἐκλυθῇ ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροδίου μᾶζα ἴση μετὰ ἓνα γραμμοῖσοδύναμον τοῦ στοιχείου.**

$$\text{σταθερὰ τοῦ Faraday: } F = 96\,500 \text{ Cb/γραμμοῖσοδύναμον}$$

Οὕτω ἡ ἐξίσωσις (1), ἡ ὁποία ἐκφράζει τὸν νόμον τοῦ Faraday, γράφεται ὡς ἐξῆς:

$$\text{νόμος τοῦ Faraday: } m = \frac{1}{96\,500} \cdot \frac{A}{v} \cdot Q \quad \eta \quad m = \frac{1}{96\,500} \cdot \frac{A}{v} \cdot I \cdot t \quad (2)$$

όπου  $I$  ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος καὶ  $t$  ὁ χρόνος διελεύσεως τοῦ ρεύματος εἰς δευτερόλεπτα. Ἐὰν διὰ τοῦ βολταμέτρου διέλθῃ ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q = 1 \text{ Cb}$ , τότε λαμβάνεται μᾶζα τοῦ στοιχείου:

$$m = \frac{1}{96\,500} \cdot \frac{A}{v} \text{ γραμμάρια}$$

Ἡ μᾶζα αὐτὴ εἶναι σταθερὰ δι' ἕκαστον ἀτοικεῖον καὶ καλεῖται **ἠλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον τοῦ στοιχείου**. Ὡστε:

**Ἡλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον ἑνὸς στοιχείου καλεῖται ἡ μᾶζα, ἡ ὁποία ἐκλύεται ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροδίου, διὰν διὰ τοῦ βολταμέτρου διέρχεται ἠλεκτρικὸν φορτίον ἴσον μετὰ 1 Coulomb.**

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι ὁ νόμος τοῦ Faraday ἠμπορεῖ νὰ διατυπωθῇ συντομώτερα ὡς ἐξῆς:

**Κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν ἠλεκτρικὸν φορτίον ἴσον πρὸς τὴν σταθερὰν τοῦ Faraday ( $F = 96\,500 \text{ Cb}$ ) ἐκλύει ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροδίου μᾶζαν ἴσην μετὰ ἓνα γραμμοῖσοδύναμον τοῦ στοιχείου.**

Εἰς τὸν κατωτέρω πίνακα ἀναφέρονται τὰ ἠλεκτροχημικὰ ἰσοδύναμα μερικῶν συνήθων στοιχείων.

Στοιχεῖον	Ἀτομικὸν βάρος	Σθένος	Χημικὸν ἰσοδύναμον	Ἡλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον εἰς gr/Cb
Ag	107,88	1	107,88	0,001 1180
Cu	63,57	2	31,80	0,000 3294
H <sub>2</sub>	1,008	1	1,008	0,000 01046
Cl <sub>2</sub>	35,46	1	35,46	0,000 3675
O <sub>2</sub>	16,00	2	8,00	0,000 0829

**Παράδειγμα.**—Διὰ βολταμέτρου περιέχοντος διάλυμα θειϊκοῦ ψευδαργύρου ( $ZnSO_4$ ) διέρχεται ἐπὶ 16 min 5 sec ρεῦμα ἐντάσεως  $I=10$  Ampère. Διὰ τὸν Zn εἶναι  $A=65$  καὶ  $v=2$ . Ἡ ἀποτιθεμένη ἐπὶ τῆς καθόδου μᾶζα τοῦ Zn εἶναι:

$$m = \frac{1}{96500} \times \frac{65}{2} \times 10 \times 965 = 3,25 \text{ gr}$$

206. Ἡλεκτρολυτικὸς ὀρισμὸς τῶν μονάδων **Coulomb** καὶ **Ampère**.—Ἐπὶ τῇ βάσει τοῦ νόμου τοῦ Faraday καθορίζονται διεθνῶς αἱ πρακτικαὶ μονάδες ἠλεκτρικοῦ φορτίου καὶ ἐντάσεως ρεύματος.

Ἐνα Coulomb εἶναι τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον, τὸ ὅποσον, διερχόμενον διὰ ὕδατικοῦ διαλύματος νιτρικοῦ ἀργύρου ( $AgNO_3$ ), ἀποχωρίζει εἰς τὴν κάθodon μᾶζαν ἀργύρου 1,118 mgr.

Ἐνα Ampère εἶναι ἡ ἐνταση συνεχοῦς ρεύματος, τὸ ὅποσον, διερχόμενον διὰ ὕδατικοῦ διαλύματος νιτρικοῦ ἀργύρου, ἀποχωρίζει εἰς τὴν κάθodon μᾶζαν ἀργύρου 1,118 mgr κατὰ δευτερόλεπτον.

207. Μέτρησις ἠλεκτρικοῦ φορτίου καὶ ἐντάσεως ρεύματος ἠλεκτρολυτικῶς.—Τὰ φαινόμενα τῆς ἠλεκτρολύσεως ἠμποροῦν νὰ χρησιμοποιηθοῦν διὰ τὴν μέτρησιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου καὶ τῆς ἐντάσεως ρεύματος. Πρὸς τοῦτο χρησιμοποιεῖται βολτάμετρον μὲ ὕδατικὸν διάλυμα νιτρικοῦ ἀργύρου· τὰ δύο ἠλεκτρόδια τοῦ βολταμέτρου εἶναι ἀπὸ ἄργυρον. Μετρεῖται ἡ μᾶζα  $m$  τοῦ ἀργύρου, ἡ ὁποία ἀποτίθεται εἰς τὴν κάθodon ἐντὸς  $t$  δευτερολέπτων. Τότε τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον, τὸ ὅποσον διήλθε διὰ τοῦ βολταμέτρου, εἶναι:

$$Q = \frac{m}{0,001 118} \text{ Cb}$$

ἡ δὲ ἐνταση τοῦ ρεύματος εἶναι:

$$I = \frac{m}{0,001 118 \cdot t} \text{ A}$$

208. Ἡλεκτρικὸν φορτίον τῶν ἰόντων. — Ὁ νόμος τοῦ Faraday καθορίζει τὴν σταθερὰν σχέσιν, ἣ ὁποία ὑπάρχει μεταξὺ τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ βολταμέτρου, καὶ τῆς μάζης τῶν σωμάτων τὰ ὁποῖα ἀποτίθενται ἐπὶ τῶν ἠλεκτροδίων. Φορεῖς τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων εἶναι τὰ ἰόντα. Ἐάν εἶναι γνωστὸς ὁ ἀριθμὸς τῶν ἰόντων, τὰ ὁποῖα ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροδίου μεταβάλλονται εἰς ὠρισμένην μᾶζαν τοῦ στοιχείου, τότε εἶναι δυνατὸν νὰ ὑπολογισθῇ τὸ φορτίον ἐκάστου ἰόντος. Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τοῦτον λαμβάνομεν ὑπ' ὄψιν ὅτι εἰς 1 γραμμομόριον παντὸς σώματος περιέχεται σταθερὸς ἀριθμὸς μορίων  $N = 6,02 \cdot 10^{23}$  μόρια/mol (ἀριθμὸς τοῦ Avogadro, Β' τόμ. σελ. 80). Ἐκ τούτου ἔπεται ὅτι *εἰς ἓνα γραμμοάτομον παντὸς στοιχείου περιέχεται σταθερὸς ἀριθμὸς ἀτόμων*:

$$N = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ ἄτομα / γραμμοάτομον}$$

Ἀπὸ τὸν νόμον τοῦ Faraday γνωρίζομεν ὅτι ἠλεκτρικὸν φορτίον 96 500 Cb ἐκλύει μᾶζαν τοῦ στοιχείου ἴσην μὲ A/v γραμμάρια. Δι' ἓνα μονοσθενὲς στοιχεῖον (π.χ. H, Cl, Na, K) εἶναι  $v = 1$ . Ἄρα εἰς τὴν περίπτωσιν ἑνὸς μονοσθενοῦς στοιχείου τὸ φορτίον 96 500 Cb ἐκλύει ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροδίου μᾶζαν ἴσην μὲ 1 γραμμοάτομον τοῦ στοιχείου, ἥτοι ἐκλύει A γραμμάρια. Ἐπειδὴ ὁμοῦ εἰς τὰ A γραμμάρια τοῦ στοιχείου περιέχονται N ἄτομα, ἔπεται ὅτι ἕκαστον ἄτομον, ὅταν ἦτο ἰόν, ἔφερεν ἐπ' αὐτοῦ ἠλεκτρικὸν φορτίον:

$$e = \frac{96\,500}{6,02 \cdot 10^{23}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν ἑνὸς δισθενοῦς στοιχείου (π.χ. O, Cu, Zn, Ca) εἶναι  $v = 2$ . Ἄρα τὸ φορτίον 96 500 Cb ἐκλύει μᾶζαν τοῦ στοιχείου ἴσην μὲ A/2 gr. Εἰς τὴν μᾶζαν αὐτὴν περιέχονται N/2 ἄτομα καὶ συνεπῶς ἕκαστον ἄτομον τοῦ στοιχείου, ὅταν ἦτο ἰόν, ἔφερεν ἐπ' αὐτοῦ ἠλεκτρικὸν φορτίον:

$$q = \frac{96\,500 \times 2}{6,02 \cdot 10^{23}} = 2e$$

Ὅμοιως εὐρίσκομεν ὅτι ἓνα ἰὸν τρισθενοῦς στοιχείου φέρει ἠλεκτρικὸν φορτίον:

$$q = \frac{96\,500 \times 3}{6,02 \cdot 10^{23}} = 3e$$

Ἀλλὰ τὸ εὐρεθὲν ἀνωτέρω ἠλεκτρικὸν φορτίον e εἶναι τὸ γνωστὸν στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον (§ 50), τὸ ὁποῖον ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου. Ἀπὸ τὸν ἀνωτέρω ὑπολογισμὸν καταλήγομεν εἰς τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα:

*I. Τὰ ἀρνητικὰ ἰόντια εἶναι ἄτομα (ἢ ρίζαι), τὰ ὁποῖα φέρουν 1, 2, 3... πλεονάζοντα ἠλεκτρόνια· τὰ δὲ θετικὰ ἰόντια εἶναι ἄτομα (ἢ ρίζαι), τὰ ὁποῖα ἀπώλεσαν 1, 2, 3, ... ἠλεκτρόνια.*

*II. Ἐκαστον ἰὸν φέρει τόσα στοιχειώδη ἠλεκτρικὰ φορτία (θετικὰ ἢ ἀρνητικὰ), ὅσος εἶναι ὁ ἀριθμὸς, ὁ ὁποῖος ἐκφράζει τὸ σθένος τοῦ στοιχείου (ἢ τῆς ρίζης).*

Οὔτω τὸ ἰὸν τοῦ ὑδρογόνου φέρει φορτίον  $+e$ , ἐνῶ τὸ ἰὸν τοῦ χλωρίου φέρει φορτίον  $-e$ . Ἐπίσης τὸ ἰὸν τοῦ χαλκοῦ φέρει φορτίον  $+2e$ , ἐνῶ τὸ ἰὸν τῆς ρίζης  $SO_4$  φέρει φορτίον  $-2e$ .

Τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον ἑνὸς μονοσθενοῦς ἰόντος εἶναι  $\frac{F}{N} = e$ , ἑνὸς δισθενοῦς ἰόντος εἶναι  $\frac{F}{N/2} = 2e$ , ἑνὸς τρισθενοῦς ἰόντος εἶναι  $\frac{F}{N/3} = 3e$  κ.ο.κ.

Παρατηροῦμεν ὅτι γενικῶς ἰσχύει ἡ ἀκόλουθος σχέσηις:

$$F = N \cdot e$$

Ἡ σχέσηις αὕτη φανερώνει ὅτι:

*Ἡ σταθερὰ τοῦ Faraday (F) ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον δύο παγκοσμίων σταθερῶν, ἧτοι ἰσοῦται μὲ τὸν ἀριθμὸν τοῦ Avogadro ( $N_A$ ) ἐπὶ τὸ στοιχειώδες ἠλεκτρικὸν φορτίον (e).*

$$\text{σταθερὰ τοῦ Faraday: } F = N_A \cdot e$$

— 209. Εὐκίνησις τῶν ἰόντων. — Εἶναι γνωστὸν ὅτι 1 γραμμομόριον παντὸς σώματος περιέχει  $6,02 \cdot 10^{23}$  μόρια. Λαμβάνομεν 1 γραμμομόριον  $NaCl$  (δηλ.  $6,02 \cdot 10^{23}$  μόρια  $NaCl$ ) καὶ διαλύομεν τοῦτο ἐντὸς 1000 gr καθαροῦ ὕδατος. Ἄν ὑποθέσωμεν ὅτι ὅλα τὰ μόρια τοῦ  $NaCl$  διασπῶνται εἰς ἰόντια, τότε ἐντὸς τοῦ διαλύματος θὰ ὑπάρχουν:

$$3,02 \cdot 10^{23} \text{ ἰόντια } Na^+ \quad \text{καὶ} \quad 6,02 \cdot 10^{23} \text{ ἰόντια } Cl^-$$

Εἰς τὰ 1000 gr ὕδατος (ἧτοι εἰς  $\frac{1000}{18}$  mol ὕδατος) περιέχονται  $\frac{1000}{18} \cdot 6,02 \cdot 10^{23}$  μόρια ὕδατος. Μεταξὺ τῶν μορίων τοῦ ὕδατος εἶναι ὁμομόρφως διανεμημένα τὰ ἰόντια τοῦ νατρίου καὶ τοῦ χλωρίου. Ἐάν τὸ διάλυμα τοῦτο εὐρεθῇ μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων βολταμέτρου, δηλαδὴ εὐρεθῇ ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τότε τὰ ἰόντια  $Na^+$  καὶ  $Cl^-$  ἀρχίζουν νὰ κινουῦνται ἀντιστοίχως πρὸς τὴν κάθοδον καὶ πρὸς τὴν ἀνοδον. Ἄν  $q$  εἶναι τὸ φορτίον ἐκάστου ἰόντος καὶ  $E$  ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τότε ἐπὶ ἐκάστου ἰόντος ἐνεργεῖ δύναμις  $f = E \cdot q$ . Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς δυνάμεως  $f$  τὸ ἰὸν ἔπρεπε νὰ ἀποκτήσῃ κίνησιν ὁμαλῶς ἐπιταχυομένην. Ἐνεκα ὁμως τῶν κρούσεων τοῦ ἰόντος ἐπὶ τῶν ἄλλων μορίων, ἡ κίνησις τοῦ ἰόντος γίνεται ὁ μ α λ ἦ καὶ ἡ ταχύτης  $v$  τοῦ ἰόντος λαμβάνει μίαν ὀρικὴν τιμὴν· αὕτη ἡ ὀρική ταχύτης εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν δύναμιν  $f$ , ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ ἰόντος. Ὡστε εἶναι:

$$v = k \cdot f = k \cdot E \cdot q \quad \eta \quad v = \tau \cdot E$$

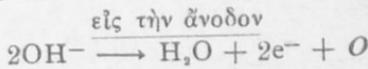
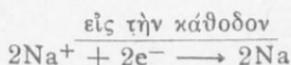
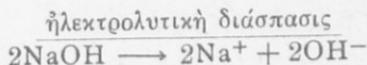
Ἡ σταθερὰ  $\tau = k \cdot q$  καλεῖται *εὐκίνησις τοῦ ἰόντος* καὶ ἐκφράζει τὴν ταχύτητα τοῦ ἰόντος, ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μὲ τὴν μονάδα. Ἡ εὐκίνησις εἶναι διαφο-  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ρετικῇ εἰς τὰ διάφορα εἶδη τῶν ἰόντων καὶ γενικῶς εἶναι πολὺ μικρά. Εἰς τὸν κατωτέρω πίνακα δίδονται αἱ τιμαὶ τῆς εὐκίνησις μερικῶν ἰόντων (εἰς cm/sec), ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μὲ 1 V/cm.

Κατιόντα	Εὐκίνησις		Ἀνιόντα	Εὐκίνησις	
	εἰς	$\frac{\text{cm/sec}}{\text{V/cm}}$		εἰς	$\frac{\text{cm/sec}}{\text{V/cm}}$
H		$33,0 \cdot 10^{-4}$	OH		$17,4 \cdot 10^{-4}$
Na		$4,3 \cdot 10^{-4}$	Cl		$6,5 \cdot 10^{-4}$
K		$6,4 \cdot 10^{-4}$	Br		$6,7 \cdot 10^{-4}$
Mg		$4,5 \cdot 10^{-4}$	NO <sub>3</sub>		$6,1 \cdot 10^{-4}$
Ca		$5,1 \cdot 10^{-4}$	SO <sub>4</sub>		$6,8 \cdot 10^{-4}$

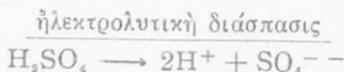
210. Παραδείγματα ἠλεκτρολύσεων. — Θὰ ξεετάσωμεν μερικὰ παραδείγματα ἠλεκτρολύσεων, διὰ νὰ δειχθῶν αἱ δευτερεύουσαι ἀντιδράσεις, αἱ ὁποῖαι συνήθως λαμβάνουν χώραν κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν.

α) Ἡλεκτρόλυσις διαλύματος NaOH μὲ ἠλεκτρόδια ἀπὸ λευκόχρυσον. — Κατὰ τὴν διάλυσιν τοῦ καυστικοῦ νατρίου ἐντὸς τοῦ ὕδατος τὸ μόριον τοῦ NaOH διασπᾶται εἰς τὸ θετικὸν ἰὸν Na<sup>+</sup> καὶ τὸ ἀρνητικὸν ἰὸν OH<sup>-</sup>, τὸ ὁποῖον φέρει ἓνα πλεονάζον ἠλεκτρόνιον (e<sup>-</sup>). Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικοῦ πεδίου τὰ θετικὰ ἰόντα Na<sup>+</sup> ἔρχονται εἰς τὴν κάθodon ἐκεῖ ἕκαστον ἰὸν Na<sup>+</sup> προσλαμβάνει ἓνα ἠλεκτρόνιον (e<sup>-</sup>) καὶ μεταβάλλεται εἰς οὐδέτερον ἄτομον νατρίου, τὸ ὁποῖον ἀντιδρᾷ ἀμέσως μὲ τὸ ὕδωρ (δευτερεύουσα ἀντίδρασις). Οὕτω σχηματίζονται τελικῶς καυστικὸν νάτριον, τὸ ὁποῖον παραμένει ἐντὸς τοῦ διαλύματος καὶ ὑδρογόνον, τὸ ὁποῖον ἐκλύεται εἰς τὴν κάθodon. Τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα OH<sup>-</sup> ἔρχονται εἰς τὴν ἀνοδον. Εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς ἀνόδου τὰ OH<sup>-</sup> ἀντιδρῶν μεταξύ των (δευτερεύουσα ἀντίδρασις) καὶ σχηματίζονται τελικῶς ὕδωρ καὶ ὀξυγόνον, τὸ ὁποῖον ἐκλύεται. Τὰ ἀνωτέρω φαινόμενα ἐκφράζονται μὲ τὰς ἀκολούθους ἐξισώσεις :

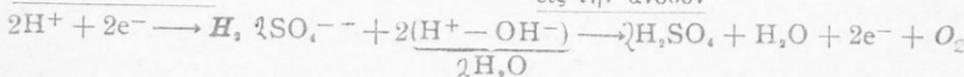


Ὡστε, κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν ὑδατικοῦ διαλύματος καυστικοῦ νατρίου συμβαίνει εἰς μὲν τὴν κάθodon ὑδρογόνον, εἰς δὲ τὴν ἀνοδον ὀξυγόνον. Παρατηροῦμεν ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ ἐκλυομένου ὑδρογόνου εἶναι διπλάσιος ἀπὸ τὸν ὄγκον τοῦ ἐκλυομένου ὀξυγόνου. Ἄρα κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν ὑδατικοῦ διαλύματος καυστικοῦ νατρίου συμβαίνει τελικῶς διάσπασις τοῦ ὕδατος εἰς τὰ δύο ἀστατικά του.

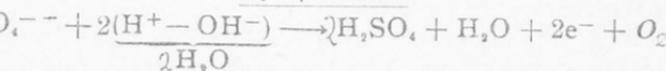
β) **Ἡλεκτρόλυσις διαλύματος  $H_2SO_4$  με ἠλεκτρόδια ἀπὸ λευκόχρυσου.** — Κατὰ τὴν διάλυσιν τοῦ θειικοῦ ὀξέος ἐντὸς τοῦ ὕδατος, τὸ μόριον τοῦ  $H_2SO_4$  διασπᾶται εἰς δύο θετικὰ ἰόντα  $H^+$  καὶ εἰς τὸ ἀρνητικὸν ἰὸν  $SO_4^{--}$ , τὸ ὁποῖον φέρει δύο πλεονάζοντα ἠλεκτρόνια ( $2e^-$ ). Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικοῦ πεδίου τὰ θετικὰ ἰόντα  $H^+$  ἔρχονται εἰς τὴν κάθοδον· ἐκεῖ ἕκαστον ἰὸν  $H^+$  προσλαμβάνει ἓνα ἠλεκτρόνιον ( $e^-$ ) καὶ μεταβάλλεται εἰς οὐδέτερον ἄτομον ὑδρογόνου. Οὕτω εἰς τὴν κάθοδον ἐκλύεται ὕδρογόνον. Τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα  $SO_4^{--}$  ἔρχονται εἰς τὴν ἀνοδον· ἐκεῖ τὰ ἰόντα  $SO_4^{--}$  ἀντιδρῶν μετὰ τὸ ὕδωρ (δετερρεύουσα ἀντίδρασις) καὶ σχηματίζονται τελικῶς θειικὸν ὀξύ, ὕδωρ καὶ ὀξυγόνον, τὸ ὁποῖον ἐκλύεται. Τὰ ἀνωτέρω ἐκφράζονται μετὰ τὰς ἀκολουθίους ἐξισώσεις:



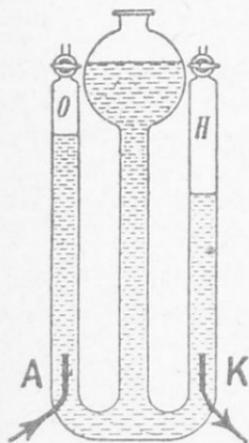
εἰς τὴν κάθοδον



εἰς τὴν ἀνοδον



Ὡστε κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν διαλύματος θειικοῦ ὀξέος συλλέγεται εἰς μὲν τὴν κάθοδον ὕδρογόνον, εἰς δὲ τὴν ἀνοδον ὀξυγόνον, δηλ. κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν ταύτην συμβαίνει τελικῶς διάσπασις τοῦ ὕδατος εἰς τὰ δύο συστατικά του (σχ. 243).

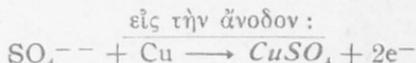
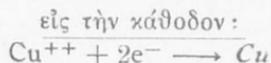
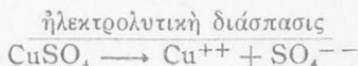


Σχ. 243. Ἡλεκτρόλυσις διαλύματος θειικοῦ ὀξέος.

γ) **Ἡλεκτρόλυσις διαλύματος  $CuSO_4$  με ἠλεκτρόδια ἀπὸ χαλκόν.** — Κατὰ τὴν διάλυσιν τοῦ θειικοῦ χαλκοῦ ἐντὸς τοῦ ὕδατος τὸ μόριον τοῦ  $CuSO_4$  διασπᾶται εἰς τὸ θετικὸν ἰὸν  $Cu^{++}$  καὶ τὸ ἀρνητικὸν ἰὸν  $SO_4^{--}$ . Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὰ θετικὰ ἰόντα  $Cu^{++}$  ἔρχονται εἰς τὴν κάθοδον· ἐκεῖ ἕκαστον ἰὸν  $Cu^{++}$  προσλαμβάνει δύο ἠλεκτρόνια ( $2e^-$ ) καὶ μεταβάλλεται εἰς οὐδέτερον ἄτομον χαλκοῦ, τὸ ὁποῖον ἐπικάθηται ἐπὶ τῆς καθόδου. Οὕτω εἰς τὴν κάθοδον συλλέγεται χαλκός. Τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα  $SO_4^{--}$  ἔρχονται εἰς τὴν ἀνοδον, ἣ ὁποία, ἐπειδὴ εἶναι ἀπὸ χαλκόν, προσβάλλεται ἀπὸ τὴν ρίζαν τοῦ θειικοῦ ὀξέος. Τὸ ἰὸν  $SO_4^{--}$ , ὅταν ἔλθῃ εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς ἀνόδου, ἀναγκάζει ἓνα ἄτομον τῆς

ἐπιφανείας τῆς ἀνόδου νὰ ἐγκαταλείψῃ ἐπὶ τῆς ἀνόδου δύο ἠλεκτρόνια του ( $2e^-$ ) καὶ νὰ μεταβληθῇ εἰς θετικὸν ἰὸν  $Cu^{++}$ . Τὸ ἰὸν τοῦτο ἐνώνεται μετὰ τὸ ἰὸν  $SO_4^{--}$  καὶ οὕτω σχηματίζεται ἓνα μόριον  $CuSO_4$ , τὸ ὁποῖον εἰσέρχεται εἰς τὸ διάλυμα. Οὕτω ἡ μὲν μάζα τῆς ἀνόδου συνεχῶς ἐλαττώνεται, ἡ δὲ μάζα τῆς καθόδου συνεχῶς αὐξάνεται. Ὡστε, κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν διαλύματος θειικοῦ χαλκοῦ μετὰ ἀνο-

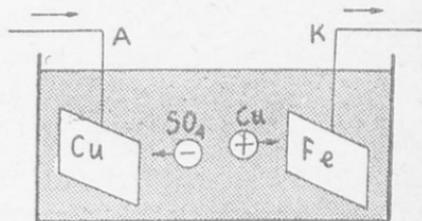
δον ἀπὸ χαλκὸν συμβαίνει μεταφορὰ χαλκοῦ ἀπὸ τὴν ἄνοδον εἰς τὴν κάθοδον. Ἡ περιεκτικότης τοῦ διαλύματος εἰς  $\text{CuSO}_4$  παραμένει ἀμετάβλητος. Τὰ ἀνωτέρω φαινόμενα ἐκφράζονται μὲ τὰς ἀκολουθοῦντας ἐξισώσεις :



— 211. Ἐφαρμογαὶ τῆς ἠλεκτρολύσεως.—Τὰ φαινόμενα τῆς ἠλεκτρολύσεως ἔχουν μεγάλης ἐφαρμογὰς, κυριώτεραι τῶν ὁποίων εἶναι αἱ ἑξῆς :

δ) Εἰς τὴν *ἠλεκτρομεταλλουργίαν* χρησιμοποιεῖται ἡ ἠλεκτρόλυσις διὰ τὴν παρασκευὴν καθαρῶν μετάλλων. Οὕτω τὸ κάλιον, τὸ ἀσβέστιον, τὸ μαγνήσιον λαμβάνονται δι' ἠλεκτρολύσεως τῶν τετηγμένων χλωριούχων ἀλάτων τῶν. Τὸ ἀργίλλιον λαμβάνεται δι' ἠλεκτρολύσεως μείγματος βωξίτου καὶ κρυσθίου. Ὅμοίως λαμβάνεται καὶ ὁ χημικῶς καθαρὸς χαλκός.

β) Ἡ *ἐπιμετάλλωσις* χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν προφύλαξιν ὠρισμένων μετάλλων. Πρὸς τοῦτο τὰ μέταλλα αὐτὰ ἐπικαλύπτονται ἠλεκτρολυτικῶς μὲ λεπτὸν στρώμα νικελίου, χρωμίου, ἀργύρου ἢ χρυσοῦ. Τὸ πρὸς ἐπιμετάλλωσιν ἀντικείμενον ἀποτελεῖ τὴν κάθοδον τοῦ βολταμέτρου. Ὁ ἠλεκτρολύτης εἶναι διάλυμα ἄλατος τοῦ μετάλλου, μὲ τὸ ὁποῖον θέλομεν νὰ ἐπικαλύψωμεν τὸ ἀντικείμενον. Ἡ κάθοδος εἶναι πλάξ ἐκ τοῦ ἰδίου ἐπίσης μετάλλου (διαλυτὴ ἄνοδος). Κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν τὸ ἐρχόμενον εἰς τὴν ἄνοδον ἀρνητικὸν ἰὸν προσβάλλει τὸ μέταλλον τῆς ἀνόδου, ἢ ὅποια συνεχῶς φθείρεται. Οὕτω μεταφέρεται συνεχῶς μέταλλον ἐκ τῆς ἀνόδου εἰς τὴν κάθοδον (σχ. 244).

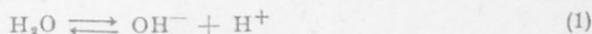


Σχ. 244. Ἐξήγησις τῆς ἐπιμεταλλώσεως.

γ) Ἡ *γαλβανοπλαστικὴ* ἐπιτυχάνει τὴν ἀναπαραγωγὴν διαφόρων ἀντικειμένων (π.χ. νομισμάτων, μετάλλων κ.ἄ.). Πρὸς τοῦτο λαμβάνεται ἐπὶ θερμῆς γουταπέρκας ἢ μήτρας, ἣτοι τὸ ἀκριβὲς ἀποτύπωμα τοῦ ἀντικειμένου. Ἐπειτα καλύπτεται ἡ ἐπιφάνεια τῆς μήτρας μὲ γραφίτην, διὰ νὰ γίνῃ ἀγωγός, καὶ χρησιμοποιεῖται ὡς κάθοδος. Αὕτη ἐπικαλύπτεται μὲ στρώμα μετάλλου, ὅπως καὶ κατὰ τὴν ἐπιμετάλλωσιν. Ἡ γαλβανοπλαστικὴ ἔχει πολλὰς ἐφαρμογὰς (εἰς τὴν τοιγγογραφίαν, τὴν βιομηχανίαν φωνογραφικῶν πλακῶν κ.ἄ.).

δ) Μὲ τὴν ἠλεκτρόλυσιν λαμβάνονται εὐκόλα μεγάλα ποσότητες καθαρῶ ὕδρου καὶ ὀξυγόνου διὰ τὰς ἀνάγκας τῆς βιομηχανίας.

— 212. Ἡλεκτρολυτικὴ διάσπασις τοῦ ὕδατος. Συντελεστής pH. — Τὸ ὕδωρ εἶναι μὲν κακὸς ἀγωγός, δὲν εἶναι ὅμως τέλειος μονωτής. Ἀπὸ τὰς μετρήσεις εὐρέθη ὅτι, ἐφ' ὅσον αὐξάνεται ὁ βαθμὸς καθαρότητος τοῦ ὕδατος, ἡ ἀγωγιμότης αὐτοῦ συνεχῶς ἐλαττώνεται, ἀλλὰ τείνει πρὸς ἓνα ὄριον. Αὕτη ἡ ἀγωγιμότης τοῦ ὕδατος ἐρμηνεύεται, ἂν δεχθῶμεν ὅτι τὸ ὕδωρ ὑφίσταται ἠλεκτρολυτικὴν διάσπασιν (§ 202) σύμφωνα μὲ τὴν ἐξίσωσιν :



Εἰς τὸ τελειῶς καθαρὸν ὕδωρ καὶ διὰ μίαν ὠρισμένην θερμοκρασίαν ἓνας μικρὸς, ἀλλ' ὠρισμένος, ἀριθμὸς μορίων ὕδατος διασπᾶται εἰς θετικὰ ἰόντα  $\text{H}^+$  καὶ εἰς ἀρνητικὰ ἰόντα  $\text{OH}^-$ . Ἐν  $\text{CH}_4$  καὶ  $\text{CO}_2$  παριστοῦν ἀντιστοίχως τὸν ἀριθμὸν τῶν ἰόντων  $\text{H}^+$  καὶ  $\text{OH}^-$ .  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

$\text{OH}^-$  κατά λίτρον, δηλαδή την *συγκέντρωσιν* τῶν ἰόντων  $\text{H}^+$  καὶ  $\text{OH}^-$ , τότε προφανῶς εἶναι  $\text{CH} = \text{COH}$ . Σύμφωνα μετὸν νόμον τῆς δράσεως τῶν μαζῶν, τὸν ὁποῖον ἀποδεικνύει ἡ Φυσικοχημεία, ἔχομεν :

$$\text{CH} \cdot \text{COH} = k \quad (2)$$

ὅπου  $k$  εἶναι μία σταθερά, ἡ ὁποία ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν. Ἡ ἐξίσωσις (2) εἶναι γενικὴ καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ ὕδατος ἐκφράζει τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα :

*"Ὅταν ἐντὸς τοῦ ὕδατος συνυπάρχουν ἰόντα  $\text{H}^+$  καὶ ἰόντα  $\text{OH}^-$ , ὁποιαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ προέλευσις αὐτῶν, τὸ γινόμενον τῶν συγκεντρώσεων  $\text{CH}$  καὶ  $\text{COH}$  τῶν ἰόντων τούτων εἶναι σταθερὸν διὰ μίαν ὁρισμένην θερμοκρασίαν.*

$\text{CH} \cdot \text{COH} = k$ $\text{CH} \cdot \text{COH} = k$
--

Διὰ τὴν θερμοκρασίαν  $23^\circ \text{C}$  ἡ σταθερὰ  $k$  ἔχει τὴν πολὺ μικρὰν τιμὴν  $k = 10^{-14}$ . Ἐπομένως διὰ τὸ τελείως καθαρὸν ὕδωρ ἔχομεν :

$$\text{CH} \cdot \text{COH} = 10^{-14} \quad (3)$$

καὶ ἐπειδὴ εἶναι  $\text{CH} = \text{COH}$ , θὰ ἔχωμεν :

$$\text{C}_\text{H}^2 = \text{C}_\text{OH}^2 = 10^{-14} \quad \eta \quad \text{CH} = \text{COH} = 10^{-7} \quad (4)$$

"Ἄν δι' οἰονδήποτε λόγον αὐξήθῃ ἡ περιεκτικότης τοῦ ὕδατος εἰς ἰόντα  $\text{H}^+$ , τότε θὰ ἐλάττωθῃ ἀντιστοιχῶς ἡ περιεκτικότης εἰς ἰόντα  $\text{OH}^-$ . Οὕτω, ἂν ἡ συγκέντρωσις τῶν ἰόντων  $\text{H}^+$  αὐξηθῇ ἀπὸ  $10^{-7}$  εἰς  $10^{-4}$ , τότε ἀντιστοιχῶς ἡ συγκέντρωσις τῶν ἰόντων  $\text{OH}^-$  θὰ ἐλαττωθῇ ἀπὸ  $10^{-7}$  εἰς  $10^{-10}$ , διότι τὸ γινόμενον τῶν δύο συγκεντρώσεων πρέπει νὰ εἶναι πάντοτε σταθερὸν καὶ ἴσον μετὸ  $10^{-14}$ . Ἀπὸ τὰ ἑνωτέρω κατέληξαν εἰς τὴν διατύπωσιν τοῦ ἐξῆς ὁρισμοῦ :

*"Ἐνα διάλυμα λέγεται οὐδέτερον, ὅταν ἡ σχετικὴ ἀναλογία τῶν ἰόντων  $\text{H}^+$  καὶ  $\text{OH}^-$  εἶναι ἡ αὐτὴ μετὸν ἀναλογίαν τῶν ἰόντων τούτων εἰς τὸ καθαρὸν ὕδωρ, δηλαδή ὅταν αἱ συγκεντρώσεις τῶν ἰόντων τούτων εἶναι ἴσαι.*

"Ἄν ἐντὸς καθαροῦ ὕδατος διαλύσωμεν ἓνα ὀξύ, π.χ. ὑδροχλωρικὸν ὀξύ ( $\text{HCl}$ ), τότε αὐξάνεται ἡ περιεκτικότης εἰς ἰόντα  $\text{H}^+$  καὶ συνεπῶς ἡ συγκέντρωσις  $\text{CH}$  τῶν ἰόντων  $\text{H}^+$  ἔχει τιμὴν μεγαλύτεραν ἀπὸ  $10^{-7}$  ( $\text{CH} > 10^{-7}$ ). Οὕτω, ἂν γίνῃ  $\text{CH} = 10^{-4}$ , τότε σύμφωνα μετὸν ἐξίσωσιν (3) ἡ συγκέντρωσις  $\text{COH}$  τῶν ἰόντων  $\text{OH}^-$  θὰ γίνῃ μικροτέρα ἀπὸ  $10^{-7}$  ( $\text{COH} < 10^{-7}$ ).

"Ἀντιθέτως, ἂν ἐντὸς καθαροῦ ὕδατος διαλύσωμεν μίαν βάσιν, π.χ. καυστικὸν νάτριον ( $\text{NaOH}$ ), τότε ἡ μὲν συγκέντρωσις  $\text{COH}$  τῶν ἰόντων  $\text{OH}^-$  ἔχει τιμὴν μεγαλύτεραν ἀπὸ  $10^{-7}$  ( $\text{COH} > 10^{-7}$ ), ἡ δὲ συγκέντρωσις  $\text{CH}$  τῶν ἰόντων  $\text{H}^+$  ἔχει τιμὴν μικροτέρα ἀπὸ  $10^{-7}$  ( $\text{CH} < 10^{-7}$ ).

"Ἐάν λοιπὸν γνωρίζωμεν τὴν συγκέντρωσιν  $\text{CH}$  τῶν ἰόντων  $\text{H}^+$  εἰς ἓνα διάλυμα, τότε γνωρίζωμεν ἂν τὸ διάλυμα εἶναι οὐδέτερον, ὀξινὸν ἢ βασικόν. Οὕτω τὸ διάλυμα εἶναι :

οὐδέτερον, ὅταν εἶναι	$\text{CH} = 10^{-7}$
ὀξινόν, ὅταν εἶναι	$\text{CH} > 10^{-7}$
βασικόν, ὅταν εἶναι	$\text{CH} < 10^{-7}$

Ἡ ὀξινὸς ἢ βασικὴ κατάσταση ἐνὸς διαλύματος ἐκφράζεται μετὸν ἐκθέτη τῆς δυνάμεως τοῦ 10, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν συγκέντρωσιν  $\text{CH}$  τῶν ἰόντων  $\text{H}^+$ , ἀλλὰ κατὰ συνθήκην ὁ ἐκθέτης οὗτος λαμβάνεται μετὰ τὰς ἀποδείξεις. Ὁ οὕτω ὁρι-  
 Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ζόμενος συντελεστής τοῦ διαλύματος καλεῖται pH. Ἐὰν λοιπὸν ἡ συγκέντρωσις τῶν ἰόντων  $H^+$  τοῦ διαλύματος εἶναι :

$C_H = 10^{-1}$	τότε εἶναι	pH = 1
$C_H = 10^{-3}$	τότε εἶναι	pH = 3
$C_H = 10^{-7}$	τότε εἶναι	pH = 7
$C_H = 10^{-11}$	τότε εἶναι	pH = 11
$C_H = 10^{-13}$	τότε εἶναι	pH = 13

Τὸ καθαρὸν ὕδωρ ἔχει pH ἴσον μὲ 7. Ἐνὰ διάλυμα ὀξίνων ἔχει pH μικρότερον τοῦ 7 καὶ ἕνα διάλυμα βασικὸν ἔχει pH μεγαλύτερον τοῦ 7. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς :

I. Ὁ συντελεστής pH ἑνὸς διαλύματος ἰσοῦται μὲ τὸν λογάριθμον τῆς συγκέντρωσως  $C_H$  τῶν ἰόντων  $H^+$ , λαμβανόμενον μὲ ἀντίθετον σημεῖον.

$$pH = -\log C_H$$

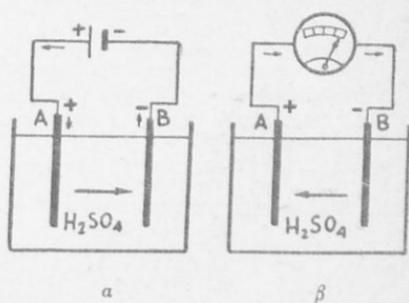
II. Ἡ ὀξίνος, οὐδέτερα ἢ βασικὴ κατάσταση ἑνὸς διαλύματος καθορίζεται ἀπὸ τὴν τιμὴν τοῦ pH ὡς ἑξῆς :

διάλυμα ὀξίνου :  $pH < 7$  διάλυμα οὐδέτερον :  $pH = 7$  διάλυμα βασικόν :  $pH > 7$

Ὁ συντελεστής pH ἔχει πολὺ μεγάλην σημασίαν, ὄχι μόνον διὰ τὰ χημικὰ φαινόμενα τὰ ἀναφερόμενα εἰς τοὺς ἠλεκτρολύτας, ἀλλὰ καὶ διὰ τὰ βιολογικὰ φαινόμενα. Οὕτω εὐρέθῃ ὅτι εἰς τοὺς περισσοτέρους ὀργανισμοὺς ὑπάρχει σαφῶς ἡ τάσις νὰ διατηρηθῇ σταθερὸν τὸ pH ἑκάστου ὀργανισμοῦ. Αἱ τυχόν ἀποκλίσεις ἀπὸ τὴν ὀρισμένην τιμὴν τοῦ pH προκαλοῦν διατάραξιν τῶν λειτουργιῶν τοῦ ὀργανισμοῦ.

ΠΟΛΩΣΙΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ — ΣΥΣΣΩΡΕΥΤΑΙ — ΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ

213. Πόλωση τῶν ἠλεκτροδίων τοῦ βολταμέτρου.—Ἐντὸς διαλύματος θεϊκοῦ ὀξέος βυθίζομεν δύο ἠλεκτρόδια ἐκ λευκοχρῦσου. Μὲ ἕνα βολτόμετρον εὐρίσκομεν ὅτι ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων εἶναι ἴση μὲ μηδέν. Διαβιβάζομεν διὰ τοῦ βολταμέτρου ρεῦμα καὶ προκαλοῦμεν ἠλεκτρολύσιν (σχ. 245α). Μετὰ παρέλευσιν ὀλίγου χρόνου ἀφαιροῦμεν ἀπὸ τὸ κύκλωμα τὴν γεννήτριαν (σχ. 245β). Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον εἶναι ἀντίρροπον πρὸς τὸ ρεῦμα, τὸ προκαλέσαν τὴν ἠλεκτρολύσιν. Τὸ ἀντίρροπον τοῦτο ρεῦμα διαρκεῖ ἐπ' ὀλίγον χρόνον καὶ ὀφείλεται εἰς τὴν ἀλλοίωσιν, τὴν ὁποίαν ὑπέστησαν τὰ ἠλεκτρόδια τοῦ βολταμέτρου. Κατὰ τὴν ἠλεκτρολύσιν ἐκλύεται εἰς τὴν κάθodon ὑδρογόνον καὶ εἰς τὴν ἀνοδον ἐκλύεται ὀξυγόνον. Μέρη τῶν ὀξείων τῶν ἐπιπέδων τῶν ἠλεκτροδίων, τὰ ἠλεκτροδίων, τὰ



Σχ. 245. Πόλωση τῶν ἠλεκτροδίων τοῦ βολταμέτρου κατὰ τὴν ἠλεκτρολύσιν.

ὅποια οὕτω περιβάλλονται ἀπὸ λεπτὸν στρώμα ἀερίου. Ἡ ἀλλοίωσις αὐτῆ τῶν ἠλεκτροδίων καλεῖται *πόλωσις τῶν ἠλεκτροδίων* τοῦ βολταμέτρου. Παρατηροῦμεν ὅτι μεταξὺ τῶν δύο πολωμένων ἠλεκτροδίων δημιουργεῖται διαφορὰ δυναμικοῦ. Πρὸ τῆς ἠλεκτρολύσεως εἶχομεν τὴν ἐξῆς σειρὰν ἀγωγῶν :

$$\text{Pt} — \text{διάλυμα ὀξέος} — \text{Pt}$$

Μετὰ τὴν ἠλεκτρολύσιν ἔχομεν τὴν ἐξῆς σειρὰν :

$$\text{Pt} — \text{O}_2 — \text{διάλυμα ὀξέος} — \text{H}_2 — \text{Pt}$$

δηλαδὴ ἔχομεν μίαν μὴ συμμετρικὴν σειρὰν ἀγωγῶν. Γενικῶς :

**Μία μὴ συμμετρικὴ σειρὰ ἀγωγῶν παρουσιάζει διαφορὰν δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν ἄκρων τῆς.**

Ὅστε, πόλωσις εἶναι ἡ δημιουργία ἀσυμμετρίας εἰς μίαν ἀρχικῶς συμμετρικὴν σειρὰν ἀγωγῶν. Διὰ τῆς τοιαύτης ἀσυμμετρίας ἐπιτυγχάνεται ἡ δημιουργία διαφορᾶς δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν ἄκρων τῆς σειρᾶς. Τὸ ἐκ τῆς πολώσεως προκαλούμενον ρεῦμα καλεῖται *ρεῦμα πολώσεως*. Τὸ ρεῦμα τοῦτο πολὺ συντόμως καταστρέφει τὴν ἀσυμμετρίαν καὶ ἐπαναφέρει τὰ ἠλεκτρόδια τοῦ βολταμέτρου εἰς τὴν ἀρχικὴν τῶν κατάστασιν.

**214. Μετατροπὴ τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας εἰς χημικὴν ἐνέργειαν.** — Διὰ νὰ προκληθῇ ἠλεκτρολύσις, πρέπει εἰς τὸ κύκλωμα νὰ ὑπάρχη μία γεννήτρια (σχ. 245 α). Ἐστω  $E$  ἡ ἠλεκτρογενετική δύναμις τῆς γεννητορίας καὶ  $R$  ἡ ὅλική ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος. Ἄν  $I$  εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τότε ἡ γεννήτρια παρέρχει εἰς τὸ κύκλωμα ἰσχὴν ἴσην μὲ  $E \cdot I$ . Ἡ ἰσχύς αὐτὴ δαπανᾶται : α) διὰ τὴν παραγωγὴν θερμότητος  $R \cdot I^2$  ἐφ' ὀλοκλήρου τοῦ κυκλώματος· β) διὰ τὴν παραγωγὴν χημικῆς ἀποσυνθέσεως ἐντὸς τοῦ βολταμέτρου· διὰ τὴν χημικὴν αὐτὴν δράσιν δαπανᾶται ἰσχύς  $P'$ . Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας θὰ εἶναι :

$$E \cdot I = R \cdot I^2 + P' \quad (1)$$

Τὸ βολτάμετρον εἶναι λοιπὸν ἀποδέκτης (§ 96) καὶ συνεπῶς ἔχει ἀντιηλεκτρογενετικὴν δύναμιν  $E'$ . Τότε ἡ ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια  $P'$ , ἡ ὅποια κατὰ μονάδα χρόνον μετατρέπεται εἰς χημικὴν ἐνέργειαν, εἶναι :

$$P' = E' \cdot I$$

καὶ συνεπῶς ἡ ἐξίσωσις (1) γράφεται :

$$E \cdot I = R \cdot I^2 + E' \cdot I \quad \eta \quad \boxed{E = E' + R \cdot I} \quad (2)$$

Ἡ χημικὴ ἐνέργεια ἀποταμιεύεται ἐντὸς τοῦ βολταμέτρου καὶ ἢμπορεῖ νὰ μετατραπῇ πάλιν εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν. Πράγματι τὸ πείραμα ἀπέφηνε ὅτι ἀπὸ τοῦ ἰσχυροῦ ἠλεκτρογενετικοῦ βολταμέτρου ἐκπαίδευτικῆς Πολυτεχνικῆς ἐν πόλωσιν

τῶν ἠλεκτροδίων του, λειτουργεῖ ὡς γεννήτρια (σχ. 245 β), ἢ ὁποία ἔχει ἠλεκτρογενετικήν δύναμιν Ε'. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

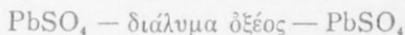
**Κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν συμβαίνει μετατροπὴ τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας εἰς χημικὴν ἐνέργειαν**· αὕτη ἀποταμιεύεται ἐντὸς τοῦ βολταμέτρου κατὰ τὴν πόλωσιν τῶν ἠλεκτροδίων του καὶ δύναται νὰ μετατραπῇ ἐκ νέου εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν.

**Μὴ πολούμενα βολτάμετρα.** — Λαμβάνομεν βολτάμετρον, τοῦ ὁποίου τὰ δύο ἠλεκτρόδια εἶναι ἀπὸ τὸ αὐτὸ μέταλλον (π.χ. ἀπὸ χαλκόν). Ἐντὸς τοῦ βολταμέτρου περιέχεται ὕδατικὸν διάλυμα ἐνὸς ἁλατος τοῦ ἴδιου ἐπίσης μετάλλου (π.χ. διάλυμα  $\text{CuSO}_4$ ). Τότε δὲν προκαλεῖται πόλωσις τῶν ἠλεκτροδίων τοῦ βολταμέτρου, διότι κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν συμβαίνει ἀπλῶς μεταφορὰ τοῦ μετάλλου ἀπὸ τὴν ἄνοδον εἰς τὴν κάθοδον. Ἡ δαπανωμένη διὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια μετατρέπεται ὁλόκληρος εἰς θερμότητα. Ὡστε:

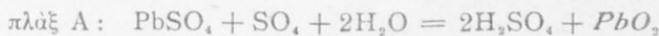
**Τὰ μὴ πολούμενα βολτάμετρα δὲν ἔχουν ἀντιηλεκτρογενετικὴν δύναμιν καὶ μετὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν δὲν δύναται νὰ λειτουργήσουν ὡς γεννήτριαι.**

215. Συσσωρευταί. — Ἐὰν ἡ πόλωσις τοῦ βολταμέτρου εἶναι δυνατὸν νὰ διατηρηθῇ ἐπὶ μακρόν, τότε τὸ ρεῖμα τὸ προερχόμενον ἐκ τῆς πολώσεως τῶν ἠλεκτροδίων θὰ εἶναι μακρᾶς διαρκείας. Ἐπὶ τῆς ἀρχῆς αὐτῆς στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν **συσσωρευτῶν**, οἱ ὅποιοι ἀποτελοῦν πολὺ εὔχρηστον τύπον γεννητριῶν (§ 71). Εἰς τοὺς συσσωρευτάς ἐπιτυγχάνεται κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν (φόρτισις τοῦ συσσωρευτοῦ) ριζικὴ ἀλλοίωσις τῆς ἐπιφανείας τῶν ἠλεκτροδίων των. Εἰς τὴν πρᾶξιν χρησιμοποιοῦνται κυρίως οἱ **συσσωρευταί μολύβδου** καὶ οἱ **ἀλλυκαλοὶ συσσωρευταί**.

216. Συσσωρευταί μολύβδου. — Οὗτοι ἔχουν ὡς ἠλεκτρολύτην διάλυμα θεϊκοῦ ὀξέος καὶ ὡς ἠλεκτρόδια πλάκας μολύβδου. Αὗται μόλις βυθισθοῦν ἐντὸς τοῦ  $\text{H}_2\text{SO}_4$  καλύπτονται ἀπὸ στρῶμα  $\text{PbSO}_4$  (σχ. 246). Τότε ἔχομεν τὴν ἐξῆς σειρὰν ἀγωγῶν:



Κατὰ τὴν **φόρτισιν** τοῦ συσσωρευτοῦ συμβαίνει ἠλεκτρόλυσις καὶ τὰ μὲν θετικὰ ἰόντα  $2\text{H}^+$  ἔρχονται εἰς τὴν κάθοδον Β, τὸ δὲ ἀρνητικὸν ἰὸν  $\text{SO}_4^{--}$  ἔρχεται εἰς τὴν ἄνοδον Α. Τότε συμβαίνουν ἐπὶ τῶν ἠλεκτροδίων αἱ ἐξῆς ἀντιδράσεις:



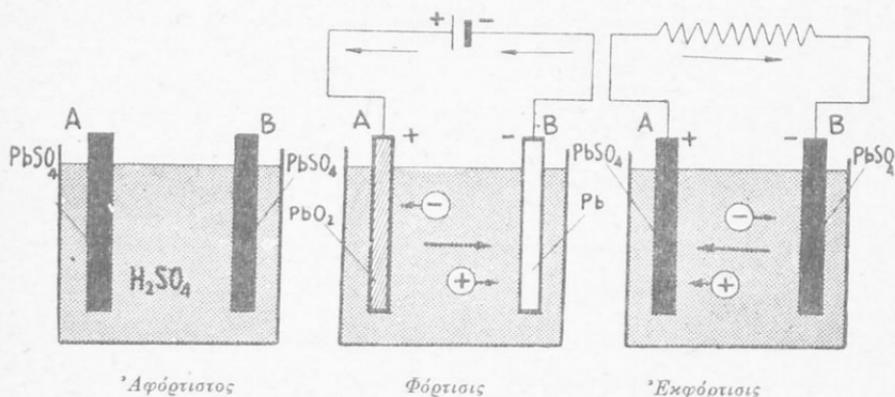
Οὕτω δημιουργεῖται ἡ ἐξῆς σειρὰ ἀγωγῶν:

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

$\text{PbSO}_4 - \text{διάλυμα ὀξέος} - \text{Pb}$

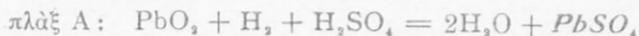
Ο συσσωρευτής δύναται τότε να λειτουργήσῃ ὡς γεννήτρια, ἡ ὁποία ἔχει ἠλεκτρογενετική δύναμιν 2 Volt.

Κατὰ τὴν ἐκφόρτισιν τοῦ συσσωρευτοῦ συμβαίνει πάλιν ἠλεκτρόλυσις καὶ



Σχ. 246. Ἐξήγησις τῆς λειτουργίας τοῦ συσσωρευτοῦ.

ἐπὶ τῶν δύο ἠλεκτροδίων συμβαίνουν αἱ ἑξῆς ἀντιδράσεις:



Οὕτω μετὰ τὴν ἐκφόρτισιν τὰ δύο ἠλεκτρόδια ἐπανέρχονται εἰς τὴν ἀρχικὴν τῶν κατάστασιν.

Κατὰ τὴν ἐκφόρτισιν ἡ περιεκτικότης τοῦ διαλύματος εἰς θεικὸν ὀξύ ἐλαττώνεται· οὕτω ἡ πυκνότης τοῦ διαλύματος κατέρχεται (ἀπὸ 30° εἰς 20° Baumé). Ἀντιθέτως κατὰ τὴν φόρτισιν σχηματίζεται ἐκ νέου θεικὸν ὀξύ καὶ ἡ πυκνότης τοῦ διαλύματος ἀνέρχεται (ἀπὸ 20° εἰς 30° Baumé).

Κατὰ τὴν φόρτισιν ὁ συσσωρευτής παρουσιάζει ἀντὶ ηλεκτρογενετικὴν δύναμιν (Ε'), ἡ ὁποία διατηρεῖται αἰσθητῶς σταθερὰ καὶ ἴση μὲ 2 V ἐπὶ μακρὸν χρόνον· μόνον περὶ τὸ τέλος τῆς φορτίσεως ἀνέρχεται εἰς 2,5 V. Κατὰ τὴν ἐκφόρτισιν ὁ συσσωρευτής ἔχει ἠλεκτρογενετικὴν δύναμιν (Ε), ἡ ὁποία διατηρεῖται σταθερὰ καὶ ἴση μὲ 2 V καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς ἐκφορτίσεως· μόνον περὶ τὸ τέλος τῆς ἐκφορτίσεως κατέρχεται ἀποτόμως. Εἰς τὴν πρᾶξιν σταματοῦν τὴν ἐκφόρτισιν τοῦ συσσωρευτοῦ, ὅταν ἡ ἠλεκτρογενετικὴ δύναμις κατέλθῃ εἰς 1,8 V, διότι ἡ περαιτέρω ἐκφόρτισις προκαλεῖ βλάβας εἰς τὰ ἠλεκτρόδια τοῦ συσσωρευτοῦ.

Καλεῖται *χωρητικότης* τοῦ συσσωρευτοῦ τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον, τὸ ὁποῖον παρέχει ὁ συσσωρευτής κατὰ τὴν πλήρη ἐκφόρτισίν του. Ἡ χωρητικότης τοῦ συσσωρευτοῦ μετρεῖται εἰς ἀ μ π ε ρ ῶ ρ ι α (Ah). Τὸ 1 ἀμπερώριον εἶναι ἴσον μὲ 3600 Cb, ἧτοι εἶναι τὸ φορτίον, τὸ ὁποῖον μεταφέρει ρεῦμα ἐντάσεως 1 Ampère ἐντὸς 1 ὥρας. Ἡ χωρητικότης τοῦ συσσωρευτοῦ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐπιφανειακὴν μᾶζαν τῶν ἠλεκτροδίων, ἡ ὁποία ἀντιδρᾷ χημικῶς κατὰ τὴν ἐκφόρτισιν. Οἱ χρησιμοποιοῦμενοι εἰς τὴν πρᾶξιν συσσωρευταὶ ἔχουν ἠλεκτρόδια ἀπὸ μολύβδινον δικτυωτόν, τὸ ὁποῖον τὰ διάκενα εἶναι πλήρη ἀπὸ πορῶδη μολύβδον (ἀρνητικὸς πόλος) καὶ ἀπὸ ὀξειδία μολύβδου (θετικὸς πόλος). Οἱ σύγχρονοι συσσωρευταὶ ἔχουν χωρητικότητα 8-10 Ah κατὰ dm<sup>2</sup> ἐπιφανείας τοῦ θετικοῦ ἠλεκτροδίου. Ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις τοῦ συσσωρευτοῦ εἶναι πολὺ μικρά, διότι αἱ δύο

πλάκες εὐρίσκονται εἰς μικρὰν ἀπόστασιν ἢ μία ἀπὸ τὴν ἄλλην. Ἐὰν συνδέσωμεν πολλοὺς συσσωρευτάς, λαμβάνομεν τὴν συστοιχίαν συσσωρευτῶν (κοινῶς μπαταρία). Οἱ συσσωρευταὶ μολύβδου καταστρέφονται, ὅταν μείνουν ἀφόρτιστοι ἐπὶ μακρὸν χρόνον.

217. **Συσσωρευταὶ ἀλκαλικοί.** — Οὗτοι ἔχουν ὡς ἠλεκτρολύτην διάλυμα καυστικοῦ καλίου. Ἡ θετικὴ πλᾶξ ἀποτελεῖται ἀπὸ ὕδροξειδίου νικελίου  $Ni(OH)_2$ , ἡ δὲ ἀρνητικὴ πλᾶξ ἀποτελεῖται ἀπὸ ὕδροξειδίου σιδήρου  $Fe(OH)_2$ . Οἱ ἀλκαλικοὶ συσσωρευταὶ ἔχουν τὸ πλεονέκτημα ὅτι εἶναι ἐλαφρότεροι καὶ ἀνθεκτικώτεροι ἀπὸ τοὺς συσσωρευτάς μολύβδου, ἔχουν μεγάλην χωρητικότητα καὶ δύνανται νὰ μείνουν ἀφόρτιστοι, χωρὶς νὰ καταστραφῶν. Ἡ ἠλεκτρογενητικὴ τῶν δυνάμεις κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς ἐκφορτίσεως εἶναι 1,25 V, ἔπειτα ὅμως κατέρχεται ἀποτόμως εἰς 0,6 V.

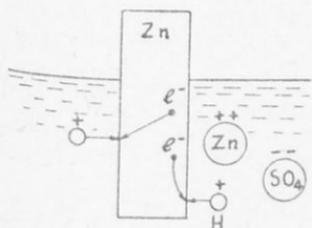
218. **Ἀπόδοσις τῶν συσσωρευτῶν.** — Διὰ τὴν φόρτισιν τοῦ συσσωρευτοῦ δαπανᾶται ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια  $W_{\Delta}$ . Κατὰ τὴν ἐκφόρτισιν ὁ συσσωρευτὴς παρέρχει εἰς τὸ κύκλωμα ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν  $W_{\Pi}$ . Καλεῖται **ἀπόδοσις** τοῦ συσσωρευτοῦ ὁ λόγος τῆς παρεχομένης κατὰ τὴν ἐκφόρτισιν ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας πρὸς τὴν δαπανωμένην κατὰ τὴν φόρτισιν ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν, ἦτοι :

$$\text{ἀπόδοσις συσσωρευτοῦ: } P = \frac{W_{\Pi}}{W_{\Delta}}$$

Εἰς τοὺς συσσωρευτάς μολύβδου ἡ ἀπόδοσις ἀνέρχεται εἰς 80 %, ἐνῶ εἰς τοὺς ἀλκαλικούς συσσωρευτάς εἶναι περίπου 50 %.

219. **Ἡλεκτρικὰ στοιχεῖα.** — Κατὰ τὴν φόρτισιν τοῦ συσσωρευτοῦ δαπανᾶται ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια, διὰ νὰ προκληθοῦν ἀλλοιώσεις εἰς τὰ δύο ἀρχικῶς ὅμοια ἠλεκτρόδια τοῦ βολταμέτρου. Οὕτω ἀποταμιεύεται ἐπὶ τῶν ἠλεκτροδίων ἐνέργεια ὑπὸ τὴν μορφήν χημικῆς ἐνεργείας, ἡ ὁποία κατὰ τὴν ἐκφόρτισιν μετατρέπεται εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν. Τὰ **ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα** εἶναι συσκευαί, εἰς τὰς ὁποίας ἡ χημικὴ ἐνέργεια μετατρέπεται εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν, χωρὶς προηγουμένην δαπάνην ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας.

Ἐντὸς ἀραιοῦ διαλύματος θειϊκοῦ ὀξέος βυθίζομεν μίαν πλάκα ψευδαργύρου. Εἶναι γνωστὸν ὅτι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὁ ψευδάργυρος προσβάλλεται ὑπὸ τοῦ θειϊκοῦ ὀξέος καὶ σχηματίζεται, ἀφ' ἐνὸς μὲν θειϊκὸς ψευδάργυρος ( $ZnSO_4$ ), ἀφ' ἑτέρου δὲ ἐκλύεται ὑδρογόνον ( $H_2$ ). Τοῦτο σημαίνει ὅτι ἀπὸ τὴν πλάκα τοῦ ψευδαργύρου ἀποσπῶνται θετικὰ ἰόντα ψευδαργύρου, ἕκαστον τῶν ὁποίων φέρει δύο στοιχειώδη ἠλεκτρικὰ φορτία ( $+2e$ ). Τὰ ἰόντα τοῦ ψευδαργύρου εἰσέρχονται εἰς τὸ διάλυμα (σχ. 247). Κάθε ἰὸν ψευδαργύρου εἶναι ἕνα ἄτομον ψευδαργύρου, τὸ ὁποῖον ἔχασε δύο ἠλεκτρόνια. Τὰ



Σχ. 247. Δημιουργία διαφορᾶς δυναμικοῦ μεταξύ τοῦ μεταλλοῦ καὶ τοῦ ἠλεκτρολύτου.

ἠλεκτρόνια αὐτῆς ψηφιοποιήθηκ ἀπὸ τοῖνιστιπούτφ Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς γύρου, ἡ ὁποία

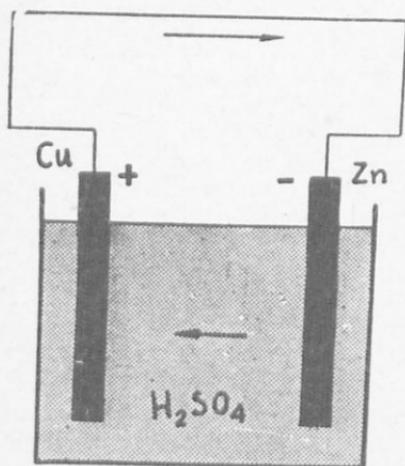
οὕτω ἀποκτᾷ ἄρνητικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον. Ἀντιθέτως τὸ διάλυμα εἰς τὴν περιοχὴν τῆς ἐπαφῆς τοῦ μετάλλου μὲ τὸν ἠλεκτρολύτην ἀποκτᾷ θετικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον. Οὕτω μεταξὺ τοῦ μετάλλου καὶ τοῦ ἠλεκτρολύτου δημιουργεῖται διαφορὰ δυναμικοῦ, ἡ ὁποία, ὅταν λάβῃ μίαν ὠρισμένην τιμὴν, ἐμποδίζει τὴν εἴσοδον νέων ἰόντων ψευδαργύρου εἰς τὸ διάλυμα (δηλαδή ἐμποδίζει τὴν περαιτέρω προσβολὴν τοῦ μετάλλου). Τὸ ἀνωτέρω φαινόμενον εἶναι γενικόν, καὶ δύναται νὰ διατυπωθῇ ὡς ἑξῆς:

**Ὅταν ἓνα μέταλλον ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν μὲ ἠλεκτρολύτην, τότε μεταξὺ αὐτῶν ἀναπτύσσεται διαφορὰ δυναμικοῦ (ἡλεκτρολυτικὸν δυναμικόν).**

Διὰ τὴν περίπτωσιν μετάλλων εἰς ἐπαφὴν μὲ ἀραιὸν διάλυμα θεϊκοῦ ὀξέος, εὐρέθησαν αἱ ἀκόλουθοι τιμαί:

μέταλλον	:	Mg	Zn	Pb	Fe	Cu	Ag	Pt
διαφορὰ δυναμικοῦ:		2,38	1,50	0,94	0,90	0,44	0,13	0,01 Volt

Ἐντὸς τοῦ αὐτοῦ ἠλεκτρολύτου βυθίζομεν δύο διαφορετικὰ μέταλλα τότε μεταξὺ τῶν δύο μετάλλων θὰ ὑπάρχῃ συνεχῶς διαφορὰ δυναμικοῦ. Ἐὰν τὰ δύο μέταλλα συνδεθοῦν ἑξωτερικῶς μὲ ἓνα σύρμα, τοῦτο θὰ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, ἐφ' ὅσον δὲν μεταβάλλεται ἡ φύσις τοῦ ἠλεκτρολύτου ἢ τῶν ἠλεκτροδίων. Οὕτω ἔχομεν ἓνα **ἠλεκτρικὸν στοιχεῖον**, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ χημικὴ ἐνέργεια μετατρέπεται εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν. Ἡ ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις τοῦ ἠλεκτρικοῦ στοιχείου εἶναι ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν ἠλεκτρολυτικῶν δυναμικῶν τῶν δύο μετάλλων ὡς πρὸς τὸν ἠλεκτρολύτην.



Σχ. 248. Στοιχεῖον τοῦ Volta.

Τὸ **στοιχεῖον τοῦ Volta** ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν πλάκα ψευδαργύρου καὶ ἀπὸ μίαν πλάκα χαλκοῦ, αἱ ὁποῖαι εἶναι βυθισμέναι ἐντὸς ἀραιοῦ διαλύματος θεϊκοῦ ὀξέος (σχ. 248). Σύμφωνα μὲ τὰ ἀνωτέρω δεδομένα ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τοῦ στοιχείου τούτου εἶναι:

$$E = 1,50 - 0,44 = 1,06 \text{ Volt}$$

Ἡ πλάξ τοῦ **χαλκοῦ**, ἡ ὁποία εἶναι ὀλιγότερον ἀρνητικὴ ἀπὸ τὴν πλάκα τοῦ ψευδαργύρου, ἀποτελεῖ τὸν **θετικὸν πόλον** τοῦ στοιχείου, ἐνῶ ἡ πλάξ τοῦ **ψευδαργύρου** ἀποτελεῖ τὸν **ἀρνητικὸν πόλον** τοῦ στοιχείου. Οὕτω τὰ ἐπὶ τοῦ ψευ-

δαργύρου συγκεντρούμενα ἠλεκτρόνια κινοῦνται διὰ μέσου τοῦ σύρματος πρὸς τὴν πλάκα τοῦ χαλκοῦ, ὅπου ἔρχονται τὰ θετικὰ ἰόντα ὑδρογόνου· ταῦτα προσλαμβάνουν ἠλεκτρόνια καὶ μεταβάλλονται εἰς οὐδέτερα ἄτομα ὑδρογόνου. Εἰς τὸ σχῆμα σημειώνεται ἡ συμβατικὴ φορά τοῦ ρεύματος. Κατὰ τὴν λειτουργίαν τοῦ στοιχείου ἡ πλάξ τοῦ ψευδαργύρου συνεχῶς φθειρεται, διότι συνεχῶς ἀποσπῶνται ἀπὸ αὐτὴν θετικὰ ἰόντα ψευδαργύρου ( $Zn^{++}$ ), τὰ ὁποῖα εἰσέρχονται εἰς τὸ διάλυμα καὶ ἐνοίμενα μὲ τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα  $SO_4^{-}$  σχηματίζουν  $ZnSO_4$ . Ὡστε:

**Ἡ λειτουργία τοῦ στοιχείου τοῦ Volta στηρίζεται εἰς τὴν διαφορὰν τῶν ἠλεκτρολυτικῶν δυναμικῶν τοῦ ψευδαργύρου καὶ τοῦ χαλκοῦ ὡς πρὸς τὸν ἠλεκτρολύτην.**

220. Πόλωσις τοῦ στοιχείου.—Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον παρέχει τὸ στοιχεῖον τοῦ Volta, βαίνει συνεχῶς ἐλαττουμένη καὶ μετὰ παρέλευσιν μικροῦ χρόνου σχεδὸν μηδενίζεται. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς ἀλλοίωσιν τοῦ ἠλεκτροδίου τοῦ χαλκοῦ, τὸ ὁποῖον ταχέως περιβάλλεται ἀπὸ στρώμα ἀερίου ὑδρογόνου. Τὸ ἀέριον τοῦτο προκύπτει ἀπὸ τὰ ἐξουδετερούμενα ἰόντα ὑδρογόνου. Ὄταν ἡ πλάξ τοῦ χαλκοῦ περιβληθῇ ἀπὸ στρώμα ὑδρογόνου, τὰ ἐρχόμενα πρὸς τὴν πλάκα τοῦ χαλκοῦ ἠλεκτρόνια δὲν δύναται νὰ προσληφθῶν ἀπὸ ἰόντα ὑδρογόνου, ἀλλὰ μένουσιν ἐπὶ τῆς πλακῶς τοῦ χαλκοῦ. Τότε τὸ ρεῦμα καταργεῖται, διότι μετὰξὺ τοῦ ψευδαργύρου καὶ τοῦ χαλκοῦ ἀποκαθίσταται ἰσορροπία. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν λέγομεν ὅτι ἐπῆλθε **πόλωσις** τοῦ στοιχείου. Ὡστε:

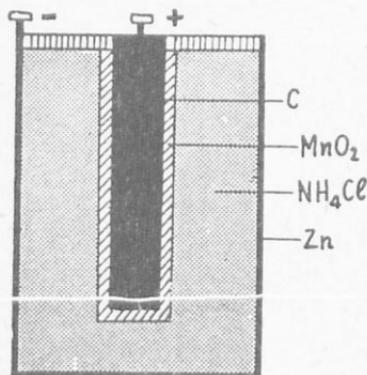
**Ἡ πόλωσις τοῦ στοιχείου ὀφείλεται εἰς τὴν συγκέντρωσιν ὑδρογόνου ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροδίου τοῦ χαλκοῦ.**

221. Μὴ πολούμενα στοιχεῖα.—Διὰ νὰ ἀποφευχθῇ ἡ πόλωσις τοῦ στοιχείου, πρέπει νὰ παρεμποδισθῇ ἡ συγκέντρωσις τοῦ ὑδρογόνου ἐπὶ τοῦ θετικοῦ ἠλεκτροδίου. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται κατὰ διαφόρους τρόπους καὶ κυρίως διὰ τῆς καύσεως τοῦ παραγομένου ὑδρογόνου. Τὸ θετικὸν ἠλεκτροδίου περιβάλλεται τότε ἀπὸ ἓνα ὀξειδωτικὸν σῶμα (π.χ.  $HNO_3$ ,  $K_2Cr_2O_7$ ,  $MnO_2$  κ.ἄ.). Τὰ **μὴ πολούμενα στοιχεῖα** ὑπῆρξαν αἱ πρῶται χρησιμοποιηθεῖσαι γεννήτριαι. Σήμερον ἡ χρῆσις τῶν εἶναι πολὺ περιορισμένη καὶ διὰ τοῦτο ἀναφέρομεν μόνον τὸ περισσότερον χρησιμοποιούμενον **στοιχεῖον Leclanché** καὶ τὸ **πρότυπον στοιχεῖον Weston**.

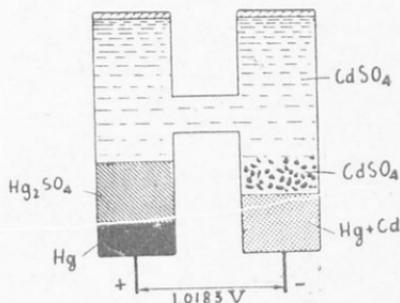
1) Εἰς τὸ στοιχεῖον Leclanché ὁ θετικὸς πόλος εἶναι ράβδος ἀνθρακός (σχ. 249), ἡ ὁποία περιβάλλεται ἀπὸ ὑπεροξειδίου τοῦ μαγγανίου ( $MnO_2$ ). Ὁ ἀρνητικὸς πόλος εἶναι κύλινδρος ἀπὸ ψευδαργύρου. Μεταξὺ τοῦ ὑπεροξειδίου τοῦ μαγγανίου καὶ τοῦ ψευδαργύρου ὑπάρχει πολτὸς ἀπὸ ρινίσματα ξύλου, τὰ ὁποῖα εἶναι διαποτισμένα μὲ διάλυσιν χλωριοῦχος ἀμμωνίου ( $NH_4Cl$ ). Κατὰ τὴν λειτουργίαν τοῦ στοιχείου σχηματίζεται χλωριοῦχος ψευδαργύρος ( $ZnCl_2$ ), ἡ δὲ ἀπομένουσα ρίζα  $NH_4$  ἀντιδρᾷ μὲ τὸ ὕδωρ, ὅποτε ἐλευθερώνεται ὑδρογόνου:

Τὸ παραγόμενον ὑδρογόνον ἐνοῦται μὲ τὸ ὀξυγόνον τοῦ  $MnO_2$ . Οὕτω ἀποφεύγεται ἡ πόλωση τοῦ στοιχείου. Τὸ στοιχείον τοῦτο ἔχει ἠλεκτρογενετικὴν δύναμιν 1,5 V καὶ καλεῖται ξηρὸν στοιχείον, διότι δὲν περιέχει ὕγρα· ἔνεκα τούτου μεταφέρεται εὐκολά.

2) Τὸ πρότυπον στοιχείον Weston ἀποτελεῖται ἀπὸ ὑάλινον δοχεῖον ἔχον σχῆμα H (σχ. 250). Εἰς τὴν βάσην ἐκάστου σωλήνος εἶναι συντετηγμένα δύο σύρ-



Σχ. 249. Ξηρὸν στοιχείον Leclanché.



Σχ. 250. Πρότυπον στοιχείον Weston.

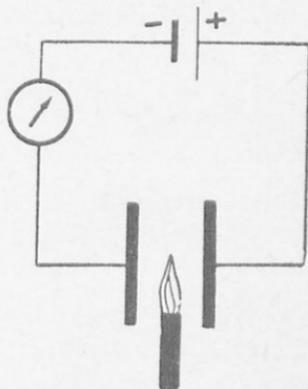
ματα λευκοχρύσου. Εἰς τὸν ἓνα σωλήνα ὑπάρχει στρώμα ὑδραργύρου καὶ ἄνωθεν αὐτοῦ πολτὸς ἀπὸ θεικῶν ὑδραργύρου ( $Hg_2SO_4$ ). Εἰς τὸν ἄλλον σωλήνα ὑπάρχει ἀμάλγαμα καθμίου ( $Hg + Cd$ ) καὶ ἄνωθεν αὐτοῦ στρώμα ἀπὸ κρυστάλλου θεικοῦ καθμίου ( $CdSO_4$ ). Ὀλόκληρον τὸ ὑπόλοιπον δοχεῖον εἶναι πλήρες μὲ κεκορεσμένον διάλυμα  $CdSO_4$ . Τὸ δοχεῖον εἶναι κλειστὸν ἀεροστεγῶς. Ἡ ἠλεκτρογενετικὴ δύναμις τοῦ προτύπου στοιχείου εἶναι ἴση μὲ 1,0183 Volt εἰς  $20^{\circ} C$ . Τὸ πρότυπον στοιχείον χρησιμεύει διὰ τὸν διεθνή ὀρισμὸν τῆς μονάδος Volt καὶ χρησιμοποιεῖται εἰς μετρήσεις ἀκριβείας.

— 222. Ἡλεκτρολυτικός πυκνωτής. — Εἰς τὸ φαινόμενον τῆς πολώσεως τῶν ἠλεκτροδίων βολταμέτρου στηρίζεται ἡ λειτουργία τοῦ ἠλεκτρολυτικοῦ πυκνωτοῦ. Οἱ ὄπισμοι τοῦ ἠλεκτρολυτικοῦ πυκνωτοῦ εἶναι δύο ἐλάσματα ἀργιλίου, τὰ ὅποια εἶναι βυθισμένα ἐντὸς διαλύματος βόρακος καὶ βορικοῦ ὀξέος. Ὄταν μεταξὺ τῶν δύο ἐλασμάτων ὑπάρχη διαφορά δυναμικοῦ, τότε συμβαίνει ἠλεκτρόλυσις καὶ εἰς τὸ θετικὸν ἠλεκτρόδιον (ἄνοδος) ἐκλύεται ὀξυγόνον. Τότε τὸ θετικὸν ἠλεκτρόδιον καλύπτεται μὲ ἓνα λεπτότατον στρώμα ἀπὸ ἐνώσεις τοῦ ἀργιλίου. Τὸ στρώμα τοῦτο εἶναι μονωτικὸν καὶ ἀποτελεῖ τὸ διηλεκτρικὸν τοῦ πυκνωτοῦ. Ἐπειδὴ τὸ πάχος τοῦ διηλεκτρικοῦ εἶναι ἐλάχιστον, διὰ τοῦτο ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ λαμβάνει μεγάλας τιμὰς ( $0,2 \mu F$  κατὰ  $cm^2$  ἐπιφανείας τοῦ ὄπισμου). Ἀντὶ ὕγρου ἠλεκτρολύτου χρησιμοποιεῖται συνήθως χάρτης ἐμποτισμένους διὰ τοῦ ἠλεκτρολύτου, ὅποτε ἔχομεν τὸν ξηρὸν ἠλεκτρολύτικὸν πυκνωτήν. Οἱ ἠλεκτρολυτικοὶ πυκνωταὶ ἔχουν μεγάλην χωρητικότητα ὑπὸ μικρῶν ὄγκων.

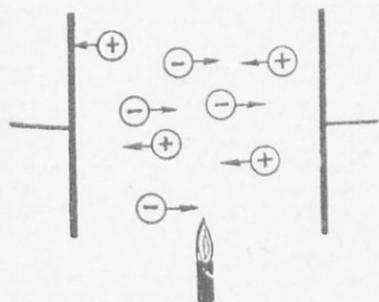
## ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΤΩΝ ΑΕΡΙΩΝ

### ΚΑΘΟΔΙΚΑΙ ΚΑΙ ΘΕΤΙΚΑΙ ΑΚΤΙΝΕΣ

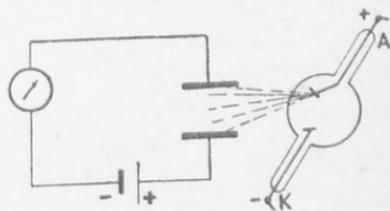
✓ 223. Ἀγωγιμότης τῶν αἰερίων. — Ὁ αἶρ ὑπὸ τὴν συνήθη πίεσιν εἶναι μονωτής. Διὰ τοῦτο τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν ἐπὶ μονωμένων ἀγωγῶν, διατηροῦνται ἐπὶ πολὺν χρόνον. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ὅμως διαφόρων αἰτίων ὁ αἶρ ἀποκτᾷ σημαντικὴν ἀγωγιμότητα. Αὕτη ὀφείλεται εἰς τὴν παρὰ γωγὴν ἰόντων ἐντὸς τοῦ αἵερος. Κατὰ τὸν ἰονισμόν τοῦ αἵερος ἀπὸ ἕνα μόριον αὐτοῦ ἀποσπᾶται ἕνα ἠλεκτρόνιον· οὕτω ἀπὸ τὸ ἕνα μόριον τοῦ αἵερος προκύπτει ἕνα θετικὸν ἰόν. Τὸ ἀποσπασθὲν ἠλεκτρόνιον συνήθως προσκολληταί εἰς ἕνα ἄλλο οὐδέτερον μόριον, τὸ ὁποῖον μεταβάλλεται οὕτω εἰς ἕνα ἀρνητικὸν ἰόν. Διὰ τὴν ἰονισθῆ ἕνα οὐδέτερον μόριον, ἀπαιτεῖται ὀρισμένη ἐνέργεια (ἔργον ἰονισμοῦ). Ἡ ἐνέργεια αὕτη προσφέρεται εἰς τὸ μόριον εἴτε κατὰ τὴν κρούσιν τοῦ μορίου μετ' ἄλλο σωματίδιον ἔχον μεγάλην ταχύτητα (ἰονισμὸς κρούσεως), εἴτε δι' ἀπορροφήσεως τῆς ἐνεργείας ἑνὸς φωτονίου, τὸ ὁποῖον προσπίπτει ἐπὶ τοῦ μορίου (ἰονισμὸς δι' ἀπορροφήσεως ἀκτινοβολίας). Σωματίδια κινούμενα μετ' ἐπιταχύνεισιν εἶναι τὰ μόρια αἰερίου, τὸ ὁποῖον εὐρίσκεται εἰς ὑψηλὴν θερμοκρασίαν. Οὕτω τὰ αἰερία μιᾶς



Σχ. 251. Ἡ φλόξ προκαλεῖ τὴν ἀγωγιμότητα τοῦ αἵερος.



Σχ. 252. Ἴονισμὸς τοῦ αἵερος διὰ φλογός.



Σχ. 253. Ἴονισμὸς τοῦ αἵερος δι' ἀκτίνων Röntgen.

φλογός προκαλοῦν ἰονισμόν τοῦ αἵερος. Τοῦτο ἀποδεικνύεται μετ' ἐξῆς πείραμα. Μεταξὺ τῶν ὄσφ ὁμοίων εἰς ἀκτίνων ἰονισμοῦ, ἡ μεγάλην διαφορὰν δυ-

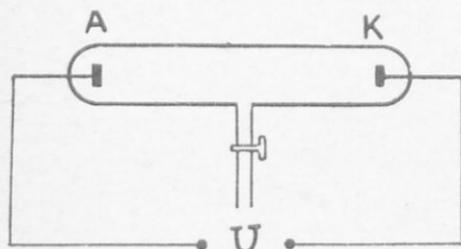
ναμικοῦ (σχ. 251). Ἐάν μεταξὺ τῶν δύο ὄπλισμῶν φέρωμεν μίαν φλόγα, παρατηροῦμεν ἀμέσως ἀπόκλισιν τοῦ γαλβανομέτρου. Ἄρα ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς φλογὸς ὁ μεταξὺ τῶν δύο ὄπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ ἀῆρ ἀπέκτησεν ἀγωγιμότητα (σχ. 252). Τὸ αὐτὸ παρατηροῦμεν (σχ. 253), ἐάν εἰς τὸν μεταξὺ τῶν ὄπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ χῶρον εἰσχωρῆ μία ἀκτινοβολία (ὑπεριώδης ἀκτινοβολία, ἀκτίνες Röntgen, ἀκτίνες  $\gamma$ ). Ἡ ἀγωγιμότης τοῦ ἀέρος ἐξαφανίζεται, ὅταν ἀπομακρύνωμεν τὴν φλόγα ἢ τὴν πηγὴν τῆς ἀκτινοβολίας. Τὰ ἀνωτέρω δὲν παρατηροῦνται μόνον εἰς τὸν ἀέρα, ἀλλ' εἰς ὅλα γενικῶς τὰ αἲρια. Συνεπῶς διὰ τὴν ἀγωγιμότητα τῶν αἰερίων συνάγονται τὰ ἀκόλουθα :

**I.** Ἡ ἀγωγιμότης τῶν αἰερίων ὀφείλεται εἰς τὴν ταυτόχρονον μετακλήσιν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἰόντων, τὰ ὁποῖα προῆλθον ἀπὸ τὸν ἰονισμόν τοῦ αἰερίου.

**II.** Ἰονισμὸς ἐνὸς αἰερίου προκαλεῖται κατὰ τὴν κρούσιν τῶν μορίων τοῦ αἰερίου μὲ ταχέως κινούμενα σωματίδια ἢ κατὰ τὴν ἀπορρόφησιν τῆς ἐνεργείας φωτονίων ὑπὸ τῶν μορίων τοῦ αἰερίου.

Ὅταν ἡ ἀγωγιμότης τῶν αἰερίων ὀφείλεται εἰς τὴν ἐπίδρασιν ἐξωτερικῶν αἰτίων, τότε ἡ ἀγωγιμότης καλεῖται μὴ αὐτοτελής. Εἰς ἄλλας ὅμως περιπτώσεις ἡ ἀγωγιμότης δὲν ὀφείλεται εἰς ἐξωτερικά αἴτια καὶ οἱ φορεῖς τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων παράγονται αὐτοτελῶς διὰ τοῦτο ἡ ἀγωγιμότης αὐτὴ καλεῖται αὐτοτελής. Ἡ διέλευσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος διὰ μέσου τῶν αἰερίων καλεῖται συνήθως ἠλεκτρικὴ ἐκκένωσις.

✓224. Ἠλεκτρικαὶ ἐκκενώσεις ἐντὸς ἀραιῶν αἰερίων. — Κατὰ τὴν αὐτοτελεῆ ἀγωγιμότητα οἱ φορεῖς τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων παράγονται ἐντὸς τοῦ αἰερίου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικοῦ πεδίου, χωρὶς τὴν ἐπέμβασιν ἄλλου ἐξωτερικοῦ αἰτίου. Μία ἐνδιαφέρουσα μορφή αὐτοτελοῦς ἀγωγιμότητος αἰερίου εἶναι ἡ **ἐκκένωσις αἴγλης**, τὴν ὁποίαν παρακολουθοῦμεν εἰς ὅλας τὰς φάσεις της, ἂν ἐκτελέσωμεν τὸ ἀκόλουθον πείραμα. Σωλὴν ὑάλινος (σχ. 254) φέρει εἰς τὰ ἅκρα του δύο ἠλεκτρόδια A (ἀνοδος) καὶ K (κάθοδος). Εἰς τὰ δύο ἠλεκτρόδια ἐφαρμόζομεν συνεχῆ τάσιν πολλῶν χιλιάδων Volt. Διὰ μιᾶς ἀεραντλίας δυνάμεθα νὰ ἐλαττώσωμεν προοδευτικῶς τὴν πίεσιν ἐντὸς τοῦ σωλῆνος, ὁ ὁποῖος

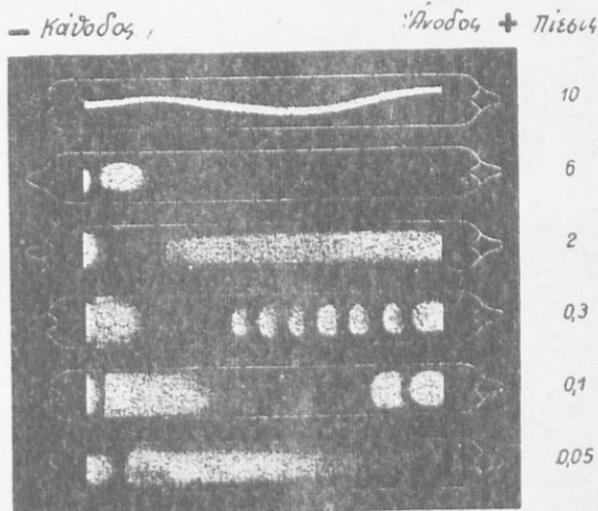


Σχ. 254. Διὰ τὴν μελέτην τῶν ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων.

περιέχει ἀέρα ἢ ἄλλο αἲριον. Ὅταν ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ σωλῆνος εἶναι ἴση μὲ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν, δὲν παρατηροῦμεν κανένα φαινόμενον ἐντὸς τοῦ σωλῆνος. Ὅταν ὅμως ἡ πίεσις γίνῃ ἴση μὲ 40 mm Hg, τότε μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων σχη-

ματίζεται ἠλεκτρικὸς σπινθήρ, ὁ ὁποῖος ἔχει τὴν μορφήν κεραυνοῦ. Ἐάν ἡ πίεσις ἐλαττωθῇ ἀκόμη περισσότερο (π.χ. γίνῃ 10 mm Hg), τότε τὰ προηγουμένως παρατηρούμενα φωτεινὰ νήματα διαπλατύνονται καὶ σχηματίζουν μίαν φωτεινὴν στήλην· ἡ στήλη αὐτὴ γεμίζει ὁλόκληρον τὸν σωλῆνα καὶ καλεῖται *θετικὴ στήλη*. Τότε ὁ σωλῆν ἐκπέμπει ὁμοιόμορφον φῶς (*σωλῆν Geissler*)· τὸ χρῶμα τοῦ ἐκπεπομένου φωτὸς ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἀερίου. Ὅταν ἡ πίεσις γίνῃ μικροτέρα τῶν 10 mm Hg, ἡ θετικὴ στήλη ἀρχίζει νὰ ὀπισθοχωρῇ πρὸς τὴν ἄνοδον· τότε ἐμφανίζεται πλησίον τῆς καθόδου ἕνα φωτεινὸν *στροῦμα*, τὸ ὁποῖον καλεῖται *ἀρνητικὴ ἀγγλη* καὶ συγχρόνως ἐμφανίζονται ἐντὸς τοῦ σωλῆνος σκοτεινὰ περιοχὰ. Τέλος, ὅταν ἡ πίεσις γίνῃ μικροτέρα ἀπὸ 0,05 mm Hg,

ὅλα τὰ ἀνωτέρω φωτεινὰ φαινόμενα ἐξαφανίζονται, τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ σωλῆνος γίνεται σκοτεινὸν καὶ μόνον τὰ τοιχώματα τοῦ σωλῆνος, τὰ εὐρισκόμενα ἀπέναντι τῆς καθόδου, φθορίζουν καὶ ἐκπέμπουν ἀσθενὲς πρᾶσινον φῶς. Ὁ σωλῆν, ὅταν φθάσῃ εἰς αὐτὸν τὸν βαθμὸν τῆς ἀραιώσεως, καλεῖται *σωλῆν Crookes*. Εἰς τὸ σχῆμα 255 δεικνύονται σχηματικῶς τὰ διάφορα στάδια τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως ἐντὸς τοῦ ἀέρος, ὅταν ἡ πίεσις αὐτοῦ ἐλαττώνεται συνεχῶς ἀπὸ 10 mm Hg ἕως 0,05 mm Hg.



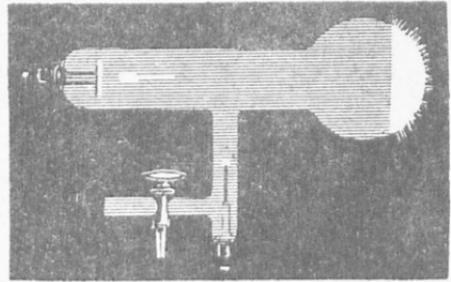
Σχ. 255. Διάφοροι φάσεις τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως.

225. **Καθοδικαὶ ἀκτίνες.** — Λαμβάνομεν ἕνα σωλῆνα Crookes καταλλῆλως διαμορφωμένον καὶ ἐφαρμόζομεν εἰς τὰ δύο ἠλεκτροδία του ὑψηλὴν τάσιν. Παρατηροῦμεν ὅτι φθορίζει μόνον τὸ τοίχωμα τοῦ σωλῆνος, τὸ ὁποῖον εὐρίσκεται ἀκριβῶς ἀπέναντι τῆς καθόδου (σχ. 256). Τοῦτο ἀποδεικνύει ὅτι ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τῆς καθόδου ἐκπέμπονται ἀόρατοι ἀκτινοβολαίαι, αἱ ὁποῖαι καλοῦνται **καθοδικαὶ ἀκτίνες**. Πειραματικῶς εὐρέθη ὅτι αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἔχουν τὰς ἀκολούθους ἰδιότητας :

- 1) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες προοκαλοῦν τὸν φθορισμὸν πολλῶν σωμάτων, ὅπως π.χ. τῆς ὑάλου, τοῦ ἀσβεστίου, τοῦ θειοῦχου ψευδαργύρου κ.ἄ.
- 2) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες προσβάλλουν τὴν φωτογραφικὴν

πλάκα καὶ προκαλοῦν διαφόρους χημικὰς ἀλλοιώσεις εἰς πολλὰ σώματα. Οὕτω ὕαλος περιέχουσα μόλυβδον (κρύσταλλος) μαυρίζει, διότι ἐλευθερώνεται μόλυβδος.

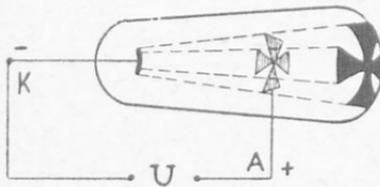
3) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες διαδίδονται εὐθύγραμμως. Ἐὰν εἰς τὴν πορείαν τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων παρεμβληθῇ ἓνα σῶμα, τότε ὀπισθεν αὐτοῦ σχηματίζεται ἡ σκιά τοῦ σώματος, τὴν ὁποίαν ἀναγνωρίζομεν, διότι εἰς ὄρισμένην περιοχὴν τῶν τοιχωμάτων τοῦ σωλῆνος δὲν παρατηροῦμεν φθορισμὸν (σχ. 257).



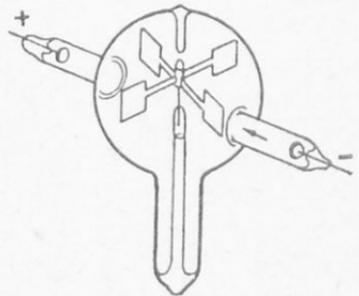
Σχ. 256. Σωλὴν τοῦ Crookes.

4) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες προκαλοῦν θέρμανσιν τῶν σωμάτων, ἐπὶ τῶν ὁποίων προσπίπτουν. Οὕτω δύνανται νὰ προκαλέσουν τὴν λευκοπύρωσιν ἑνὸς ἐλάσματος λευκοχρῶσου.

5) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες προκαλοῦν μηχανικὰ φαινόμενα. Ἐὰν εἰς τὴν πορείαν τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων παρεμβάλωμεν εὐκίνητον μύλον, οὗτος τίθεται εἰς περιστροφικὴν κίνησιν (σχ. 258).

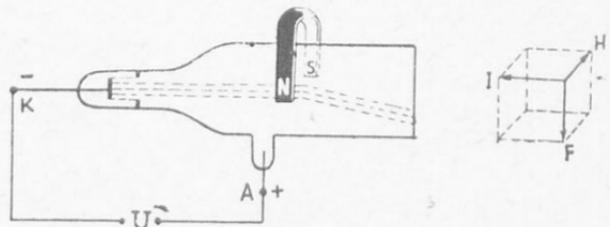


Σχ. 257. Εὐθύγραμμος διάδοσις τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων.



Σχ. 258. Μηχανικὰ φαινόμενα τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων.

6) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἔχουν διεϊσδυτικὴν ἱκανότητα. Εἰς τὸ ἀπέναντι τῆς καθόδου τοίχωμα τοῦ σωλῆνος ἀνοίγομεν ὀπήν, τὴν ὁποίαν κλείομεν μὲ ἓνα λεπτὸν φύλλον ἀργιλίου (πάχους 0,001 mm). Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες διέρχονται διὰ μέσου τῆς μάζης τοῦ μετάλλου καὶ εἰσέρχονται ἐντὸς τοῦ αἵερος, ὃ ὁποῖος φωτοβολεῖ εἰς ἀπόστασιν περίπου 5 cm ἀπὸ τῆς ὀπῆς.

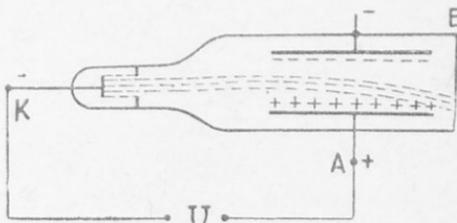


Σχ. 259. Ἐκτροπὴ τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων ὑπὸ ἡλεκτρικοῦ πεδίου.

7) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἐκτρέπονται ὑπὸ μαγνητικοῦ πεδίου. Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

δίου. Δι' ἐνὸς διαφράγματος, φέροντος μικρὰν ὀπὴν, δημιουργοῦμεν λεπτὴν δέσμην καθοδικῶν ἀκτίνων (σχ. 259). Θέτομεν τὸν σωλῆνα μεταξὺ τῶν πόλων πεταλοειδοῦς μαγνήτου. Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἐκτρέπονται καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἡ ἐκτροπὴ αὕτη τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων εἶναι ἡ ἴδια μὲ τὴν ἐκτροπὴν, τὴν ὁποίαν θὰ ὑφίστατο ρεῦμα, ἔχον φορὰν ἐκ τῆς ἀνόδου Α πρὸς τὴν κάθοδον Κ (συμβατικὴ φορὰ).

8) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἐκτρέπονται ὑπὸ ἡλεκτρικοῦ πεδίου. Ἡ ἐκτροπὴ αὕτη ἀποδεικνύεται, ἐὰν μία λεπτὴ δέσμη καθοδικῶν ἀκτίνων διέλθῃ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν ἐνὸς φορτισμένου πυκνωτοῦ εὐρισκομένου ἐντὸς τοῦ σωλῆνος (σχ. 260). Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἐκτρέπονται τότε καθέτως πρὸς τὰς γραμμὰς τοῦ ἡλεκτρικοῦ πεδίου, ἐλκόμεναι ἀπὸ τὸν θετικὸν ὀπλισμὸν τοῦ πυκνωτοῦ.



Σχ. 260. Ἐκτροπὴ τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων ὑπὸ μαγνητικοῦ πεδίου.

9) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες μεταφέρουν ἀρνητικὰ ἢ ἡλεκτρικὰ φορτία. Ἡ ἐκτροπὴ τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων ὑπὸ μαγνητικοῦ καὶ ἡλεκτρικοῦ πεδίου ἀποδεικνύει ὅτι αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες μεταφέρουν ἀρνητικὰ ἢλεκτρικὰ φορτία. Ἐὰν ἐντὸς τοῦ σωλῆνος καὶ ἀπέναντι τῆς καθόδου τοποθετηθῇ μεμονωμένος κύλινδρος, συνδεδεμένος μὲ ἡλεκτροσκόπιον, εὐρίσκεται ὅτι ὁ κύλινδρος ἡλεκτρίζεται ἀρνητικῶς.

10) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἀποτελοῦνται ἀπὸ σωματίδια ἔχοντα μᾶζαν. Ὄταν αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες διέρχονται μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ, ὑφίστανται ὑπὸ τοῦ ὁμογενοῦς ἡλεκτρικοῦ πεδίου ἐκτροπὴν, ἀνάλογον πρὸς τὴν ἐκτροπὴν, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται ἓνα σῶμα ἕνεκα τῆς ἔλξεως τῆς Γῆς, ὅταν τὸ σῶμα βάλ्लεται ὀριζοντίως.

11) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες, ὅταν προσπίπτουν ἐπὶ διαφόρων σωμάτων, μεταβάλλουν τὰ σώματα ταῦτα εἰς πηγὰς ἐκπομπῆς ἀκτίνων Röntgen. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι:

**Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἀποτελοῦνται ἀπὸ σωματίδια ἀρνητικῶς ἡλεκτρισμένα, τὰ ὁποῖα κινοῦνται εὐθύγραμμως.**

226. Φύσις τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων.—Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα κατ' ὄψιν θάσῃ νὰ προσδιορίσῃ τὴν μᾶζαν, τὸ φορτίον καὶ τὴν ταχύτητα τῶν σωματιδίων, ἐκ τῶν ὁποίων ἀποτελοῦνται αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες. Οὕτω εὐρέθη ὅτι:

**I. Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἡλεκτρόνια.**

**II. Ἡ μᾶζα τοῦ ἡλεκτρονίου εἶναι ἴση μὲ τὸ  $1/1850$  τῆς μᾶζης τοῦ ἀτόμου.**

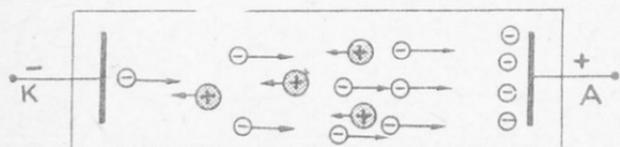
Ἡ ἐπιμέτρησις αὕτη ἐγένετο ἀπὸ τοὺς ἰσχυροὺς ἐκπαιδευτικὰς Παιδαγωγούς.

III. Τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι ἴσον μὲ τὸ στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Coulomb.

μᾶζα ἠλεκτρονίου	:	$9,1 \cdot 10^{-28}$ gr
φορτίον ἠλεκτρονίου	:	$1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb

IV. Ἡ ταχύτης τῶν ἠλεκτρονίων εἶναι 20 000 ἕως 100 000 km/sec καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ, ἢ ὁποία ὑπάρχει μεταξὺ τῆς καθόδου καὶ τῆς ἀνόδου.

227. Παραγωγή τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων. — Ἔνεκα διαφόρων αἰτίων μερικὰ μόρια τῶν ἀερίων χάνουν ἓνα ἠλεκτρόνιον καὶ οὕτω μεταβάλλονται εἰς θετικὰ ἰόντα. Τὸ ἐλευθερωθὲν ἠλεκτρόνιον ἢ παραμένει ἐπ' ὀλίγον ἐλεύθερον ἢ προσκολλᾶται εἰς ἄλλο οὐδέτερον μόριον, τὸ ὁποῖον οὕτω μεταβάλλεται εἰς ἀρνητικὸν ἰόν. Ὡστε μεταξὺ τῶν οὐδέτερων μορίων ἐνὸς ἀερίου ὑπάρχει πάντοτε καὶ πολὺ μικρὸς ἀριθμὸς θετικῶν ἰόντων, ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων καὶ ἀρνητικῶν ἰόντων. Ὄταν τὸ ἀέριον τοῦτο εὗρεθῇ ἐντὸς τοῦ ἰσχυροῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον δημιουργεῖται μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων τοῦ καθοδικοῦ σωλῆνος, τότε τὰ ὑπάρχοντα ἐντὸς τοῦ ἀερίου ἰόντα καὶ ἠλεκτρόνια ἀρχίζουν νὰ κινουῖνται πρὸς τὸ ἓνα ἢ τὸ ἄλλο ἠλεκτρόδιον ἀναλόγως μὲ τὸ εἶδος τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου των. Διὰ νὰ κατανοηθῇ ὁ μηχανισμὸς τῆς αὐτοτελοῦς ἀγωγιμότητος, ἃς θεωρήσωμεν ἐντὸς τοῦ καθοδικοῦ σω-



Σχ. 261. Μηχανισμὸς τῆς αὐτοτελοῦς ἀγωγιμότητος.

λῆνος ἓνα ἠλεκτρόνιον (σχ. 261). Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου τὸ ἠλεκτρόνιον τοῦτο ἀρχίζει νὰ κινῆται μὲ κινήσιν ἐπιταχυνομένην. Ὄταν ἡ

ταχύτης τοῦ ἠλεκτρονίου γίνῃ ἀρκετὰ μεγάλη, τότε ἡ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι ἱκανὴ νὰ προκαλέσῃ ἰονισμὸν τοῦ ἀερίου. Κατὰ τὴν σύγκρουσιν λοιπὸν τοῦ ταχέως κινουμένου ἠλεκτρονίου μὲ ἓνα οὐδέτερον μόριον συμβαίνει ἰονισμὸς τοῦ μορίου· τὸ μόριον τοῦ ἀερίου, γάνει ἓνα ἠλεκτρόνιον καὶ μεταβάλλεται εἰς θετικὸν ἰόν, τὸ δὲ ἐλευθερούμενον ἠλεκτρόνιον ἀποκτᾷ κινήσιν ἐπιταχυνομένην καὶ κατὰ τὴν πορείαν του πρὸς τὴν ἀνοδὸν προκαλεῖ τὸν σχηματισμὸν νέων θετικῶν ἰόντων καὶ ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων. Τὰ θετικὰ ἰόντα κινουῖνται πρὸς τὴν κάθόδον, ἀλλ' ἔνεκα τῆς μεγάλης μάζης των δὲν ἀποκτοῦν μεγάλας ταχύτητας καὶ συνεπῶς δὲν εἶναι ἱκανὰ νὰ προκαλέσουν ἰονισμὸν. Τὰ θετικὰ ἰόντα φθάνουν εἰς τὴν κάθόδον καὶ παραλαμβάνουν ἐξ αὐτῆς ἠλεκτρόνια διὰ τὴν ἐξουδετέρωσίν των. Οὕτω σχηματίζονται οὐδέτερα μόρια, τὰ ὁποῖα ὑφίστανται ἐκ νέου ἰονισμὸν κατὰ τὴν σύγκρουσίν των μὲ ἓνα ταχέως κινούμενον ἠλεκτρόνιον. Ὡστε:

Ἡ παραγωγή τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων ἐντὸς τοῦ σωλήνος Crookes ὀφείλεται εἰς ἰονισμόν τοῦ ἀερίου, προκαλούμενον ἀπὸ τὰς συνεχεῖς κρούσεις τῶν μορίων τοῦ ἀερίου μὲ ταχέως κινούμενα ἠλεκτρόνια (ἰ ο ν ι σ μ ὸ ς κ ρ ο ῦ σ ε ω ς).

Ἡ πτώσις τοῦ δυναμικοῦ μεταξὺ τῆς ἀνόδου καὶ τῆς καθόδου δὲν εἶναι κανονική. Διὰ τὸ εὔρωμεν τὴν κατανομήν τοῦ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων τοῦ σωλήνος εἰσάγομεν ἐντὸς αὐτοῦ ἐρευνητικὸν ἠλεκτροδίων, τὸ ὁποῖον ἔχει μικρὰς διαστάσεις (σχ. 262). Οὕτω λαμβάνομεν τὴν καμπύλην τῆς μεταβολῆς τοῦ δυναμικοῦ, ἡ ὁποία δεικνύει ὅτι εἰς μικρὰν περιοχὴν πρὸ τῆς καθόδου παρουσιάζεται μεγάλη πτώσις τοῦ δυναμικοῦ, ἡ ὁποία καλεῖται **καθοδικὴ πτώσις**. Εἰς τὴν περιοχὴν τῆς καθοδικῆς πτώσεως ἐπικρατεῖ πολὺ ἰσχυρὸν ἠλεκτρικὸν πεδίου, ἐνῶ κατὰ μῆκος τοῦ ὑπολοίπου σωλήνος ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι μικροτέρα. Εἰς τὴν περιοχὴν τῆς καθοδικῆς πτώσεως τὰ ἠλεκτρόνια ἀποκοτῶν πολὺ μεγάλην ταχύτητα.

Σχ. 262. Κατανομή τοῦ δυναμικοῦ μεταξὺ τῆς ἀνόδου καὶ τῆς καθόδου

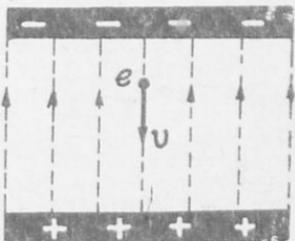
Ἡ πτώσις τοῦ δυναμικοῦ μεταξὺ τῆς ἀνόδου καὶ τῆς καθόδου δὲν εἶναι κανονική. Διὰ τὸ εὔρωμεν τὴν κατανομήν τοῦ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων τοῦ σωλήνος εἰσάγομεν ἐντὸς αὐτοῦ ἐρευνητικὸν ἠλεκτροδίων, τὸ ὁποῖον ἔχει μικρὰς διαστάσεις (σχ. 262). Οὕτω λαμβάνομεν τὴν καμπύλην τῆς μεταβολῆς τοῦ δυναμικοῦ, ἡ ὁποία δεικνύει ὅτι εἰς μικρὰν περιοχὴν πρὸ τῆς καθόδου παρουσιάζεται μεγάλη πτώσις τοῦ δυναμικοῦ, ἡ ὁποία καλεῖται **καθοδικὴ πτώσις**. Εἰς τὴν περιοχὴν τῆς καθοδικῆς πτώσεως ἐπικρατεῖ πολὺ ἰσχυρὸν ἠλεκτρικὸν πεδίου, ἐνῶ κατὰ μῆκος τοῦ ὑπολοίπου σωλήνος ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι μικροτέρα. Εἰς τὴν περιοχὴν τῆς καθοδικῆς πτώσεως τὰ ἠλεκτρόνια ἀποκοτῶν πολὺ μεγάλην ταχύτητα.

228. Κίνησις τοῦ ἠλεκτρονίου ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ καὶ μαγνητικοῦ πεδίου. — α) **Κίνησις ἠλεκτρονίου ἐντὸς ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου** — Τὸ ἠλεκτρόνιον ἔχει μᾶζαν  $m$  καὶ ἠλεκτρικὸν φορτίον  $e$ . Ἐνα ἠλεκτρόνιον, ἔχον ἀρχικὴν ταχύτητα  $u$ , εἰσέρχεται ἐντὸς ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ἔχει ἔντασιν  $E$ . Ἐὰν τὸ ἠλεκτρόνιον κινῆται παράλληλως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τότε τὸ ἠλεκτρόνιον ἀποκοτᾷ ἐντὸς τοῦ πεδίου κίνησιν ὁμαλῶς μεταβαλλομένην κατὰ τὴν διεύθυνσιν μιᾶς δυναμικῆς γραμμικῆς (σχ. 263). Ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου ἐνεργεῖ ἡ σταθερὰ δύναμις:

$$F = e \cdot E$$

ἡ ὁποία προσδίδει εἰς τὸ ἠλεκτρόνιον ἐπιτάχυνσιν:

$$\gamma = \frac{F}{m} \quad \text{ἢτοι} \quad \gamma = \frac{e}{m} \cdot E$$



Σχ. 263. Κίνησις ἠλεκτρονίου ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου, παράλληλως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου.

Ἐὰν τὸ ἠλεκτρόνιον κινῆται κατ' ἑτέρας πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τότε τὸ ἠλεκτρόνιον ἐκτρέπεται ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν διεύθυνσιν τῆς κινήσεώς του κατὰ τὴν ἐπιπέδου τοῦ πεδίου

μίαν παραβολικὴν τροχίαν (σχ. 264). Ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου ἐνεργεῖ ἡ σταθερὰ δύναμις:

$$F = e \cdot E$$

ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὴν ἀρχικὴν ταχύτητα  $υ$  τοῦ ἠλεκτρονίου· ἡ δύναμις αὕτη  $F$  προσδίδει εἰς τὸ ἠλεκτρόνιον ἐπιτάχυνσιν:

$$\gamma = \frac{F}{m} \quad \text{ἤτοι} \quad \gamma = \frac{e}{m} \cdot E \quad (1)$$

Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἀνεξαρτησίας τῶν κινήσεων (Α' τόμ. § 249) θὰ ἰσχύουν τότε αἱ ἀκόλουθοι ἐξισώσεις:

$$AB = υ \cdot t, \quad \text{ἢ} \quad l = υ \cdot t \quad (2)$$

$$BG' = \frac{1}{2} \gamma \cdot t^2, \quad \text{ἢ} \quad \alpha = \frac{1}{2} \gamma \cdot t^2 \quad (3)$$

Ἐὰν εἰς τὴν ἐξίσωσιν (3) θέσωμεν τὰς τιμὰς τῶν  $\gamma$  καὶ  $t$  ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2), εὐρίσκομεν:

$$\alpha = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot E \cdot \frac{l^2}{υ^2} \quad (4)$$

Ἐὰν  $d$  εἶναι ἡ ἀπόστασις τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ καὶ  $U$  ἡ μεταξὺ τούτων τάσις, τότε εἶναι:

$$E = \frac{U}{d} \quad \text{ἄρα} \quad F = e \cdot \frac{U}{d} \quad (5)$$

$$\text{καὶ} \quad \alpha = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{U}{d} \cdot \frac{l^2}{υ^2} \quad (6)$$

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα:

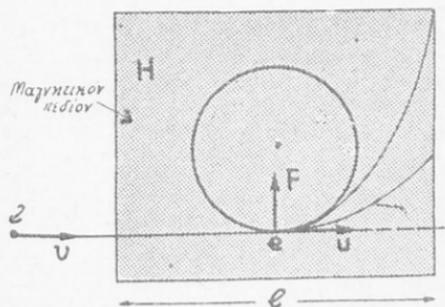
**I.** Ὅταν ἓνα ἠλεκτρόνιον εἰσέρχεται ἐντὸς ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου, τότε τὸ ἠλεκτρόνιον διαγράφει ἐντὸς τοῦ πεδίου παραβολικὴν τροχίαν.

**II.** Ἡ ἐκτροπὴ ( $\alpha$ ) τοῦ ἠλεκτρονίου ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν του διεύθυνσιν εἶναι ἀνάλογος τοῦ εἰδικοῦ φορτίου ( $e/m$ ) τοῦ ἠλεκτρονίου, ἀνάλογος τῆς τάσεως ( $U$ ) μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος τοῦ τετραγώνου τῆς ἀρχικῆς ταχύτητος ( $υ$ ) τοῦ ἠλεκτρονίου.

$$\text{ἐκτροπὴ ἠλεκτρονίου ὑπὸ ἠλεκτρικοῦ πεδίου:} \quad \alpha = \frac{e}{m} \cdot \frac{U}{2d} \cdot \frac{l^2}{υ^2}$$

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

β) **Κίνησις ἠλεκτρονίου ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου.**—Ἐνα ἠλεκτρόνιον εἰσέρχεται μὲ ἀρχικὴν ταχύτητα  $υ$  ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $H$  καὶ καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου.



Σχ. 265. Κίνησις ἠλεκτρονίου ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου, καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου.

Εἰς τὸ σχῆμα 265 αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι κάθετοι πρὸς τὸ ὀριζόντιον ἐπίπεδον τοῦ σχήματος καὶ ἔχουν φορὰν ἐκ τῶν ὀπισθεν πρὸς τὰ ἔμπροσθεν τοῦ σχήματος. Τὸ κινούμενον ἠλεκτρόνιον ἰσοδυναμεῖ μὲ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα. Δι' ἐνὸς ἀγωγοῦ μήκους  $l$  διέρχεται ἐντὸς χρόνου  $t$  ἠλεκτρικὸν φορτίον  $e$ , κινούμενον μὲ ταχύτητα  $υ$ . Τότε ἔχομεν:

$$i = \frac{e}{t} \quad \text{καὶ} \quad υ = \frac{l}{t}$$

Ἀπὸ τὰς δύο αὐτὰς ἐξισώσεις εὐρίσκομεν:

$$t = \frac{l}{υ} = \frac{e}{i} \quad \text{ἢ} \quad i \cdot l = e \cdot υ \quad (7)$$

Σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Laplace ἐπὶ τοῦ κινουμένου ἠλεκτρονίου ἐνεργεῖ ἡ σταθερὰ ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις:

$$F = i \cdot H \cdot l \quad \text{ἢ} \quad F = e \cdot υ \cdot H \quad (8)$$

Ἡ δύναμις αὐτὴ  $F$  εἶναι πάντοτε κάθετος πρὸς τὴν ἀρχικὴν ταχύτητα  $υ$  τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ τὴν ἐντασιν  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Συνεπῶς ἡ δύναμις  $F$  ἐνεργεῖ ἐπὶ τῆς μάζης  $m$  τοῦ ἠλεκτρονίου ὡς κεντρομόλος δύναμις:

$$F = \frac{m \cdot υ^2}{r} \quad (9)$$

Ἄρα τὸ ἠλεκτρόνιον διαγράφει ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου μίαν κυκλικὴν τροχιάν, ἔχουσαν ἀκτίνα καμπυλότητος  $r$ . Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (8) καὶ (9) εὐρίσκομεν:

$$\frac{m \cdot υ^2}{r} = e \cdot υ \cdot H \quad \text{καὶ} \quad r = \frac{υ}{\frac{e}{m} \cdot H} \quad (10)$$

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα:

**Ι. Ὅταν ἓνα ἠλεκτρόνιον εἰσέρχεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου, τότε τὸ ἠλεκτρόνιον διαγράφει ἐντὸς τοῦ πεδίου κυκλικὴν τροχιάν.**

II. Ἡ ἀκτίς καμπυλότητος ( $r$ ) τῆς κυκλικῆς τροχιᾶς, τὴν ὁποίαν διαγράφει τὸ ἠλεκτρόνιον, εἶναι ἀνάλογος τῆς ἀρχικῆς ταχύτητος ( $v$ ) τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος τοῦ εἰδικοῦ φορτίου ( $e/m$ ) τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ τῆς ἐντάσεως ( $H$ ) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

$$\text{ἀκτίς κυκλικῆς τροχιᾶς ἠλεκτρονίου ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου: } r = \frac{v}{\frac{e}{m} \cdot H}$$

Πειραματικῶς εἶναι εὐκόλον νὰ μετρηθῇ ἡ ἀκτίς καμπυλότητος ( $r$ ) τῆς τροχιᾶς, τὴν ὁποίαν διαγράφει τὸ ἠλεκτρόνιον. Τὸ σύστημα τῶν δύο ἐξισώσεων (6) καὶ (10) μᾶς ἐπιτρέπει νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν ταχύτητα ( $v$ ) καὶ τὸ εἰδικὸν φορτίον ( $e/m$ ) τοῦ ἠλεκτρονίου, ὅταν εἶναι γνωστὰ τὰ ἄλλα φυσικὰ μεγέθη, τὰ ὁποῖα ὑπεισέρονται εἰς τὰς δύο αὐτὰς ἐξισώσεις.

✓ 229. Μέτρησις τοῦ εἰδικοῦ φορτίου  $e/m$  τοῦ ἠλεκτρονίου. — Ἐνα ἠλεκτρόνιον κινεῖται ἐντὸς ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου (σχ. 264). Τότε τὸ ἠλεκτρόνιον ὑφίσταται μίαν ἐκτροπὴν πρὸς τὰ κάτω ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν (§ 228, ἐξισώσεις 5) μιᾶς δυνάμεως:

$$F = e \cdot \frac{U}{d}$$

Ἐὰν τὸ ἠλεκτρόνιον κινῆται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου (σχ. 265), τότε τὸ ἠλεκτρόνιον ὑφίσταται μίαν ἐκτροπὴν πρὸς τὰ ἄνω ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν (§ 228, ἐξισώσεις 8) μιᾶς δυνάμεως:

$$F' = e \cdot v \cdot H$$

Ὄταν συνυπάρχουν τὸ ἠλεκτρικὸν καὶ τὸ μαγνητικὸν πεδίου, δυνάμεθα νὰ ρυθμίσωμεν καταλλήλως τὴν τάσιν  $U$  ἢ τὴν ἔντασιν  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ὥστε αἱ δύο ἀνωτέρω δυνάμεις νὰ εἶναι ἴσαι καὶ ἀντίθετοι (σχ. 266). Τότε τὸ ἠλεκτρόνιον δὲν ὑφίσταται καμμίαν ἐκτροπὴν. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἔχομεν:

$$e \cdot \frac{U}{d} = e \cdot v \cdot H \quad \eta \quad \frac{U}{d} = v \cdot H \quad (11)$$

Σχ. 266. Σύγχρονος δρᾶσις ἠλεκτρικοῦ καὶ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου.

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (10) καὶ (11) λαμβάνομεν:

$$\frac{e}{m} = \frac{U}{d \cdot r \cdot H^2}$$

Ἐὰν καταργηθῇ τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου, τότε ἰσχύει ἡ ἐξίσωσις (10) τῆς § 228.

Ἀπὸ τὴν εὐρεθεῖσαν σχέσιν ὑπολογίζεται τὸ *εἰδικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου*.

Ἐκ τῶν μετρήσεων εὐρέθη ὅτι :

**Τὸ εἰδικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι μέγεθος σταθερόν.**

εἰδικὸν φορτίον ἠλεκτρονίου :  $\frac{e}{m} = 1,758 \cdot 10^8 \text{ Cb/gr}$

✓230. Μέτρησις τῆς μάζης τοῦ ἠλεκτρονίου.—Μὲ τὸ πείραμα τοῦ Millikan (§ 50a) καὶ ἀπὸ τοὺς νόμους τῆς ἠλεκτρολύσεως (§ 208) εὐρέθη ὅτι τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι :  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$  Ἐπίσης εὐρέθη ὅτι τὸ εἰδικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου (§ 229) εἶναι :  $e/m = 1,758 \cdot 10^8 \text{ Cb/gr}$ . Ἄρα ἡ μᾶζα τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι :

$m = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}}{1,758 \cdot 10^8 \text{ Cb/gr}}$  ἥτοι μᾶζα ἠλεκτρονίου :  $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ gr}$

Τὸ πείραμα ἀπέδειξεν ὅτι ἡ μᾶζα τοῦ ἠλεκτρονίου μεταβάλλεται μετὰ τῆς ταχύτητος τοῦ ἠλεκτρονίου. Ἡ εὐρεθεῖσα μεταβολὴ τῆς μάζης τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι σύμφωνος πρὸς τὴν θεωρίαν τῆς σχετικότητος (Α' τόμ. § 210), ἡ ὁποία ἀποδεικνύει ὅτι, ἂν  $m_0$  εἶναι ἡ μᾶζα τοῦ σώματος, ὅταν τοῦτο ἠρεμῇ, τότε ἡ μᾶζα  $m$  τοῦ σώματος, ὅταν τοῦτο κινῆται μὲ ταχύτητα  $v$ , δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

ὅπου  $c$  εἶναι ἡ ταχύτης τοῦ φωτός.

— 231. Ἡ μονὰς ἐνεργείας ἠλεκτρονιοβόλτ (eV).—Ὅπως θὰ γνωρίσωμεν κατωτέρω εἰς πολλὰς περιπτώσεις χρησιμοποιοῦμεν σήμερον μίαν νέαν μονάδα ἐνεργείας, ἡ ὁποία καθορίζεται ἐκ τῆς κινήσεως τοῦ ἠλεκτρονίου ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἔστω ὅτι μεταξὺ δύο σημείων A καὶ B ἐνὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ ἴση μὲ 1 Volt ( $U = 1 \text{ V}$ ) καὶ ὅτι ἓνα ἠλεκτρόνιον ( $Q = e$ ) μεταφέρεται ὑπὸ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἀπὸ τὸ σημεῖον A εἰς τὸ σημεῖον B. Τότε παράγεται ὑπὸ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἔργον, τὸ ὁποῖον εἶναι :

$W = Q \cdot U$  ἥτοι  $W = e \cdot U$   
καὶ  $W = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Cb} \times 1 \text{ V} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule}$

Τὸ ἔργον τοῦτο μετατρέπεται εἰς κινήτικὴν ἐνέργειαν τοῦ ἠλεκτρονίου. Αὕτῃ ἡ ποσότης ἐνεργείας, τὴν ὁποίαν ἀποκτᾷ τὸ ἠλεκτρόνιον, λαμβάνεται ὡς μονὰς Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

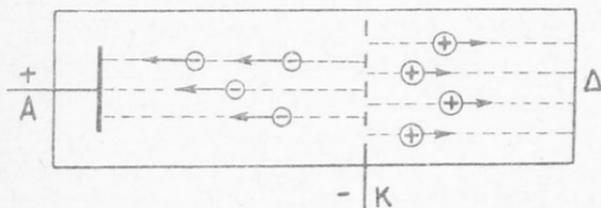
ἐνεργείας. Ἡ μονὰς αὐτὴ καλεῖται *ἠλεκτρονιοβόλτ* ( $eV$  ἀπὸ τὸ *electron · Volt*) καὶ ὀρίζεται ὡς ἑξῆς:

*Ἐνα ἠλεκτρονιοβόλτ (1 eV) εἶναι ἡ ἐνέργεια τὴν ὁποίαν ἀποκτᾷ ἓνα ἠλεκτρόνιον, ὅταν τοῦτο μετακινήται μεταξὺ δύο σημείων ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὰ ὁποῖα ἔχουν διαφορὰν δυναμικοῦ ἴσην μὲ 1 Volt.*

$$1 \text{ ἠλεκτρονιοβόλτ (1 eV) } = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule}$$

$$1 \text{ ἠλεκτρονιοβόλτ (1 eV) } = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$$

232. **ΘΕΤΙΚΑΙ ΔΑΚΤΙΝΕΣ.** — Ἐὰν εἰς ἓνα σωλῆνα Crookes ἢ κάθοδος φέρη εἰς τὸ μέσον μικρὰν ὀπὴν (αὐλόγ), τότε μερικὰ ἐκ τῶν θετικῶν ἰόντων, τὰ ὁποῖα κινοῦνται πρὸς τὴν κάθοδον, διέρχονται διὰ τῆς ὀπῆς καὶ ἔξακολουθοῦν νὰ κινοῦνται ὀπισθεν τῆς καθόδου εὐθυγράμμως (σχ. 267). Τὰ ὀπισθεν τῆς καθόδου κινούμενα θετικὰ ἰόντα ἀποτελοῦν μίαν ἀσθενῆ φωτοβολοῦσαν δέσμη ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι καλοῦνται **θετικαὶ ἀκτίνες** ἢ **διανλικαὶ ἀκτίνες**. Αἱ ἀ-



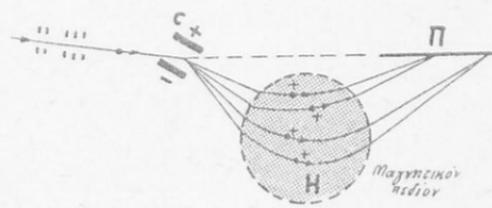
Σχ. 267. Ἀπόδειξις τῶν θετικῶν ἀκτίνων.

κτίνες αὐταὶ εἶναι θετικὰ ἰόντα, τὰ ὁποῖα προέκυψαν ἐκ τοῦ ἰονισμοῦ τῶν μορίων (ἢ τῶν ἀτόμων) τοῦ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ὑπάρχοντος ἀερίου. Αἱ θετικαὶ ἀκτίνες ἐκτρέπονται ὑπὸ μαγνητικοῦ ἢ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, προσβάλλουν τὴν φωτογραφικὴν πλάκα καὶ προκαλοῦν τὸν φθορισμόν, ὅταν προσπίπτουν ἐπὶ καταλλήλου διαφράγματος. Ἡ μάζα τῶν σωματιδίων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὰς θετικὰς ἀκτίνας, εἶναι πολὺ μεγαλύτερα ἀπὸ τὴν μάζαν τῶν ἠλεκτρονίων. Διὰ τοῦτο τὰ σωματίδια τῶν θετικῶν ἀκτίνων ἔχουν ταχύτητα πολὺ μικροτέραν ἀπὸ τὴν ταχύτητα τῶν ἠλεκτρονίων τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων. Ὅπως εἰς τὴν περίπτωσιν τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων, οὕτω καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν τῶν θετικῶν ἀκτίνων δυνάμεθα νὰ εὗρωμεν τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον  $q$ , τὸ εἰδικὸν φορτίον  $q/m$  καὶ τὴν μάζαν  $m$  ἐκάστου σωματιδίου τῶν θετικῶν ἀκτίνων ἀπὸ τὴν ἐκτροπὴν, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται ἡ δέσμη τῶν θετικῶν ἀκτίνων ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν μαγνητικοῦ καὶ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἀπὸ τὴν πειραματικὴν ἔρευναν τῶν θετικῶν ἀκτίνων καταλήγομεν εἰς τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα:

**I.** Τὰ σωματίδια τῶν θετικῶν ἀκτίνων εἶναι θετικὰ ἰόντα τοῦ ἀερίου, τὰ ὁποῖα φέρουν ἓνα ἢ περισσότερα στοιχειώδη θετικὰ φορτία.

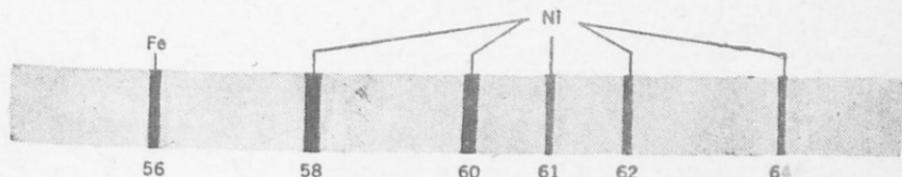
**II.** Ἡ ταχύτης τῶν σωματιδίων τῶν θετικῶν ἀκτίνων ἀνέρχεται εἰς 300 ἕως 15 000  $km/sec$ .

233. Φασματογράφος τῶν μαζῶν.—Τὰ σωματίδια τῶν θετικῶν ἀκτίνων, ὅταν διέρχονται διὰ μέσου ἠλεκτρικοῦ ἢ μαγνητικοῦ πεδίου ἐκτρέπονται ἀπὸ τὴν εὐθύγραμμον τροχίαν τῶν. Ἡ ἐκτροπὴ αὐτὴ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον, τὴν ταχύτητα καὶ τὴν μᾶζαν τῶν σωματιδίων. Ὁ Aston (1919), διὰ τὴν συγκεντρῶσιν εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον τῆς φωτογραφικῆς πλακῆς ὅλα τὰ ἰόντα, τὰ ὁποῖα ἔχουν



Σχ. 268. Φασματογραφία τῶν μαζῶν.

μᾶζης καὶ τῆς ταχύτητος τῶν ἰόντων. Αἱ οὕτω διαχωρισθεῖσαι θετικαὶ ἀκτίνες διέρχονται ἔπειτα διὰ μέσου ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου, τοῦ ὁποῖου αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι κάθετοι πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Τὸ μαγνητικὸν πεδίου προκαλεῖ τὴν συγκέντρωσιν ὅλων τῶν ἰόντων, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν αὐτὴν μᾶζαν, εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον τῆς φωτογραφικῆς πλακῆς. Τὰ ἰόντα, τὰ ὁποῖα συγκεντρῶνται εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον τῆς πλακῆς, εἶναι δυνατόν νὰ ἔχουν διαφόρους ταχύτητας. Ἐὰν λοιπὸν αἱ θετικαὶ ἀκτίνες πε-



Σχ. 269. Φασματογράφημα δεικνύον τὸν διαχωρισμὸν τῶν ἰσοτόπων τοῦ νικελίου.

ριέχουν δύο εἶδη ἰόντων, τότε ἡ πλάξ θὰ προσβληθῇ εἰς δύο διαφορετικὰ σημεῖα καὶ οὕτω θὰ λάβωμεν μίαν εἰκόνα ἀνάλογον μὲ ἐκείνην, τὴν ὁποίαν παρουσιάζουν αἱ γραμμαὶ τοῦ φάσματος τοῦ φωτὸς (σχ. 269). Διὰ τοῦτο ἡ διάταξις αὐτὴ τοῦ Aston καλεῖται **φασματογράφος τῶν μαζῶν**.

234. Ἰσότοπα στοιχεῖα.—Μὲ τὸν φασματογράφον τῶν μαζῶν ἐξετάζομεν θετικὰ ἰόντα, τὰ ὁποῖα προέρχονται ἀπὸ τὰ ἄτομα ἐνὸς χημικοῦ στοιχείου π. χ. τοῦ χλωρίου. Εἰς τὸ φασματογράφημα λαμβάνομεν τότε δύο κηλίδας, αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν εἰς ἰόντα χλωρίου ἔχοντα μᾶζαν 35 καὶ εἰς ἰόντα χλωρίου ἔχοντα μᾶζαν 37. Ἐκ τούτου συνάγομεν ὅτι τὸ στοιχεῖον χλωρίου δὲν ἀποτελεῖται ἀπὸ ἄτομα τοῦ αὐτοῦ εἴδους, ἀλλ' ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο εἶδη ἀτόμων, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀτομικὰς μᾶζας 35 καὶ 37 καὶ σημειώνονται ὡς ἐξῆς:



Τὰ δύο αὐτὰ εἶδη ἀτόμων τοῦ χλωρίου ἔχουν τὰς αὐτὰς χημικὰς ἰδιότητες καὶ καλοῦνται **ἰσότοπα** τοῦ χλωρίου. Μὲ τὸν φασματογράφον τῶν μαζῶν εὐρέθη ὅτι ἓνα φυσικὸν στοιχεῖον δὲν ἀποτελεῖται ἀπὸ ὁμοειδῆ ἄτομα, ἀλλ' εἶναι μείγμα ἰσοτόπων. Οὕτω εὐρέθη ὅτι τὸ ὑδρογόνον ἀποτελεῖται ἀπὸ τρία ἰσότοπα, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀτομικὰς μάζας 1, 2 καὶ 3 :

σύνηθες ὑδρογόνον  $H^1$     δευτέριον  $H^2$     τρίτιον  $H^3$

Ὁμοίως εὐρέθη ὅτι τὸ ὀξυγόνον ἀποτελεῖται ἀπὸ τὰ τρία ἰσότοπα  $O^{16}$ ,  $O^{17}$  καὶ  $O^{18}$ . Μὲ τὴν βοήθειαν λοιπὸν τοῦ φασματογράφου τῶν μαζῶν ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξε τὰ ἀκόλουθα :

**I.** Ἐνα στοιχεῖον δὲν ἀποτελεῖται ἀπὸ ἄτομα ἔχοντα τὴν αὐτὴν μάζαν, ἀλλ' εἶναι συνήθως μείγμα ἀτόμων τὰ ὁποῖα ἔχουν τὰς αὐτὰς μὲν χημικὰς ἰδιότητες, διαφορετικὰς δὲ μὴ ἀτομικὰς μάζας.

**II.** Ἐνα στοιχεῖον συνήθως εἶναι μείγμα ἰσοτόπων στοιχείων, δηλαδὴ στοιχείων τὰ ὁποῖα ἔχουν τὰς αὐτὰς χημικὰς ἰδιότητες, διαφορετικὰς δὲ μὴ ἀτομικὰς μάζας.

235. Βαρὺ ὕδωρ. — Σήμερον εἶναι γνωστὰ τρία ἰσότοπα τοῦ ὑδρογόνου ( $H^1$ ,  $H^2$ ,  $H^3$ ) καὶ τρία ἰσότοπα τοῦ ὀξυγόνου ( $O^{16}$ ,  $O^{17}$ ,  $O^{18}$ ). Οὕτω δύναται νὰ προκύψῃ μεγάλη ποικιλία μορίων ὕδατος. Ἰδιαιτέρως τὸ ὕδωρ, τὸ ὁποῖον ἀντὶ ἐλαφροῦ ὑδρογόνου περιέχει εἰς τὸ μόριόν του δευτέριον, καλεῖται **βαρὺ ὕδωρ** καὶ ἔχει μοριακὴν μάζαν 20. Τὸ βαρὺ ὕδωρ ἔχει διαφορετικὰς ἰδιότητας ἀπὸ τὸ κοινὸν ὕδωρ (βλ. πίνακα). Πρῶτος ὁ Urey (1932) κατώρθωσε νὰ ἀπομονώσῃ τὸ βαρὺ ὕδωρ. Ἡ βιομηχανικὴ παρασκευὴ τοῦ βαρέος ὕδατος στηρίζεται εἰς τὸ γεγονός ὅτι κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν τοῦ ὕδατος τὸ δευτέριον ἀποχωρίζεται ἀπὸ τὸ μόριον τοῦ βαρέος ὕδατος πολὺ δυσκολώτερον ἀπὸ τὸ ἐλαφρὸν ὑδρογόνον. Ἐνεκα τούτου τὸ ὕδωρ, τὸ ὁποῖον ὑφίσταται ἠλεκτρόλυσιν, ἐμπλουτίζεται συνεχῶς μὲ βαρὺ ὕδωρ. Οὕτω τὸ ὕδωρ, τὸ ὁποῖον ἀπομένει εἰς τὰς μεγάλας ἐγκαταστάσεις ἠλεκτρολύσεως, εἶναι πλουσίον εἰς βαρὺ ὕδωρ. Ἐπίσης τὸ διάλυμα τῶν συσσωρευτῶν, οἱ ὁποῖοι ἐχρησιμοποίησαν ἐπὶ μακρὸν, περιέχει σημαντικὰς ποσότητας βαρέος ὕδατος. Ἡ βιομηχανικὴ παρασκευὴ τοῦ βαρέος ὕδατος εἶναι πολυδάπανος, ἡ δὲ παραγομένη ποσότης εἶναι μικρὰ καὶ χρησιμοποιεῖται κυρίως εἰς τὰ ἐργαστήρια ἀτομικῶν ἐρευνῶν.

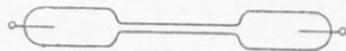
#### Ἰδιότητες κοινῆς καὶ βαρέος ὕδατος.

Ἰδιότητες	Κοινὸν ὕδωρ	Βαρὺ ὕδωρ
Πυκνότης εἰς 20° C	0,9982 gr/cm <sup>3</sup>	1,1056 gr/cm <sup>3</sup>
Μεγίστη πυκνότης εἰς	+ 4° C	+ 11,6° C
Θερμοκρασία τήξεως	0° C	+ 3,80° C
Θερμοκρασία βρασμοῦ	100° C	101,42° C
Κρίσιμος θερμοκρασία	374,2° C	371,5° C
Ἐπιφανειακὴ τάσις	72,8 dyn/cm	67,7 dyn/cm
Δείκτης διαθλάσεως	1,333	1,328

ΕΦΑΡΜΟΓΑΙ ΤΗΣ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΟΣ ΤΩΝ ΑΕΡΙΩΝ

236. Ἐφαρμογαὶ τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως ἐντὸς ἀραιῶν ἀερίων. — Ἡ ἠλεκτρικὴ ἐκκένωσις ἐντὸς ἀραιῶν ἀερίων εἶναι μία μορφή αὐτοτελοῦς ἀγωγιμότητος καὶ καλεῖται συνήθως ἐκκένωσις αἴγλης. Αἱ κυριώτεραι ἐφαρμογαὶ τῆς ἐκκενώσεως αἴγλης εἶναι αἱ ἀκόλουθοι :

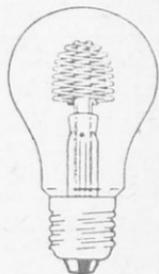
α) *Σωληνες Geissler*. — Οἱ σωληνες Geissler εἶναι ὑάλινοι σωληνες, οἱ ὅποιοι εἰς τὰ ἄκρα τῶν φέρουν συντετηγμένα δύο ἠλεκτρόδια (σχ. 270). Ἐντὸς τοῦ σωληνος ὑπάρχει ἀέριον ὑπὸ μικρὰν πίεσιν (περίπου 5 mm Hg). Ὅταν εἰς τὰ ἠλεκτρόδια ἐφαρμόσωμεν τάσιν μερικῶν χιλιάδων βόλτ, τότε παρατηροῦμεν ἔντονον φωτοβολίαν τοῦ ἀερίου. Οἱ σωληνες Geissler



Σχ. 270. Σωλὴν τοῦ Geissler.

χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν ἐξέτασιν τοῦ φάσματος τῶν ἀερίων (Β' τόμ. § 313).

β) *Λαμπτήρες αἴγλης*. — Οἱ λαμπτήρες αἴγλης ἔχουν τὸ σχῆμα τῶν συνήθων ἠλεκτρικῶν λαμπτήρων καὶ περιέχουν διάφορα εὐγενῆ ἀέρια (σχ. 271). Τὰ ἠλεκτρόδια ἀποτελοῦνται ἀπὸ σύρματα εἰς σχῆμα σωληνοειδῶν καὶ εὐρίσκονται πολὺ πλησίον ἀλλήλων, χωρὶς ὄμως νὰ ἐφάπτονται. Κατασκευάζονται σήμερον λαμπτήρες αἴγλης, οἱ ὅποιοι λειτουργοῦν ὑπὸ τάσιν 110 ἢ 220 Volt. Οἱ λαμπτήρες οὗτοι ἔχουν πολὺ μικρὰν ἰσχὴν καταναλώσεως (1—4 Watt) καὶ χρησιμο-



Σχ. 271. Λαμπτήρ αἴγλης.

ποιοῦνται ποικιλοτρόπως (ὡς δεῖξται τῆς λειτουργίας συσκευῶν, διὰ τὸν ἀσθενῆ φωτισμὸν δωματίων κατὰ τὴν νύκτα κ.ά.). Πολὺ μικροὶ λαμπτήρες αἴγλης, τοποθετημένοι ἐντὸς καταλλήλου θήκης εἰς σχῆμα στυλογράφου, χρησιμοποιοῦνται ὡς δοκιμασταὶ τάσεως εἰς τὰ ἠλεκτρικὰ δίκτυα. Τὸ ἓνα ἠλεκτρόδιον φέρεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν ἀγωγόν, τὸ δὲ ἄλλο ἠλεκτρόδιον διὰ μέσου τοῦ σώματος τοῦ παρατηρητοῦ συνδέεται μὲ τὴν γῆν.

γ) *Σωληνες φωτεινῶν διαφημιῶν*. — Οἱ σωληνες φωτεινῶν διαφημιῶν εἶναι ὑάλινοι σωληνες, οἱ ὅποιοι εἰς τὰ ἄκρα τῶν φέρουν συντετηγμένα δύο ἠλεκτρόδια. Ἐντὸς τῶν σωληνῶν τοποθετοῦνται διάφορα ἀέρια, ἀναλόγως τοῦ ἐπιζητούμενου χρώματος τοῦ φωτός. Ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου ἐντὸς τοῦ σωληνος εἶναι ἴση μὲ 10 mm Hg. Διὰ τὴν λειτουργίαν τῶν σωληνῶν τούτων ἀπαιτεῖται σημαντικὴ τάσις ἀνά τρέχον μέτρον τοῦ μήκους τῶν (ἀνω τῶν 500 V κατὰ μέτρον)

237. Ἐκκένωσις τόξου. — Κατὰ τὴν ἐκκένωσιν αἴγλης τὰ ἠλεκτρόδια ἔχουν τὴν συνήθη θερμοκρασίαν καὶ μεταξύ αὐτῶν ἐπικρατεῖ ἰσχυρὸν ἠλεκτρικὸν πεδίον, ἕνεκα τῆς ἐφαρμοζομένης μεγάλης τάσεως. Ἄλλη μορφή αὐτοτελοῦς ἀγωγιμότητος τῶν ἀερίων εἶναι ἡ *ἐκκένωσις τόξου*, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ ἠλεκτρόδιον τῆς καθόδου ἔχει ὑψηλὴν θερμοκρασίαν καὶ εἰς τὰ δύο ἠλεκτρόδια ἐφαρμόζεται σχετικῶς μικρὰ τάσις. Ἡ πολὺ θερμὴ κάθοδος ἐκπέμπει ἀφθονα ἠλεκτρόνια (θερμὸν τόξον). Ὅταν τὰ ἠλεκτρόδια ἀποτελοῦνται ἀπὸ σώματα ἐξατμιζόμενα εἰς χαμηλὴν θερμοκρασίαν (π.χ. ὁ Hg), τότε συμβαίνει ἐκκένωσις τόξου, χωρὶς ὄμως νὰ λαμβάνῃ ἡ κάθοδος ὑψηλὴν θερμοκρασίαν (ψυχρὸν τόξον). Κατωτέρω θὰ ἀναφέρωμεν μερικὰς μορφὰς ἐκκενώσεως τόξου.

α) *Τόξον ἀνθρακος*. — Τὸ τόξον ἀνθρακος ἢ ἠλεκτρικὸν τόξον (§ 92β) παράγεται μεταξύ δύο ἠλεκτροδίων ἀπὸ ἀνθρακα, τὰ ὁποῖα ἔχουν μορφήν ράβδων. Μεταξὺ τῶν ράβδων πρέπει νὰ ὑπάρχῃ τάσις μεγαλυτέρα τῶν 60 Volt. Τὰ ραβδία φέρονται κατ' ἀρχὰς εἰς ἐπαφὴν καὶ ἔπειτα ἀπομακρύνονται ὀλίγον. Κατὰ τὴν ἐπαφὴν τῶν ἠλεκτροδίων, ἕνεκα τῆς μεγάλης ἀντιστάσεως, ἀναπτύσσεται θερμότης, ἡ ὁποία προκαλεῖ διατύρωσιν τῶν ἄκρων τῶν ἠλεκτροδίων. Μετὰ τὴν ἀπομάκρυσιν τῶν ἠλεκτροδίων, ἕνεκα τῆς ὑψηλῆς θερμοκρα-

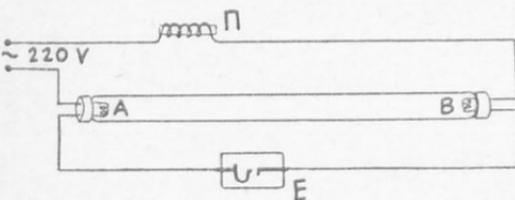
σίας (3500—4000° C), ἀφ' ἐνός μὲν ἐπέρχεται ἐξάχνωσις τοῦ ἄνθρακος, ἀφ' ἑτέρου δὲ ἡ διάπυρος κάθοδος ἐκπέμπει ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἰονίζουσι τὸν μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων ἀέρα. Οὕτω τὸ μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων ἀέριον φωτοβολεῖ. Τὰ τόξα ἄνθρακος χρησιμοποιοῦνται ὡς φωτεινὰ πηγαὶ μεγάλης ἰσχύος καὶ εἰς τὰς ἠλεκτρικὰς καμίνους. Εἰς τὴν τεχνικὴν ἀντὶ ράβδων ἄνθρακος χρησιμοποιοῦν ράβδους ἀπὸ μέταλλα. Ἡ ὑψηλὴ θερμοκρασία, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται εἰς ἠλεκτρικὸν τόξον μὲ μέταλλινα ἠλεκτρόδια, χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν αὐτογενῆ συγκόλλησιν τῶν μετάλλων (τόξον ἠλεκτροσυγκολλήσεως).

β) **Λυχνία ἀτμῶν ὕδραργύρου.** — Ἡ λυχνία ἀτμῶν ὕδραργύρου ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀερόκενον σωλῆνα ἐξ ὑάλου ἢ χαλαζίου. Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ σωλῆνος εἶναι συντετηγμένα δύο ἠλεκτρόδια, τὰ ὁποῖα βυθίζονται μονίμως ἐντὸς ὕδραργύρου (σχ. 272). Εἰς τὰ ἠλεκτρόδια τοῦ σωλῆνος ἐφαρμόζεται συνεχῆς τάσις. Κλινόμεν ἐλαφρῶς τὸν σωλῆνα, ὅποτε διὰ ροῆς τοῦ ὕδραργύρου ἀποκαθίσταται ἐπαφὴ μεταξὺ τῶν δύο ἠλεκτροδίων. Ἄν ἐπαναφέρωμεν τὸν σωλῆνα εἰς τὴν ἀρχικὴν του θέσιν, ἡ φλὲψ τοῦ ὕδραργύρου διακόπτεται καὶ τότε σχηματίζεται τόξον ἀτμῶν ὕδραργύρου. Τὸ ἐκπεμπόμενον φῶς εἶναι πλούσιον εἰς ὑπεριώδεις ἀκτίνας καὶ διὰ τοῦτο αἱ λυχνίαι ἀτμῶν ὕδραργύρου χρησιμοποιοῦνται ὡς πηγαὶ ὑπεριώδους ἀκτινοβολίας εἰς τὴν θεραπευτικὴν. Τελευταίως διὰ τὸν φωτισμὸν χρησιμοποιοῦνται λυχνίαι ἀτμῶν ὕδραργύρου, αἱ ὁποῖαι ὅμως διαφέρουσι ὀλίγον ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω περιγραφείσαν. Οἱ νέοι αὗτοι τύποι λυχνιῶν ἔχουσι μεγάλην ἀπόδοσιν (55 Lm/W, ἐνῶ εἰς τοὺς συνήθεις λαμπτήρας πυρακτώσεως εἶναι 15 Lm/W).



Σχ. 272. Λυχνία ἀτμῶν ὕδραργύρου.

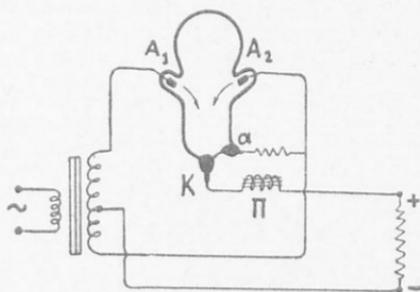
γ) **Λαμπτήρες φθορισμοῦ.** — Τελευταίως διεδόθη πολὺ ἡ χρῆσις τῶν λαμπτήρων φθορισμοῦ. Οὗτοι εἶναι ἐπιμήκεις ὑάλινοι σωλῆνες, τῶν ὁποίων τὰ ἔσωτερικὰ τοιχώματα φέρουσι ἓνα στρώμα φθορίζοντος σώματος.



Σχ. 273. Λαμπτήρ φθορισμοῦ.

ἓνα εὐγενὲς ἀέριον καὶ μία σταγὼν ὕδραργύρου. Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ σωλῆνος εἶναι συντετηγμένα δύο ἠλεκτρόδια (σχ. 273), εἰς τὰ ὁποῖα ἐφαρμόζεται ἡ συνήθης τάσις τοῦ δικτύου (π.χ. 220 Volt). Διὰ τὴν ἔναρξιν τῆς λειτουργίας τοῦ λαμπτήρος ὑπάρχει ἰδιαιτέρον σύστημα, τὸ ὁποῖον καλεῖται ἐκκίνητης (E). Οὗτος εἶναι διμεταλλικὸν ἠλεκτρόδιον σχήματος U, τὸ ὁποῖον χρησιμεύει διὰ νὰ κλείσθῃ τὸ κύκλωμα τοῦ κυρίως λαμπτήρος. Κατ' ἀρχὰς τὸ εὐγενὲς ἀέριον σχηματίζει ἐκκένωσιν αἰγλης, ἡ ὁποία προκαλεῖ τὴν ἐξάτμισιν τοῦ ὕδραργύρου. Τότε ἡ ἐκκένωσις γίνεται ἀποκλειστικῶς διὰ μέσου τῶν ἀτμῶν τοῦ ὕδραργύρου, οἱ ὅποιοι ἐκπέμπουσι ἰσχυρὰν ὑπεριώδη ἀκτινοβολίαν. Αὕτη προσπίπτει ἐπὶ τοῦ φθορίζοντος στρώματος, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει τότε λευκὸν φῶς, ἥτοι ἀκτινοβολίας, αἱ ὁποῖαι ἔχουσι μῆκος κύματος μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τῆς ὑπεριώδους ἀκτινοβολίας (τόμ. Β', § 327). Οἱ λαμπτήρες φθορισμοῦ ἔχουσι πολὺ μεγάλην ἀπόδοσιν. Οὕτω συνήθως ἠλεκτρικὸς λαμπτήρ διὰ πυρακτώσεως ἰσχύος 40 Watt ἔχει ἔντασιν 44 κηρίων καὶ ἐπομένως ἡ ἀπόδοσίς του εἶναι 1,10 κηρία κατὰ δαπανώμενον Watt. Λαμπτήρ φθορισμοῦ ἰσχύος 40 Watt ἔχει ἔντασιν 168 κηρίων καὶ ἐπομένως ἡ ἀπόδοσίς του εἶναι 4,2 κηρία κατὰ δαπανώμενον Watt. Ἐπὶ πλέον ἡ μέση διάρκεια ζωῆς τῶν λαμπτήρων φθορισμοῦ εἶναι 3 ἕως 4 φορὰς μεγαλύτερα ἀπὸ τὴν διάρκειαν ζωῆς τῶν συνήθων ἠλεκτρικῶν λαμπτήρων διὰ πυρακτώσεως.

δ) **Άνορθωται δι' ατμών υδραργύρου.**—Ο άνορθωτής δι' ατμών υδραργύρου αποτελείται από αερόκενον ύαλινον σωλήνα, ο οποίος φέρει τέσσαρα ηλεκτρόδια (σχ. 274). Η κάθοδος K αποτελείται από υδράργυρον, αί δέ δύο άνοδοι A<sub>1</sub> και A<sub>2</sub> αποτελούνται από γραφίτην ή σίδηρον. Αί δύο άνοδοι A<sub>1</sub> και A<sub>2</sub> συνδέονται με τὸ δευτερευον πηνίον ενός μετασχηματιστοῦ. Μία βοηθητικὴ άνοδος α χρησιμεύει διὰ τὴν έναρξιν τῆς λειτουργίας τοῦ άνορθωτοῦ. Κλίνομεν τὸν σωλήνα, ὡστε ὁ υδράργυρος νά ἔλθῃ εἰς ἑπαφήν με τὴν βοηθητικὴν άνοδον α καὶ ἐπαναφέρομεν ἔπειτα τὸν σωλήνα εἰς τὴν ἀρχικὴν θέσιν του. Τότε παράγεται τόξον ατμῶν υδραργύρου, ἐναλλάξ μεταξὺ τῆς καθόδου K καὶ τῶν ηλεκτροδίων A<sub>1</sub> καὶ A<sub>2</sub>, τὰ ὁποῖα ἐναλλάξ γίνονται άνοδοι. Ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ υδραργύρου τῆς καθόδου σχηματίζεται ἓνα σημεῖον πολὺ φωτεινὸν (καθοδικὴ κηλὶς), τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει ἀφθονα ηλεκτρόνια καὶ ἀποτελεῖ τὴν κυρίως κάθοδον. Ὁ άνωτέρω άνορθωτής χρησιμεύει διὰ τὴν άνορθωσιν μονοφασικοῦ ρεύματος. Αἱ διακυμάνσεις τῆς ἐντάσεως τοῦ άνορθωμένου ρεύματος ἐξομαλύνονται με τὴν βοήθειαν τοῦ πηνίου Π· τὸ πηνίον τοῦτο ἔχει μεγάλην αὐτεπαγωγὴν καὶ οὕτω ἐξουδετερώνει τὰς μεταξὺ δύο διαδοχικῶν ἐναλλαγῶν τοῦ ρεύματος παρουσιαζομένας διακοπὰς αὐτοῦ. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἀποφεύγεται καὶ ἡ διακοπὴ τοῦ τόξου, ἔνεκα ψύξεως τῆς καθόδου. Διὰ τὴν άνορθωσιν τριφασικῶν ρευμάτων χρησιμοποιοῦνται ἀνάλογοι άνορθωται με περισσοτέρας άνόδους. Εἰς τὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς τὸ δοχεῖον τῶν άνορθωτῶν ἀποτελεῖται ἀπὸ σίδηρον ἢ πορσελάνην, ἡ δὲ βοηθητικὴ άνοδος εἶναι κινητὴ.



Σχ. 274. Άνορθωτής δι' ατμῶν υδραργύρου.

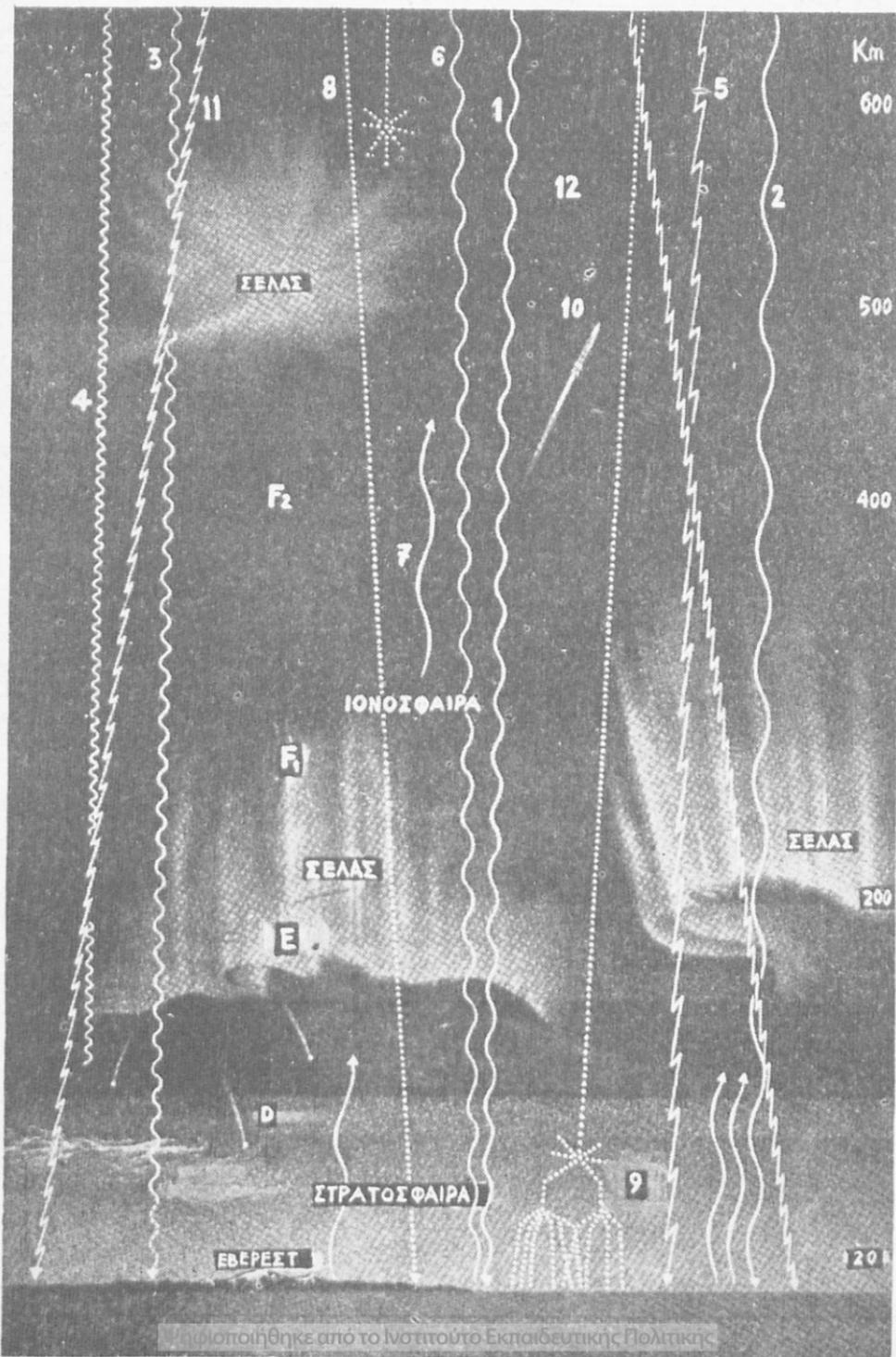
ματίζεται ἓνα σημεῖον πολὺ φωτεινὸν (καθοδικὴ κηλὶς), τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει ἀφθονα ηλεκτρόνια καὶ ἀποτελεῖ τὴν κυρίως κάθοδον. Ὁ άνωτέρω άνορθωτής χρησιμεύει διὰ τὴν άνορθωσιν μονοφασικοῦ ρεύματος. Αἱ διακυμάνσεις τῆς ἐντάσεως τοῦ άνορθωμένου ρεύματος ἐξομαλύνονται με τὴν βοήθειαν τοῦ πηνίου Π· τὸ πηνίον τοῦτο ἔχει μεγάλην αὐτεπαγωγὴν καὶ οὕτω ἐξουδετερώνει τὰς μεταξὺ δύο διαδοχικῶν ἐναλλαγῶν τοῦ ρεύματος παρουσιαζομένας διακοπὰς αὐτοῦ. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἀποφεύγεται καὶ ἡ διακοπὴ τοῦ τόξου, ἔνεκα ψύξεως τῆς καθόδου. Διὰ τὴν άνορθωσιν τριφασικῶν ρευμάτων χρησιμοποιοῦνται ἀνάλογοι άνορθωται με περισσοτέρας άνόδους. Εἰς τὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς τὸ δοχεῖον τῶν άνορθωτῶν ἀποτελεῖται ἀπὸ σίδηρον ἢ πορσελάνην, ἡ δὲ βοηθητικὴ άνοδος εἶναι κινητὴ.

238. Διαρκὴς ἰονισμὸς τοῦ αέρος. — Ἐνα ηλεκτρισμένον καὶ μονωμένον ηλεκτροσκόπιον ἐκφορτίζεται, ὅταν παραμείνῃ ἐντὸς τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ αέρος. Ἡ ἐκφόρτισις εἶναι ταχύτερα ἐντὸς ὑπογείων ἢ σπηλαιῶν καὶ ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι ἐντὸς τοῦ αέρος ὑπάρχουν πάντοτε θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ ἰόνια. Ὡστε:

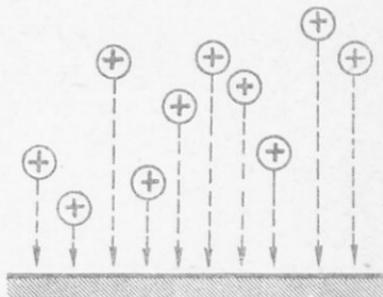
**Ἡ ἀτμοσφαιρικὸς ἀτὴ εἶναι πάντοτε ἰονισμένος.**

Ἡ ἀριθμὸς τῶν ἰόντων, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν ἐντὸς τοῦ αέρος, μεταβάλλεται μετὰ τοῦ ὕψους. Εἰς ὕψος ἄνω τῶν 100 km παρατηρεῖται μία ἀπτόμοος αὔξησης τῆς ἀγωγιμότητος τῆς ἀτμοσφαιρας. Τὸ στρώμα τοῦτο τῆς ἀτμοσφαιρας καλεῖται **λονόσφαιρα** (σχ. 275). Ὁ ἰσχυρὸς ἰονισμὸς τοῦ αέρος εἰς τὸ ὕψος τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὰς υπεριώδεις ἀκτῖνας τοῦ ἡλιακοῦ φωτός, εἰς ηλεκτρόνια τὰ ὁποῖα ἐκπέμπονται ἀπὸ τὸν ἥλιον καὶ εἰς μίαν ἰδιαιτέραν ἀκτινοβολίαν, ἡ ὁποία φθάνει εἰς τὸν πλανήτην μας ἐξ ὅλων τῶν σημείων τοῦ ἀστρικοῦ διαστήματος καὶ ἡ ὁποία καλεῖται **κοσμικὴ ἀκτινοβολία**. Εἰς τὰ άνωτέρω αἷτια ἀποδίδεται γενικῶς ὁ ἰονισμὸς τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ αέρος.

239. Τὸ γήινον ηλεκτρικὸν πεδίου. — Πειραματικῶς εὑρέθη ὅτι ἐντὸς τοῦ αέρος πλεονάζουν τὰ θετικὰ ἰόνια, ἐνῶ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐδάφους ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς



πλεονάζουν τὰ ἄρνητικὰ ἰόντα. Οὕτω ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαιράς σχηματίζεται **ἠλεκτρικὸν πεδίον** (σχ. 276), τοῦ ὁποίου αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι κάθετοι πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς Γῆς. Ἡ πτώσις τοῦ δυναμικοῦ κατὰ μῆκος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἀνέρχεται εἰς 100 ἢ καὶ 1000 Volt κατὰ μέτρον. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γήινου ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὰ θετικὰ ἰόντα τῆς ἀτμοσφαιράς κινοῦνται διαρκῶς πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἐδάφους. Ἀλλὰ τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία, εἰς τὰ ὁποῖα ὀφείλεται τὸ γήινον ἠλεκτρικὸν πεδίον δὲν ἔξαφανίζονται, διότι συνεχῶς ἀναπληροῦνται ἀπὸ νέα φορτία. Δὲν εἶναι ἀκόμη πλήρως γνωστὸν πῶς γίνεται ἡ ἀναπλήρωσις τῶν φορτίων



Σχ. 276. Γήινον ἠλεκτρικὸν πεδίον.

τούτων. Ὡς μία σημαντικὴ αἰτία τῆς συνεχοῦς παραγωγῆς θετικῶν ἰόντων ἐντὸς τοῦ ἀέρος καὶ ἀρνητικῶν ἰόντων ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐδάφους θεωροῦνται αἱ ἀστραπαὶ καὶ οἱ κεραυνοί. Ἡ ἀστραπή εἶναι ἠλεκτρικὴ ἐκκένωσις μεταξὺ δύο νεφῶν, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀντίθετα ἠλεκτρικὰ φορτία. Ὁ δὲ κεραυνὸς εἶναι ἠλεκτρικὴ ἐκκένωσις μεταξὺ τοῦ νέφους καὶ τοῦ ἐδάφους. Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ νέφους καὶ ἐδάφους κατὰ τὴν πτώσιν κεραυνοῦ ἀνέρχεται εἰς ἑκατομμύρια ἢ δισεκατομμύρια Volt. Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, ἡ ἀντιστοιχοῦσα εἰς ἓνα κεραυνόν, ἀνέρχεται εἰς 20 000 Ampère. Ὑπολογίζεται ὅτι κατὰ δευτερόλεπτον παράγονται ἐφ' ὅλοκλήρου τοῦ πλανήτου μας 100 κεραυνοί, οἱ ὁποῖοι μεταφέρουν συνεχῶς εἰς τὸ ἔδαφος ἀρνητικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία, ἐνῶ συγχρόνως ἐγκαταλείπονται εἰς τὸν ἀέρα θετικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία (σχ. 277). Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:

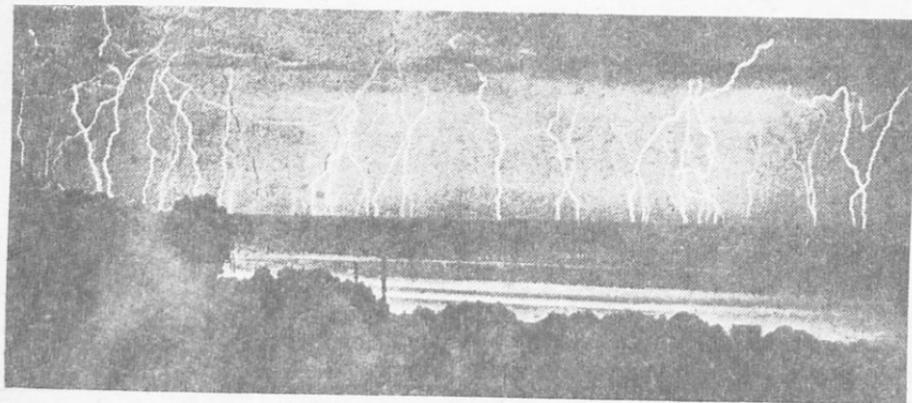
**I. Ἐπειδὴ ἡ ἐπιφάνεια τῆς Γῆς φέρει πάντοτε ἀρνητικὰ φορτία, διὰ τοῦτο ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαιράς ὑπάρχει ἠλεκτρικὸν πεδίον, τοῦ ὁποίου αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι κάθετοι πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἐδάφους (γήινον ἠλεκτρικὸν πεδίον).**

**II. Διάφορα αἷτια συντελοῦν εἰς τὴν συντήρησιν τοῦ γήινου ἠλεκτρικοῦ πεδίου.**

Ἐπεξηγήσεις τοῦ ἔναντι σχήματος 275.

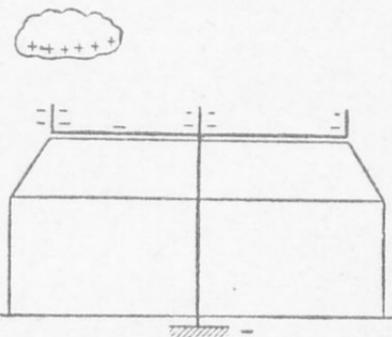
1. Ἡλιακὸν φῶς. — 2. Ἡλιακαὶ ὑπερῦθροι ἀκτίνες. — 3. Ἡλιακαὶ ὑπεριώδεις ἀκτίνες. — 4. Ἡλιακαὶ ἀκτίνες Röntgen. — 5. Ἡλιακὰ ἐρτζιανὰ κύματα. — 6. Ἀνακλώμενον ἠλιακὸν φῶς. — 7. Γήινα ὑπερῦθροι ἀκτίνες. — 8. Κοσμικαὶ ἀκτίνες. — 9. Δέσμη κοσμικῶν ἀκτίνων. — 10. Δοκιμαστικὸς πύραυλος. — 11. Σήματα τεχνητῶν δορυφόρων. — 12. Μετεωρικὴ κόνις. — D, E, F<sub>1</sub>, F<sub>2</sub> τὰ διάφορα στρώματα τῆς ἰονοσφαιράς. — Εἰς τὰ κατώτερα στρώματα τῆς στρατοσφαιράς διακρίνονται οἱ διάττοντες ἀστέρες καὶ μετεωρίζαι.

240. Ἀλεξικέραυρον. — Ὃταν ἄνωθεν τοῦ ἐδάφους εὐρίσκεται νέφος, φέρον σημαντικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον, τότε ἐπὶ τοῦ ἐδάφους ἀναπτύσσεται ἐξ ἐπαγωγῆς ἴσον καὶ



Σχ. 277. Οἱ κεραυνοὶ μεταφέρουν συνεχῶς εἰς τὸ ἔδαφος ἠλεκτρικὰ φορτία.

ἀντίθετον φορτίον, τὸ ὁποῖον συγκεντρώνεται εἰς τὰ ἐξέχοντα σημεῖα τοῦ ἐδάφους ( ὑψηλαὶ οἰκοδομαί, καπνοδόχοι, δένδρα κ.ἄ.). Πρὸς ἀποφυγὴν τῆς πτώσεως τοῦ κεραυνοῦ ἐπὶ τῶν ὑψηλῶν κτιρίων, ἐφοδιάζομεν αὐτὰ μὲ *ἀλεξικέραυρον*. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ μεταλλικὴν ράβδον, ἡ ὁποία καταλήγει εἰς ἀκίδα καὶ συνδέεται δι' ἀγωγῶ μὲ μεγάλην μεταλλικὴν πλάκα εὐρισκομένην εἰς ἀρκετὸν βάθος ἐντὸς τοῦ ἐδάφους. Ὃταν ὁ κεραυνὸς πίπτῃ ἐπὶ τοῦ ἀλεξικεραυνοῦ, τὸ ρεῦμα διοχετεύεται διὰ τοῦ ἀγωγῶ εἰς τὸ ἔδαφος καὶ ἀποφεύγεται βλάβη τοῦ κτιρίου (σχ. 228).



Σχ. 278. Ἀλεξικέραυρον.

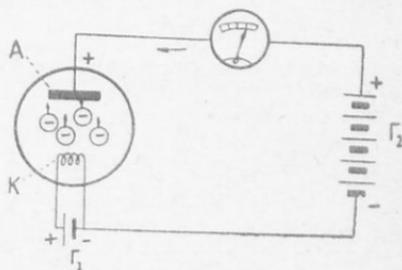
241. Πολικὸν σέλας. — Καλεῖται *πολικὸν σέλας* ἓνα ὀπτικὸν φαινόμενον, τὸ ὁποῖον παρατηρεῖται συνήθως εἰς τὰς πολικὰς χώρας. Τὸ πολικὸν σέλας ἔχει τὴν ὄψιν τεραστίου φωτεινοῦ τόξου, ἀπὸ τὸ ὁποῖον κρέμονται φωτεινὰ κροσσοὶ (βλ. σχ. 275). Ἡ φασματοσκοπικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι ἡ παραγωγὴ τοῦ φωτὸς τούτου πρέπει νὰ θεωρηθῇ ὡς ἀποτέλεσμα τῆς συγκρούσεως ἠλεκτρονίων μὲ τὰ μόρια τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀζώτου καὶ ὀξυγόνου. Τὰ ἠλεκτρόνια αὐτὰ προέρχονται ἀπὸ τὸν ἥλιον καὶ ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου συγκεντρώνονται εἰς τὰς περὶ τοὺς πόλους περιοχάς.

## ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΕΙΣ ΤΟ ΚΕΝΟΝ

### ΘΕΡΜΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ

242. Ἡ ἀγωγιμότης εἰς τὸ κενόν.—Διὰ νὰ διέλθῃ τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα διὰ μέσου τοῦ κενοῦ, πρέπει ἐντὸς τοῦ κενοῦ νὰ ὑπάρχουν φορεῖς τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων καὶ κυρίως ἠλεκτρόνια. Τὰ ἠλεκτρόνια αὐτὰ εἶναι δυνατὸν νὰ προκύψουν κατὰ δύο τρόπους, τοὺς ὁποίους θὰ ἐξετάσωμεν (θερμικὴ ἔκπομπὴ ἠλεκτρονίων καὶ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον).

243. Θερμικὴ ἔκπομπὴ ἠλεκτρονίων. Δίοδος λυχνία.—Ὅταν ἔνα μέταλλον ἔχῃ ὑψηλὴν θερμοκρασίαν, τότε τὸ μέταλλον ἐκπέμπει ἠλεκτρόνια. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται *θερμικὴ ἔκπομπὴ ἠλεκτρονίων* ἢ *φαινόμενον Edissou* καὶ παρατηρεῖται εὐκόλως μὲ τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 279. Ἐντὸς ὑαλίνου σωλῆνος, τελείως κενοῦ ἀπὸ ἀέρα, ὑπάρχει μεταλλικὸν σύρμα  $K$ , τὸ ὁποῖον διαπυρῶνεται διὰ τοῦ συνεχοῦς ρεύματος, τὸ ὁποῖον παρέχει ἡ γεννήτρια  $\Gamma_1$ . Ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ὑπάρχει καὶ μία μεταλλικὴ πλάξ  $A$ , ἡ ὁποία συνδέεται μὲ τὸν θετικὸν πόλον ἰσχυρᾶς γεννητρίας  $\Gamma_2$ . Παρατηροῦμεν τότε ὅτι τὸ κύκλωμα τῆς πλάκας διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα. Ἄρα τὸ κενόν, τὸ ὁποῖον ὑπάρχει μεταξὺ τοῦ διαπυρωμένου σύρματος  $K$  καὶ τῆς πλάκας  $A$ , ἀπέκτησεν ἀγωγιμότητα, ἡ ὁποία ἐξηγεῖται ὡς ἑξῆς: Τὸ διάπυρον σύρμα  $K$  ἐκπέμπει ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἔλκονται ἀπὸ τὴν πλάκα  $A$  καὶ οὕτω κλείεται τὸ κύκλωμα τῆς πλάκας. Ἐὰν διακόψωμεν τὴν σύνδεσιν τῆς πλάκας  $A$  μὲ τὸν θετικὸν πόλον τῆς γεννητρίας  $\Gamma_2$ , τότε διακόπτεται καὶ τὸ ρεῦμα εἰς τὸ κύκλωμα τῆς πλάκας. Διότι τότε καταργεῖται τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίον, τὸ ὁποῖον ὑπῆρχε προηγουμένως μεταξὺ τοῦ σύρματος  $K$  καὶ τῆς πλάκας  $A$ . Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὰ ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἐκπέμπει τὸ διάπυρον σύρμα  $K$ , σχηματίζουν περὶ τοῦ σύρματος νέφος ἠλεκτρονίων, τὸ ὁποῖον ἀναγκάζει τὰ ἐξερχόμενα νέα ἠλεκτρόνια νὰ ἐπανέλθουν εἰς τὸ σύρμα. Οὕτω εἰς τὴν πλάκα  $A$  δὲν φθάνουν ἠλεκτρόνια καὶ συνεπῶς τὸ κύκλωμα τῆς πλάκας δὲν διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα. Διὰ νὰ διαρρέεται τὸ κύκλωμα τοῦτο συνεχῶς ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, πρέπει ἡ πλάξ  $A$  νὰ συνδέεται μὲ τὸν θετικὸν



Σχ. 279. Θερμικὴ ἔκπομπὴ ἠλεκτρονίων.

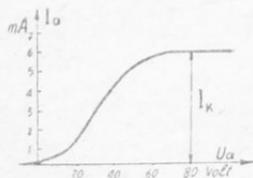
πόλον τῆς γεννητριάς Γ, ὁπότε μεταξὺ τῆς πλακὸς καὶ τοῦ σύρματος διατηρεῖται ἓνα ἠλεκτρικὸν πεδίων. Τὸ πείραμα ἀπέδειξε λοιπὸν ὅτι:

**Τὰ μέταλλα εἰς ὑψηλὴν θερμοκρασίαν ἐκπέμπουν ἠλεκτρόνια. Ὁ ἀριθμὸς τῶν κατὰ μονάδα χρόνου ἐκπεμπομένων ἠλεκτρονίων αὐξάνεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας.**

Ἡ ἀνωτέρω χρησιμοποιηθεῖς σωλὴν καλεῖται **δίοδος ἠλεκτρονικὸς σωλὴν** ἢ καὶ **δίοδος λυχνία**, ἐπειδὴ ἔχει δύο ἠλεκτροδία, τὸ σύρμα καὶ τὴν πλάκα. Τὸ διαπυρούμενον σύρμα Κ καλεῖται **κάθοδος**, ἡ δὲ πλάξ Α καλεῖται **ἀνόδος**. Ἡ μεταξὺ τῆς ἀνόδου καὶ τῆς καθόδου ὑπάρχουσα τάσις καλεῖται **ἀνοδικὴ τάσις**, τὸ δὲ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ κύκλωμα τῆς ἀνόδου, καλεῖται **ἀνοδικὸν ρεῦμα**.

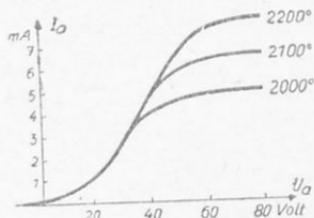
Ἡ θερμοκὶκὴ ἐκπομπὴ ἠλεκτρονίων ὑπὸ τῶν μετάλλων δύναται νὰ θεωρηθῇ ὡς ἓνα εἶδος ἐξ α τ μ ί σ ε ω ς τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ μετάλλου. Εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τοῦ μετάλλου ἔχουν μικρὰν κινητικὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία δὲν ἐξασφαλίζει τὴν ἔξοδον τῶν ἠλεκτρονίων ἐκ τοῦ μετάλλου. Ὄταν ὅμως τὸ μέταλλον θερμαίνεται, τότε αὐξάνεται ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων καὶ μερικὰ ἐξ αὐτῶν ἐξέρχονται ἐκ τοῦ μετάλλου, ὅπως συμβαίνει καὶ μὲ τὰ μόρια ἐνὸς ὕγρου.

**Χαρακτηριστικὴ καμπύλη διόδου λυχνίας.** — Ὄταν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὴν κάθοδον Κ, ἔχη σταθερὰν τιμὴν, τότε τὸ διαπυρούμενον σύρμα τῆς καθόδου ἔχει μίαν ὀρισμένην θερμοκρασίαν. Διατηροῦντες σταθερὰν τὴν θερμοκρασίαν τῆς καθόδου Κ, αὐξάνομεν συνεχῶς τὴν ἀνοδικὴν τάσιν ( $U_a$ ) καὶ μὲ ἓνα ἀμπερόμετρον εὐρίσκομεν τὰς ἀντιστοιχοῦσας τιμὰς τῆς ἐντάσεως τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος ( $I_a$ ). Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος βαίνει συνεχῶς αὐξανομένην μέχρι μιᾶς μεγίστης τιμῆς (σχ. 280). Ἡ ἔντασις αὕτη ( $I_K$ ) ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ **ρεῦμα κόρου**. Τὸ φαινόμενον τοῦτο ἐξηγεῖται ὡς ἑξῆς: Κατ' ἀρχὰς ἡ ἔντασις τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος αὐξάνεται συνε-



Σχ. 280. Ἡ χαρακτηριστικὴ καμπύλη διόδου λυχνίας.

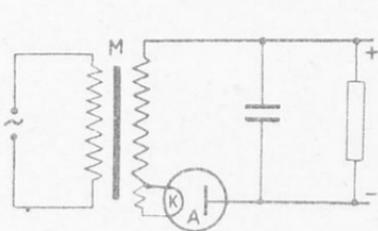
χῶς, διότι, ἐφ' ὅσον αὐξάνεται ἡ ἀνοδικὴ τάσις, αὐξάνεται συνεχῶς καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα φθάνουν εἰς τὴν ἀνόδον ὅλα τὰ ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἐπέμπονται ἀπὸ τὴν κάθοδον, τότε ἡ ἔντασις τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος ἀποκτᾷ τὴν μεγίστην δυνατὴν τιμὴν (ρεῦμα κόρου). Ἐάν ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία τῆς καθόδου Κ, αὐξάνεται καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα ἐκπέμπονται ἀπὸ τὴν κάθοδον. Ἡ καμπύλη τῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος συναρτῆσει τῆς ἀνοδικῆς τάσεως διατηρεῖ τὴν αὐτὴν μορφήν μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι τώρα ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος κόρου ἔχει μεγαλύτεραν τιμὴν (σχ. 281).



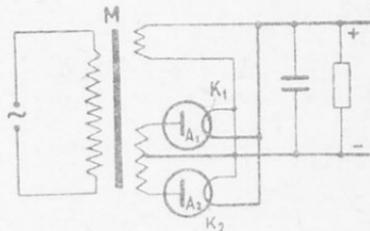
Σχ. 281. Ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος.

**Ἡ δίοδος λυχνία ὡς ἀνορθωτής.** — Εἰς τὴν δίοδον λυχνίαν ἐφαρμόζομεν ἀντὶ τῆς συνεχοῦς ἀνοδικῆς τάσεως, μίαν ἐναλλασσομένην τάσιν. Εἶναι προφανές ὅτι θὰ ἔχωμεν ἀνοδικὸν ρεῦμα μόνον, ὅταν ἡ πλάξ Α εἶναι θετικὴ. Ἀντιθέτως, ὅταν ἡ πλάξ Α εἶναι ἀρνητικὴ, τὸ ἀνοδικὸν ρεῦμα καταργεῖται τελείως. Ἡ δίοδος λυχνία ἀποτελεῖ ἀνορθωτὴν (§ 199), διότι μετατρέπει τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα εἰς

ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ἔχει σταθερὰν φορὰν. Ἐὰν χρησιμοποιήσωμεν μίαν δίοδον λυχνίαν, ἐκμεταλλεῦόμεθα μόνον τὴν μίαν ἐκ τῶν δύο ἐναλλαγῶν τοῦ ρεύματος· οὕτω λαμβάνομεν ἤ μ ι α ν ο ρ θ ω μ έ ν ο ν ρεύμα, τοῦ ὁποῖου ἡ ἔντασις παρουσιάζει μεγάλας μεταβολὰς (σχ. 236α). Εἰς τὴν πρᾶξιν ἐκμεταλλεῦόμεθα καὶ τὰς δύο ἐναλλαγὰς τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος χρησιμοποιοῦντες δύο δίοδους λυχνίας (σχ. 236γ). Ἐπὶ πλέον μὲ καταλλήλους ἐξομαλυντικὰς διατάξεις (σύστημα πικνωτῶν καὶ πηνίων) ἐπιτυγχάνεται ἡ π λ ή ρ η σ



Σχ. 282. Ἀνορθώσεις ἐναλλασσομένου ρεύματος μὲ μίαν δίοδον λυχνίαν.



Σχ. 283. Ἀνορθώσεις ἐναλλασσομένου ρεύματος μὲ δύο δίοδους λυχνίας.

ἀ ν ό ρ θ ω σ ι ς τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος, ἥτοι ἡ μετατροπὴ τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος εἰς συνεχές ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ἔχει σχεδὸν σταθερὰν ἔντασιν. Εἰς τὰ σχήματα 282 καὶ 283 δεικνύεται ἡ διάταξις ἀνορθώσεως τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος μὲ μίαν ἢ δύο δίοδους λυχνίας. Ἡ δίοδος λυχνία παρεμβάλλεται εἰς τὸ δευτερεῖον κύκλωμα μετασχηματιστοῦ. Ἡ κάθοδος θερμαίνεται μὲ ρεῦμα τὸ ὁποῖον παρέχει ὁ μετασχηματιστής καὶ ὄχι ἰδιαιτέρᾳ γεννήτρια.

— 244. Κίνησις ἠλεκτρονίου εἰς τὸ κενόν. — Ὅταν ἓνα ἠλεκτρόνιον κινῆται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐντὸς μετάλλου ἢ ἀερίου, τότε ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου τριβή· ἕνεκα τῆς τριβῆς τὸ ἠλεκτρόνιον ἀποκτᾷ μίαν ὀρικὴν ταχύτητα. Ὅταν ὅμως ἓνα ἠλεκτρόνιον κινῆται ἐντὸς τοῦ κενοῦ, τότε δὲν ὑπάρχει τριβή. Ἐστω ὅτι εἰς ἓνα σωλῆνα κενοῦ μεταξὺ τῆς ἀνόδου καὶ τῆς καθόδου ὑπάρχει τάσις  $U$ . Ὅταν ἓνα ἠλεκτρόνιον μεταφέρεται ὑπὸ τοῦ πεδίου ἀπὸ τὴν κάθοδον εἰς τὴν ἀνόδον, τότε τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου παράγει ἔργον, τὸ ὁποῖον σύμφωνα μὲ τὴν ἐξίσωσιν  $W = Q \cdot U$ , εἶναι :

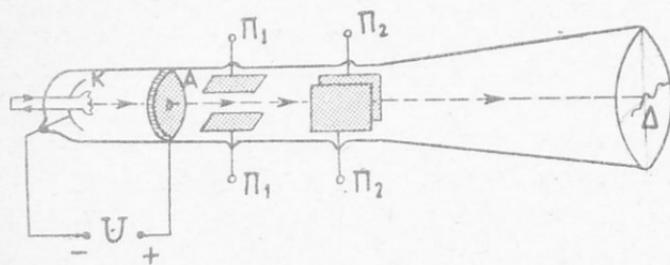
$$W = e \cdot U$$

Τὸ ἔργον τοῦτο μετατρέπεται εἰς κ ι ν η τ ι κ ῆ ν ἑ ν έ ρ γ ε ι α ν τοῦ ἠ λ ε κ τ ρ ο ν ί ο υ, διότι κατὰ τὴν κίνησιν τοῦ ἠλεκτρονίου εἰς τὸ κενὸν δὲν ὑπάρχουν τριβαί. Ἄρα ἔχομεν τὴν σχέσιν :

$$\text{κινητικὴ ἐνέργεια ἠλεκτρονίου} : \frac{1}{2} m \cdot v^2 = e \cdot U$$

245. Σωλὴν **Braun**. — Ὁ σωλὴν *Braun* εἶναι ὑάλινος σωλὴν τελείως κενὸς ἀπὸ ἀέρα. Εἰς τὸ ἓνα ἄκρον του φέρει διαπυρουμένην κάθοδον  $K$ , τὸ δὲ ἄλλο ἄκρον του κλείεται μὲ φθοριζόν κυκλικὸν διάφραγμα (σχ. 284). Ἡ ἀνοδος εἶναι δίσκος, ὁ ὁποῖος εἰς τὸ μέσον του φέρει μικρὰν ὀπήν. Τὰ ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα

διέρχονται διὰ τῆς ὀπῆς, ἀποτελοῦν λεπτὴν δέσμη ἠλεκτρονίων, τὰ ὅποια πέραν τῆς ἀνόδου κινοῦνται εὐθύγραμμως καὶ ἰσοταχῶς, διότι εὐρίσκονται ἔκτος τοῦ

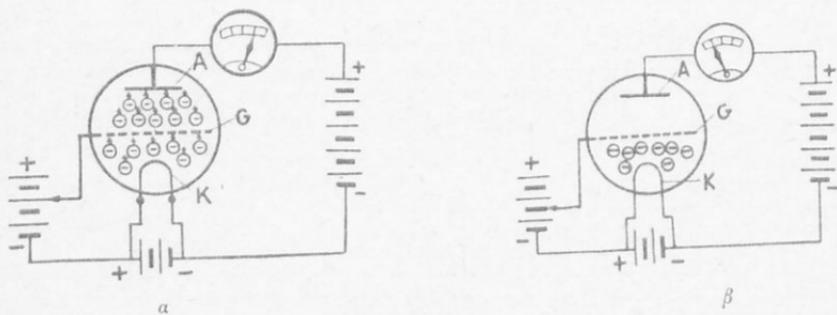


Σχ. 284. Σχηματικὴ διάταξις τοῦ σωλήνος Braun.

ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ἐπικρατεῖ μεταξὺ τῆς καθόδου καὶ τῆς ἀνόδου Ἡ δέσμη τῶν ἠλεκτρονίων διέρχεται μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν ἑνὸς ἐπιπέδου πυκνωτοῦ Π<sub>1</sub>. Ὄταν ὁ πυκνωτῆς Π<sub>1</sub> εἶναι ἀφόρτι-

στος, τότε ἡ καθοδικὴ δέσμη εἶναι εὐθύγραμμος. Ἐὰν ὅμως οἱ ὀπλισμοὶ τοῦ πυκνωτοῦ ἀποκοτῶν ἐναλλασσομένην τάσιν, τότε τὸ ἄκρον τῆς καθοδικῆς δέσμης διαγράφει ἐπὶ τοῦ φθορίζοντος διαφράγματος μίαν κατὰ κρόνον διάμετρον. Πέραν τοῦ πυκνωτοῦ Π<sub>1</sub> ὑπάρχει δευτέρος ἐπίπεδος πυκνωτῆς Π<sub>2</sub>, τοῦ ὁποῖου οἱ ὀπλισμοὶ εἶναι κάθετοι πρὸς τοὺς ὀπλισμοὺς τοῦ πρώτου πυκνωτοῦ. Ἐὰν οἱ ὀπλισμοὶ τοῦ δευτέρου πυκνωτοῦ Π<sub>2</sub> ἀποκοτῶν ἐναλλασσομένην τάσιν, τότε τὸ ἄκρον τῆς καθοδικῆς δέσμης διαγράφει ἐπὶ τοῦ φθορίζοντος διαφράγματος μίαν ὀριζοντίαν διάμετρον. Ἡ καθοδικὴ δέσμη δὲν παρουσιάζει καμμίαν ἀδράνεια καὶ συνεπῶς παρακολουθεῖ τὰς ταχυτάτας μεταβολὰς τῆς τάσεως τῶν δύο πυκνωτῶν. Οὕτω τὸ ἄκρον τῆς καθοδικῆς δέσμης δύναται νὰ μετακινήται ταχύτητα καθ' ὅλην τὴν ἔκτασιν τοῦ φθορίζοντος διαφράγματος. Ὁ σωλήν Braun χρησιμοποιεῖται εἰς πολλὰς ἐφαρμογὰς (σπουδῆ ταχέως ἐναλλασσομένων ρευμάτων, δέκτης ραντάρ, τηλεόρασις κ.ἄ.).

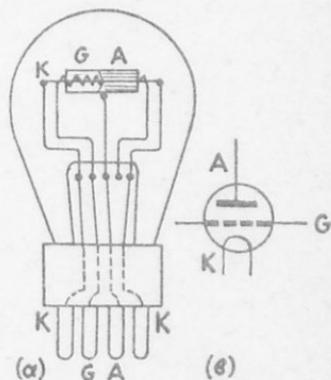
246. Τρίοδος λυχνία.—Ἡ *τρίοδος λυχνία* εἶναι κοινὴ δίοδος λυχνία, εἰς τὴν ὁποίαν ἔχει προστεθῆ τρίτον ἠλεκτρόδιον. Τοῦτο καλεῖται *πλέγμα* (G) καὶ



Σχ. 285. Σχηματικὴ διάταξις τριόδου λυχνίας.

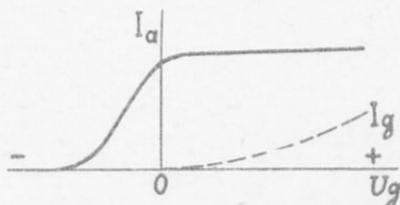
παρεμβάλλεται μεταξὺ τῆς καθόδου καὶ τῆς ἀνόδου (σχ. 285). Τὸ πλέγμα ἀποτελεῖται συνήθως ἀπὸ πλέγμα καλυβδανίου, τὸ ὁποῖον ἔχει τετραγωνικὴ εἰς σχῆμα ὑφολοιπώθηκε ἀπὸ τὸ ἴνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

σωληνοειδοῦς καὶ περιβάλλει τὴν κάθοδον (σχ. 286). Ἐξωθεν τοῦ πλέγματος ὑπάρχει ἡ ἀνόδος, ἡ ὁποία ἔχει σχῆμα κυλίνδρου καὶ περιβάλλει τὸ πλέγμα. Ἐὰν συνδέσωμεν τὸ πλέγμα μὲ τὸν  $\theta$  ε τ ι κ ὸ ν πόλον μιᾶς στήλης, τότε τὰ ἐξερχόμενα ἀπὸ τὴν κάθοδον ἤλεκτρονία  $\xi$  λ κ ο ν τ α ι ὑπὸ τῆς ἀνόδου καὶ ὑπὸ τοῦ πλέγματος (σχ. 285 α). Οὕτω τὸ ἀνοδικὸν ρεῦμα ἐνισχύεται. Ἀντιθέτως, εἰάν τὸ πλέγμα συνδεθῆ μὲ τὸν ἄ ρ η τ ι κ ὸ ν πόλον τῆς στήλης, τότε τὰ ἐξερχόμενα ἀπὸ τὴν κάθοδον ἤλεκτρονία ἀ π ω θ ο ὦ ν τ α ι ὑπὸ τοῦ πλέγματος καὶ οὕτω τὸ ἀνοδικὸν ρεῦμα ἐξασθενίξει σημαντικῶς ἢ καὶ διακόπτεται τελείως (σχ. 285 β). Ὡστε αἱ μεταβολαὶ τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ μεταξὺ τοῦ πλέγματος καὶ τῆς καθόδου προκαλοῦν ἀντιστοίχους μεταβολὰς εἰς τὴν ἔντασιν τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος. Ἡ τριόδος λυχνία χρησιμοποιεῖται σήμερον εὐρύτατα εἰς τὴν ραδιοφωνίαν, διὰ τὴν ἐνίσχυσιν ἀσθενῶν ρευμάτων, διὰ τὴν ἀνόρθωσιν ἐναλλασσομένων ρευμάτων κ.ἄ. Τελευταίως χρησιμοποιοῦνται ἠλεκτρονικαὶ λυχνίαι μὲ περισσότερα πλέγματα καὶ αἱ ὁποῖαι ἀναλόγως τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἠλεκτροδίων τῶν καλοῦνται τετράοδοι (μὲ δύο πλέγματα), πεντάοδοι (μὲ τρία πλέγματα), ὀκτάοδοι κ.ο.κ.

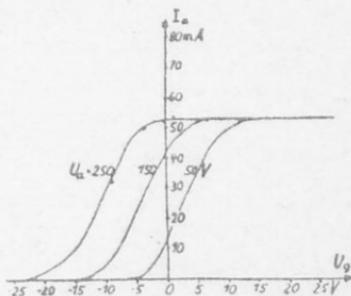


Σχ. 286. Τριόδος λυχνία.

**Χαρακτηριστικὴ καμπύλη τριόδου λυχνίας.**—Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ, ἡ ὁποία δημιουργεῖται ἐκάστοτε μεταξὺ τοῦ πλέγματος καὶ τῆς καθόδου καλεῖται τάσις πλέγματος ( $U_g$ ). Διατηροῦμεν σταθερὰν ἰσχυρὰν θερμοκρασίαν τῆς καθόδου  $K$  καὶ σταθερὸν τὸ ὑψηλὸν θετικὸν δυναμικὸν τῆς πλακῶς  $A$ . Τότε ὁ ἀριθμὸς τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα ἐκπέμπει ἡ κάθοδος κατὰ μονάδα χρόνου, εἶναι σταθερὸς. Μεταβάλλομεν τὸ δυναμικὸν τοῦ πλέγματος  $G$  συνεχῶς, δηλαδὴ αὐξάνομεν συνεχῶς τὴν τάσιν πλέγματος  $U_g$ . Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἔντασις  $I_a$  τοῦ ἀνοδι-



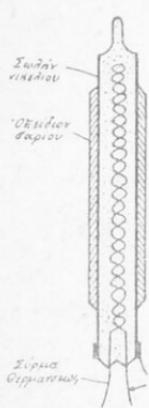
Σχ. 287. Χαρακτηριστικὴ καμπύλη τριόδου λυχνίας.



Σχ. 288. Σμῆνος καμπυλῶν μιᾶς τριόδου λυχνίας.

κοῦ ρεύματος βαίνει συνεχῶς αὐξανομένη καὶ τέλος ἀποκτᾷ μίαν μεγίστην τιμὴν, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ ρεῦμα κόρου. Αἱ μεταβολαὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος συναρτῆσει τῆς τάσεως πλέγματος παριστῶνται ἀπὸ τὴν χαρακτηριστικὴν καμπύλην τῆς λυχνίας (σχ. 287). Διατηροῦμεν τὴν θερμοκρασίαν τῆς καθόδου σταθερὰν καὶ δίδομεν εἰς τὴν ἀνοδικὴν τάσιν  $U_a$  διαφόρους τιμὰς. Δι' ἐκάστην τιμὴν τῆς  $U_a$  φηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ἀνοδικῆς τάσεως εὐρίσκομεν τὴν χαρακτηριστικὴν καμπύλην τῆς λυχνίας. Οὕτω λαμβάνομεν τὸ σμῆνος τῶν χαρακτηριστικῶν καμπυλῶν τῆς λυχνίας (σχ. 288).



Σχ. 289.

Κάθοδος ἐμμέσου θερμάνσεως.

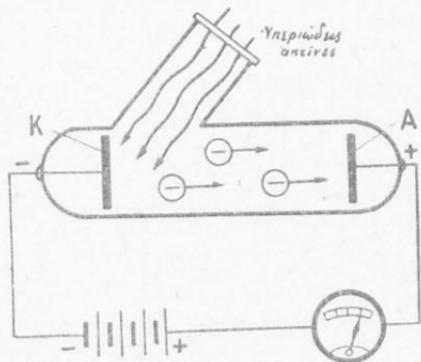
Ὁποῖον δὲν ἔρχεται εἰς ἠλεκτρικὴν ἐπαφὴν μὲ τὸν σωλῆνα. Οὗτος διαπυροῦται καὶ ἐκπέμπει ἠλεκτρόνια. Ἡ κάθοδος ἐμμέσου θερμάνσεως παρουσιάζει σημαντικὰ πλεονεκτήματα.

**Ρεύμα πλέγματος.** — Ὅταν τὸ πλέγμα ἔχη θετικὸν δυναμικόν, τότε μέρος τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα ἐκπέμπει ἡ κάθοδος, συλλαμβάνονται ἀπὸ τὸ πλέγμα καὶ κυκλοφοροῦν εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ πλέγματος. Τὸ οὕτω προκαλούμενον ρεῦμα εἶναι ἀσθενές καὶ καλεῖται ρεῦμα πλέγματος. Ἡ στικτὴ γραμμὴ τοῦ σχήματος 287 δεικνύει τὴν μεταβολὴν τῆς ἐντάσεως  $I_g$  τοῦ ρεύματος πλέγματος συναρτήσεως τῆς τάσεως πλέγματος  $U_g$ .

**Ἄμεσος καὶ ἔμμεσος θέρμανσις τῆς καθόδου.** — Ἀναλόγως τοῦ τρόπου μὲ τὸν ὁποῖον θερμαίνεται ἡ κάθοδος τῆς λυχνίας, διακρίνομεν δύο εἶδη καθόδων. Ἡ **κάθοδος ἀμέσου θερμάνσεως** ἀποτελεῖται ἀπὸ σύρμα βολφραμίου, τὸ ὁποῖον διαπυρώνεται ἀπὸ τὸ ρεῦμα μίας πηγῆς καὶ οὕτω ἐκπέμπει ἠλεκτρόνια. Συνήθως τὸ σύρμα τῆς καθόδου ἐπιχρῆται μὲ στρώμα ὀξειδίου τοῦ βαρίου. Ἡ **κάθοδος ἐμμέσου θερμάνσεως** ἀποτελεῖται ἀπὸ μικρὸν σωλῆνα ἐκ νικελίου, ὁ ὁποῖος ἐξωτερικῶς ἐπιχρῆται μὲ στρώμα ὀξειδίου τοῦ βαρίου (σχ. 289). Ὁ σωλῆν θερμαίνεται μὲ τὴν βοήθειαν ἰδιαιτέρου σύρματος θερμάνσεως, τὸ ὁποῖον δὲν ἔρχεται εἰς ἠλεκτρικὴν ἐπαφὴν μὲ τὸν σωλῆνα. Οὗτος διαπυροῦται καὶ ἐκπέμπει ἠλεκτρόνια. Ἡ κάθοδος ἐμμέσου θερμάνσεως παρουσιάζει σημαντικὰ πλεονεκτήματα.

## ✓ ΦΩΤΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΝ

**247 Φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον.** — Ἐντὸς σωλῆνος τελείως κενοῦ ἀπὸ ἀέρα ὑπάρχουν δύο ἠλεκτρόδια, τὰ ὁποῖα εἶναι συνδεδεμένα μὲ τοὺς δύο πόλους γεννητρίας (σχ. 290). Ἀφῆνομεν νὰ προσπέσουν ἐπὶ τῆς καθόδου ὑπεριώδεις ἀκτίνες. Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἐξέρχονται ἀπὸ τὴν κάθοδον, ὅταν ἐπ' αὐτῆς προσπίπτουν αἱ ὑπεριώδεις ἀκτίνες. Τὰ ἠλεκτρόνια αὐτὰ καλοῦνται **φωτοηλεκτρόνια**. Τὸ πείραμα ἀπέδειξεν ὅτι:



Σχ. 290. Φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον.

Ἐντὸς τῶν μετάλλων προσπίπτουν ἀκτινοβολαὶ (φωτείναι, ὑπεριώδεις, Röntgen), τότε ἀποσπῶνται ἐκ τῶν μετάλλων ἠλεκτρόνια.

Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον**. Ἰδιαιτέρως ἀπὸ τὸ καίσιον, τὸ ρουβίδιον, καὶ τὸ κάλιον ἀποσπῶνται φωτοηλεκτρόνια, ὅταν ἐπ' αὐτῶν προσπίπτουν ὁρατὰ ἀκτινοβολαὶ. Πειραματικῶς εὐρέθη ὅτι:

**I. Ἡ ἀπόσπασις φωτοηλεκτρονίων ἀπὸ ἑνα μέταλλον εἶναι δυνατὴ μόνον, ὅταν τὸ ὕψος τοῦ φάσματος τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ ἀκτινοβόλου εἶναι μικρότε-**

ρον ἑνὸς ὀρισμένου μήκους κύματος, τὸ ὁποῖον εἶναι χαρακτηριστικὸν διὰ τὸ μέταλλον.

II. Ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀποσπασμένων φωτοηλεκτρονίων εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν προσπίπτουσαν ἐπὶ τοῦ μετάλλου φωτεινὴν ροήν.

**Ἐξήγησις τοῦ φωτοηλεκτρικοῦ φαινομένου.**—Τὸ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον ἐρμηνεύεται μόνον ἐπὶ τῇ βᾶσει τῆς θεωρίας τῶν κβάντα (τόμ. Β', § 336), ἡ ὁποία δέχεται ὅτι ἡ ἐνέργεια τῆς ἀκτινοβολίας μεταδίδεται ὑπὸ μορφήν στοιχειωδῶν ποσοτήτων ἐνεργείας, τὰ ὁποία καλοῦνται φωτόνια ἢ κβάντα φωτός. Ἐκαστὸν φωτόνιον μιᾶς ἀκτινοβολίας συχνότητος  $\nu$  μεταφέρει ἐνέργειαν  $W = h \cdot \nu$ . Ὄταν λοιπὸν ἓνα φωτόνιον προσπίπτῃ ἐπὶ ἑνὸς μετάλλου, τότε ἡ ἐνέργεια  $W$  τοῦ φωτονίου ἢ διαχέεται εἰς τὰ ἄτομα τοῦ μετάλλου ἢ ἀπορροφᾶται ἀπὸ ἓνα μόνον ἢ ηλεκτρόνιον ἑνὸς ἀτόμου τοῦ μετάλλου. Ἄν ἡ ἐνέργεια, τὴν ὁποίαν ἀπερρόφησε τὸ ἢλεκτρόνιον τοῦτο, εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη, τότε τὸ ἢλεκτρόνιον ὑπερνικᾷ τὰς δυνάμεις αἱ ὁποῖαι τὸ συγκρατοῦν εἰς τὸ ἄτομον καὶ τὸ ἢλεκτρόνιον ἐξέρχεται ἀπὸ τὸ μέταλλον. Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ παραγομένου φωτοηλεκτρονίου δίδεται ἀπὸ τὴν **φωτοηλεκτρικὴν ἐξίσωσιν τοῦ Einstein**:

$$\text{φωτοηλεκτρικὴ ἐξίσωσις Einstein: } \frac{1}{2} m v^2 = h\nu - W_0$$

ἔπου  $W_0$  εἶναι μία σταθερὰ τοῦ μετάλλου· ἡ σταθερὰ  $W_0$  καλεῖται **ἔργον ἐξαγωγῆς**, διότι ἐκφράζει τὸ ἔργον τὸ ἀπαιτούμενον διὰ τὴν ὑπερνίκησιν τῶν δυνάμεων αἱ ὁποῖαι συγκρατοῦν τὸ ἢλεκτρόνιον ἐντὸς τοῦ μετάλλου. Τὸ ἔργον ἐξαγωγῆς  $W_0$  ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ μετάλλου καὶ ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν. Οὕτω οἱ πειραματικῶς εὑρεθέντες δύο νόμοι τοῦ φωτοηλεκτρικοῦ φαινομένου ἐρμηνεύονται διὰ τῆς θεωρίας τῶν κβάντα ὡς ἑξῆς:

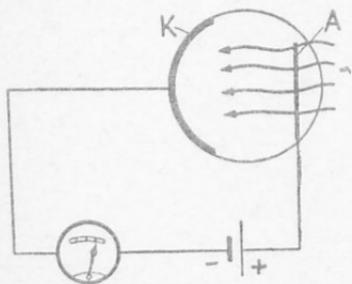
I. Ἡ ἀπόσπασις φωτοηλεκτρονίων ἀπὸ ἓνα μέταλλον εἶναι δυνατὴ μόνον, ὅταν ἡ ἐνέργεια  $h\nu$  τοῦ προσπίπτοντος φωτονίου εἶναι ἴση ἢ μεγαλύτερα ἀπὸ τὸ ἔργον ἐξαγωγῆς  $W_0$  τὸ ὁποῖον εἶναι χαρακτηριστικὸν διὰ τὸ μέταλλον.

II. Ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀποσπασμένων φωτοηλεκτρονίων εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν φωτονίων, τὰ ὁποῖα προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ μετάλλου.

Διὰ τὰ τὰ μέταλλα τῶν ἀλκαλίων τὸ ἔργον ἐξαγωγῆς εἶναι μικρὸν καὶ διὰ τοῦτο τὸ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον παρατηρεῖται εὐκόλως καὶ μὲ τὰ φωτόνια τῶν ὄρατῶν ἀκτινοβολιῶν, τὰ ὁποῖα μεταφέρουν μικρὰν ἐνέργειαν. Διὰ τὰ ἄλλα μέταλλα ἀπαιτοῦνται φωτόνια μεταφέροντα μεγαλύτεραν ἐνέργειαν καὶ διὰ τοῦτο τὸ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον παρατηρεῖται μόνον, ὅταν ἐπὶ τοῦ μετάλλου προσ-

πίπτει υπεριοδής ακτινοβολία. Ούτω τὸ ἔργον ἐξαγωγῆς διὰ τὸ καίσιον εἶναι  $W_0 = 1,4 \text{ eV}$ , ἐνῶ διὰ τὸ βολφράμιον εἶναι  $W_0 = 4,3 \text{ eV}$  (\*).

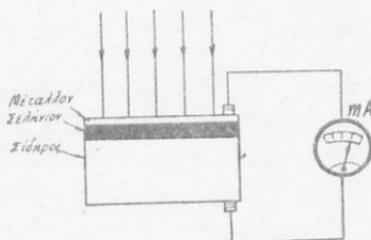
**248. Φωτοκύτταρον.** — Τὸ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον εὐρίσκει μεγάλην ἐφαρμογὴν εἰς τὸ **φωτοκύτταρον**. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ ὑάλινον σωλῆνα, ὃ ὁποῖος εἶναι τελείως κενὸς ἀπὸ ἀέρα. Ἡ κάθοδος ἀποτελεῖται ἀπὸ στρῶμα καλίου ἢ καίσιου, τὸ ὁποῖον ἐπικαλύπτει μέρος τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ σωλῆνος (σχ. 291). Ἡ ἄνοδος ἀποτελεῖται ἀπὸ εὐθύγραμμον ἢ συνήθως κυκλικὸν μεταλλικὸν ἠλεκτρόδιον. Ὅταν ἐπὶ τῆς καθόδου προσπίπτει φῶς, τότε ἀποσπῶνται ἀπὸ τὴν κάθοδον φωτοηλεκτρόνια τὰ ὁποῖα συλλαμβάνει ἡ ἄνοδος. Οὔτω τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα. Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος τούτου εἶναι εἰς κάθε στιγμὴν ἀνάλογος πρὸς τὴν φωτεινὴν ροήν, ἡ ὁποία προσπίπτει ἐπὶ τῆς καθό-



Σχ. 291. Φωτοκύτταρον.

δου. Οὔτω ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος παρακολουθεῖ τὰς μεταβολὰς τῆς προσπιπτούσης φωτεινῆς ροῆς. Τὰ παραγόμενα εἰς τὸ φωτοκύτταρον ἀσθενῆ ρεύματα ἐνισχύονται διὰ καταλλήλου διατάξεως. Τὸ φωτοκύτταρον εἶναι λίαν εὐαίσθητος συσκευή, ἡ ὁποία δίδει ἠλεκτρικὰ ρεύματα καὶ μὲ ἐλάχιστα ἴχνη φωτός. Σήμερον τὸ φωτοκύτταρον χρησιμοποιεῖται εἰς πολλὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς· οὔτω χρησιμοποιεῖται εἰς τὸν ὀμιλοῦντα κινηματογράφον, τὴν τηλεόρασιν, τὴν τηλεφωτογραφίαν, διὰ τὸν αὐτόματον ἔλεγχον καὶ τὴν ρύθμισιν τῆς λειτουργίας μηχανῶν, διὰ τὴν ρύθμισιν τῆς κυκλοφορίας ὁχημάτων κ.ἄ.

— **249. Φωτοστοιχείον.** — Εἰς τὸ φωτοκύτταρον τὰ ἀποσπώμενα ἀπὸ τὴν κάθοδον φωτοηλεκτρόνια συγκεντρώνονται εἰς τὴν ἄνοδον, διότι μεταξὺ τῆς ἀνόδου καὶ τῆς καθόδου ὑπάρχει ἠλεκτρικὸν πεδίον· τὸ φωτοκύτταρον λειτουργεῖ μόνον, ὅταν παρεμβάλλεται εἰς τὸ κύκλωμα καταλλήλου γεννητρίδας. Ὑπάρχουν ὅμως καὶ διατάξεις, αἱ ὁποῖαι, ὅταν φωτίζονται, ἀναπτύσσουν ἠλεκτρογενετικὴν δύναμιν καὶ παρέχουν εἰς τὸ κύκλωμα ρεῦμα, χωρὶς νὰ ὑπάρχῃ ἀνάγκη βοήθητικῆς ἠλεκτρικῆς πηγῆς. Αἱ τοιαῦται διατάξεις καλοῦνται **φωτοστοιχεῖα**. Τὸ φωτοστοιχείον ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓνα δίσκον σιδήρου, ἐπὶ τοῦ ὁποίου εὐρίσκεται ἓνα στρῶμα σεληνίου (σχ. 292)· ἡ ἄνω ἐπιφάνεια τοῦ



Σχ. 292. Φωτοστοιχείον.

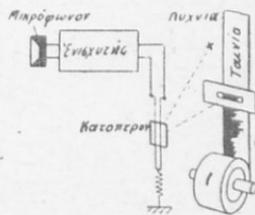
(\*) Ἡ μονὰς ἐνεργείας ἠλεκτρονιοβόλτ (eV) ὠρίσθη εἰς τὴν § 231 καὶ ὑπενθυμίζομεν ὅτι εἶναι:  $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ erg}$ .

σεληνίου καλύπτεται μὲ ἓνα λεπτόν καὶ διαφανές στρώμα μετάλλου (λευκοχρῶσου, ἀργύρου κ.ἄ.). Τὰ δύο ἐξωτερικὰ ἠλεκτρόδια συνδέομεν μὲ πολὺν εὐαίσθητον ἀμπερόμετρον. Ὄταν προσπίπη φῶς ἐπὶ τοῦ σεληνίου, τότε μεταξὺ τοῦ σεληνίου καὶ τοῦ σιδήρου ἀναπτύσσεται ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις καὶ τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα. Ἡ ἔντασις τοῦ παραγομένου ἠλεκτρικοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν φωτεινὴν ροήν, ἣ ὁποία προσπίπτει ἐπὶ τοῦ φωτοστοιχείου. Ἔνεκα τῆς ιδιότητος αὐτῆς τὰ φωτοστοιχεῖα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν φωτομετρίαν καὶ εἰς διαφόρους πρακτικὰς ἐφαρμογὰς (π. χ. τὴν φωτογραφίαν διὰ τὸν προσδιορισμὸν τοῦ φωτισμοῦ κ. ἄ.).

**250. Ὅμιλῶν κινηματογράφος.**—Εἰς τὸν ὁμιλοῦντα κινηματογράφον ἐπιτυγχάνεται ἡ σύγχρονος ἀποτύπωσις ἐπὶ τῆς κινηματογραφικῆς ταινίας τῶν εἰκόνων καὶ τῶν ἤχων. Γενικῶς ἡ ἀποτύπωσις τοῦ ἤχου καλεῖται **φωνοληψία**. Διὰ νὰ ἀποτυπωθῇ ὁ ἤχος ἐπὶ τῆς κινηματογραφικῆς ταινίας, πρέπει ὁ ἤχος νὰ μετατραπῇ εἰς φῶς. Ἡ μετατροπὴ αὐτὴ γίνεται εὐκόλως κατὰ τὴν ἐξῆς σειρὰν:

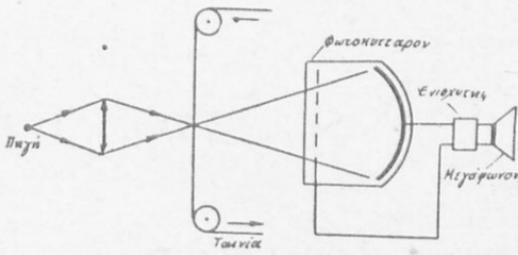
**ἤχος → ἠλεκτρικὸν ρεῦμα → φῶς**

Ἡ μετατροπὴ τοῦ ἤχου εἰς ἠλεκτρικὸν ρεῦμα γίνεται διὰ τοῦ μικροφώνου. Τὸ ρεῦμα τοῦ μικροφώνου, ἀφοῦ ἐνισχυθῇ, μετατρέπεται εἰς φῶς κατὰ διαφόρους τρόπους, ἐκ τῶν ὁποίων ἀπλούστερος εἶναι ὁ ἐξῆς: Τὸ ρεῦμα τοῦ μικροφώνου διέρχεται ἀπὸ μίαν εἰδικὴν λυχνίαν αἴγλης ἢ φωτεινὴ ροὴ τῆς λυχνίας εἶναι εἰς κάθε στιγμὴν ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ μικροφωνικοῦ ρεύματος. Αἱ μεταβολαὶ τῆς φωτεινῆς ροῆς, τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει ἡ λυχνία, ἀποτυπώνονται ἐπὶ μιᾶς ὁμαλῶς ἐκτυλισσομένης φωτογραφικῆς ταινίας (ὀπτικὴ ἐγγραφὴ τῶν ἤχων) ὑπὸ μορφὴν ζωνῶν, αἱ ὁποῖαι ἢ ἔχουν σταθερὸν πλάτος καὶ παρουσιάζουν διάφορον βαθμὸν ἀμαυρώσεως ἢ ἔχουν σταθερὰν ἀμαύρωσιν καὶ μεταβλητὸν πλάτος. Αἱ ζῶναι αὗται καταγράφονται παραπλευρῶς τῶν ἀντιστοίχων εἰκόνων. Τὸ σχῆμα 293 δεικνύει τὴν καταγραφὴν τοῦ ἤχου μὲ τὴν βοήθειαν καταλλήλου παλμογράφου.



Σχ. 293. Καταγραφὴ τοῦ ἤχου εἰς τὸν ὁμιλοῦντα κινηματογράφον.

ἄμαυρώσεως ἢ ἔχουν σταθερὰν ἀμαύρωσιν καὶ μεταβλητὸν πλάτος. Αἱ ζῶναι αὗται καταγράφονται παραπλευρῶς τῶν ἀντιστοίχων εἰκόνων. Τὸ σχῆμα 293 δεικνύει τὴν καταγραφὴν τοῦ ἤχου μὲ τὴν βοήθειαν καταλλήλου παλμογράφου.



Σχ. 294. Διάταξις ἀναπαραγωγῆς τοῦ ἤχου εἰς τὸν ὁμιλοῦντα κινηματογράφον.

Κατὰ τὴν προβολὴν τῆς ταινίας πρέπει νὰ ἀναπαραχθῇ ὁ καταγραφεῖς ἤχος. Ἡ ἀναπαραγωγὴ τοῦ ἤχου γίνεται κατὰ τὴν ἐξῆς σειρὰν:

**φῶς → ἠλεκτρικὸν ρεῦμα → ἤχος**

Ἡ μετατροπὴ τοῦ φωτὸς εἰς ἠλεκτρικὸν ρεῦμα γίνεται διὰ τοῦ φωτο-

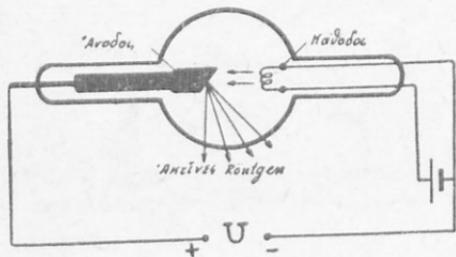
καταρροῦ. Ἡ περιοχὴ τῆς ταινίας, εἰς τὴν ὁποίαν ἔχουν ἐγγραφῆ οἱ ἦχοι, ἐκτυλίσσεται μεταξὺ μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς καὶ ἐνὸς φωτοκυττάρου (σχ. 294). Τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον προσπίπτει ἐπὶ τῆς ταινίας, ὑφίσταται ἀπορρόφησιν ἀναλόγως τῆς ἀμαυρώσεως τῆς ταινίας. Οὕτω ἡ ἔντασις τῶν φωτοηλεκτρικῶν ρευμάτων ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἀμαύρωσιν τῆς ταινίας. Τὰ φωτοηλεκτρικὰ ρεύματα, ἀφ' οὗ ἐνισχυθῶν, ἔρχονται εἰς τὸ ὄπισθεν τῆς ὀθόνης εὐρισκόμενον μεγάλῳ φωνῶν, τὸ ὁποῖον μετατρέπει τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα εἰς ἦχον.

### ΑΚΤΙΝΕΣ ROENTGEN

251. Ἀκτίνες Röntgen. — Ὁ Röntgen ἀνεκάλυψεν ὅτι τὰ τοιχώματα τοῦ καθοδικοῦ σωλῆνος, τὰ εὐρισκόμενα ἀπέναντι τῆς καθόδου, ἐκπέμπουσαν μίαν ἀόρατον ἀκτινοβολίαν, ἡ ὁποία ἐπεκράτησε νὰ καλεῖται *ἀκτίνες Röntgen*. Οὕτω ἀνεκαλύφθη ὅτι:

“Ὅταν ταχέως κινούμενα ἠλεκτρόνια προσπίπτουν ἐπὶ ἐνὸς σώματος, τότε τὸ σῶμα ἐκπέμπει ἀκτίνες Röntgen.”

Διὰ τὴν παραγωγὴν τῶν ἀκτίνων Röntgen ἐχρησιμοποιοῦντο κατ' ἀρχὰς καθοδικοὶ σωλῆνες. Σήμερον χρησιμοποιοῦνται οἱ *σωλῆνες Coolidge*, οἱ ὁποῖοι εἶναι *σωλῆνες κενοῦ* τὰ δὲ ἀπαραίτητα διὰ τὴν λειτουργίαν τοῦ σωλῆνος ἠλεκτρόνια τὰ παρέχει μία διαπυρρυνμένη *κάθοδος* (σχ. 295). Ἀπέναντι τῆς καθόδου ὑπάρχει δίσκος ἀπὸ δύστηκτον μέταλλον (συνήθως ἀπὸ βολφράμιον), ὁ ὁποῖος ἀποτελεῖ τὴν *ἀνοδον* (ἢ ἀντικαθόδον). Αὕτη συνδέεται μὲ τὸν θετικὸν πόλον μιᾶς πηγῆς ὑψηλῆς τάσεως (50 000 ἕως 250 000 Volt). Τὸ μεταξὺ τῆς καθόδου καὶ τῆς ἀντικαθόδου παραγόμενον



Σχ. 295. Σωλῆν Coolidge διὰ τὴν παραγωγὴν ἀκτίνων Röntgen.

ἰσχυρὸν ἠλεκτρικὸν πεδίου προσδίδει πολὺ μεγάλην ταχύτητα εἰς τὰ ἔξερχόμενα ἀπὸ τὴν κάθοδον ἠλεκτρόνια. Ταῦτα προσπίπτουν ἐπὶ τῆς ἀνόδου καὶ τὴν καθιστοῦν πηγὴν ἐκπομπῆς ἀκτίνων Röntgen.

*Ἰδιότητες τῶν ἀκτίνων Röntgen.* — Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι αἱ ἀκτίνες Röntgen ἔχουν τὰς ἑξῆς ιδιότητες:

- 1) Προκαλοῦν τὸν φθορισμὸν διαφόρων σωμάτων, ὅπως π.χ. τῆς ὑάλου, τοῦ κυανιοῦχου βαριολενωχοχρῆσου κ.ἄ.
- 2) Προκαλοῦν χημικὰ φαινόμενα καὶ προσβάλλουν τὴν φωτογραφικὴν πλάκα. Οὕτω π.χ. προκαλοῦν μεταβολὴν τοῦ χρώματος διαφόρων πολυτίμων λίθων.
- 3) Προκαλοῦν ἰσχυρὸν ἰονισμὸν τῶν ἀερίων καὶ διὰ τοῦτο καθιστοῦν τὸν ἀέρα ἀγωγόν, ἔνεκα τῶν ἐντὸς αὐτοῦ ἀναπτυσσομένων ἰόντων.



252. Φύσις τῶν ἀκτίνων Röntgen.—Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπεκάλυπεν ὅτι αἱ ἀκτίνες Röntgen εἶναι ἀόρατοι ἀκτινοβολίαι, τελείως ἀνάλογοι πρὸς τὰς ὑπεριώδεις ἀκτῖνας, μετὰ τὴν διαφορὰν ὅτι τὰ μήκη κύματος τῶν ἀκτίνων Röntgen εἶναι πολὺ μικρότερα ἀπὸ τὰ μήκη κύματος τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτίνων. Ὡστε τὸ πείραμα ἀπέδειξεν ὅτι :

**Αἱ ἀκτίνες Röntgen εἶναι ἀόρατος ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία ἔχουσα μῆκος κύματος ἀπὸ 100 Å ἕως 0,1 Å.**

Τὸ μῆκος κύματος  $\lambda$  τῶν ἀκτίνων Röntgen ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν τάσιν  $U$ , ἢ ὁποία ὑπάρχει μεταξὺ τῆς καθόδου καὶ τῆς ἀντικαθόδου. Τὸ ἔργον τὸ παραγόμενον ὑπὸ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου κατὰ τὴν μεταφορὰν ἑνὸς ἠλεκτρονίου ἀπὸ τὴν κάθοδον εἰς τὴν ἀντικαθόδον εἶναι  $e \cdot U$ . Τὸ ἔργον τοῦτο μετατρέπεται εἰς κινητικὴν ἐνέργειαν τοῦ ἠλεκτρονίου ἃρα ἰσχύει ἡ γνωστὴ (§ 244) σχέσις :

$$e \cdot U = \frac{1}{2} m \cdot v^2 \quad (1)$$

Ὄταν τὸ ἠλεκτρόνιον προσκρούσῃ ἐπὶ τῆς ἀντικαθόδου (ἢ ἐπὶ οἴουδήποτε ἐμποδίου), τότε ἡ κινητικὴ ἐνέργειά του μετατρέπεται εἰς θερμότητα. Ὄταν ὅμως τὰ ἠλεκτρόνια τῆς καθοδικῆς δέσμης ἔχουν μεγάλην κινητικὴν ἐνέργειαν, τότε ἡ κινητικὴ ἐνέργεια μερικῶν ἐκ τῶν ἠλεκτρονίων τῆς δέσμης μετατρέπεται εἰς φωτὸν ἀκτινοβολίας Röntgen. Ἄν ὁλόκληρος ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου μεταβληθῇ εἰς ἀκτινοβολίαν Röntgen συχνότητος  $\nu$ , τότε θὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις :

$$\frac{1}{2} m \cdot v^2 = h \cdot \nu \quad (2)$$

διότι, ὡς εἶναι γνωστὸν (τόμ. Β', § 336), ἡ ἐνέργεια ἑνὸς φωτονίου συχνότητος  $\nu$  εἶναι  $h \cdot \nu$ , ὅπου  $h$  εἶναι ἡ σταθερὰ τοῦ Planck. Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) εὐρίσκομεν :

$$e \cdot U = h \cdot \nu \quad \eta \quad e \cdot U = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (3)$$

ὅπου  $c$  εἶναι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς καὶ  $\lambda$  τὸ μῆκος κύματος τῆς παραγομένης ἀκτινοβολίας Röntgen. Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (3) ἔχομεν :

$$\text{μῆκος κύματος ἀκτινοβολίας Röntgen : } \lambda = \frac{h \cdot c}{e \cdot U}$$

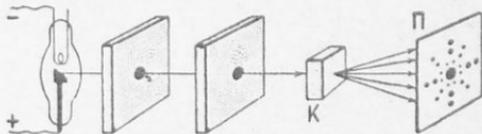
Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι :

**Ὄταν ταχέως κινούμενα ἠλεκτρόνια προσκρούουν ἐπὶ οἴουδήποτε ἐμποδίου, τότε ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν ἠλεκτρονίων μεταβάλλεται εἰς ἐνέργειαν φωτονίων ἀκτινοβολίας Röntgen.**

$$e \cdot U = \frac{1}{2} m \cdot v^2 = h \cdot \frac{c}{\lambda}$$

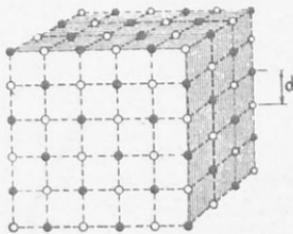
253. Φάσματα παραθλάσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen.—

Όταν μία δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων μονοχρωματικοῦ φωτὸς προσπέσῃ ἐπὶ φράγματος, τότε αἱ παραθλώμεναι ἀκτίνες συμβάλλουν καὶ οὕτω ἐκατέρωθεν ἐνὸς φωτεινοῦ εἰδώλου σχηματίζονται συμμετρικῶς φωτειναὶ ραβδώσεις, αἱ ὁποῖαι χωρίζονται μεταξύ των μὲ σκοτεινάς ραβδώσεις (τόμ. Β', § 294). Διὰ τὴν δημιουργίαν φασμάτων παραθλάσεως μὲ ἀκτινοβολίαν Röntgen ἀπαιτοῦνται φράγματα μὲ πολὺ μικρὰς σχισμᾶς. Ὁ Laue εἶχε τὴν ἔμπνευσιν νὰ χρησιμοποιήσῃ ὡς φράγματα παραθλάσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen τὰ κρυσταλλικὰ πλέγματα (τόμ. Α', § 380). Τὸν ρόλον τῶν σχισμῶν τοῦ φράγματος παίζουν τὰ μικρὰ κενά, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν εἰς τὸ κρυσταλλικὸν πλέγμα. Οὕτω ἓνα λεπτὸν πλακίδιον κρυστάλλου ἀποτελεῖ τριδιάστατον φράγμα παραθλάσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen. Εἰς τὸ σχῆμα 297 δεικνύεται σχηματικῶς ἡ διάταξις τοῦ πειράματος τοῦ Laue. Μία λεπτὴ δέσμη ἀκτίνων Röntgen προσπίπτει ἐπὶ ἐνὸς κρυστάλλου.



Σχ. 297. Παράθλασις τῶν ἀκτίνων Röntgen ὑπὸ κρυστάλλου.

Ὅπισθεν τοῦ κρυστάλλου ὑπάρχει φωτογραφικὴ πλάξ. Αἱ παραθλώμεναι δέσμαι τῶν ἀκτίνων Röntgen σχηματίζουν ἐπὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς κηλίδας, αἱ ὁποῖαι διατάσσονται συμμετρικῶς περίξ μιᾶς κεντρικῆς κηλίδος· αὕτη σχηματίζεται κατὰ τὴν προέκτασιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης.



Σχ. 298. Κρυσταλλικὸν πλέγμα.

Ἡ μέθοδος τοῦ Laue συνεπληρώθη ὑπὸ ἄλλων ἐρευνητῶν (Bragg, Debye-Scherrer) καὶ οὕτω κατέστη δυνατὸν νὰ ἀποδειχθῇ ὅτι αἱ ἀκτίνες Röntgen εἶναι ἀκτινοβολία τελείως ἀνάλογος πρὸς τὴν φωτεινὴν ἀκτινοβολίαν. Ἐὰν  $d$  εἶναι ἡ σταθερὰ ἀπόστασις τῶν δικτυωτῶν ἐπιπέδων τοῦ κρυσταλλικοῦ πλέγματος (σχ. 298) καὶ  $\pi$  ἡ γωνία προσπτώσεως, τότε τὸ μῆκος κύματος  $\lambda$  τῆς ἀκτινοβολίας Röntgen δίδεται ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον τύπον τοῦ Bragg:

$$\text{μῆκος κύματος ἀκτινοβολίας Röntgen: } \lambda = \frac{2d \cdot \text{συν } \pi}{k}$$

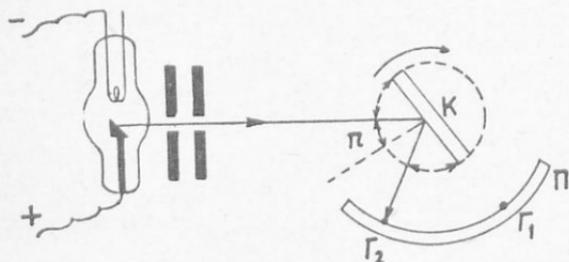
ὅπου  $k$  ἀκέραιος ἀριθμὸς ( $k = 1, 2, 3, \dots$ ), ὁ ὁποῖος ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν τάξιν τοῦ παρατηρουμένου χροσσοῦ συμβολῆς. Οὕτω, ἂν εἶναι γνωστὴ ἡ σταθερὰ πλέγματος  $d$  τοῦ κρυστάλλου, εὐρίσκεται τὸ μῆκος κύματος  $\lambda$ . Ἀντιστρόφως, ἂν εἶναι γνωστὸν τὸ μῆκος κύματος  $\lambda$ , εὐρίσκεται ἡ σταθερὰ πλέγματος  $d$  τοῦ ἔξεταζομένου κρυστάλλου. Διὰ τὸ χλωριοῦχον νάτριο εὐρέθη  $d = 2,81 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$

ἡ σταθερὰ πλέγματος φανερώνει τὴν ἀπόστασιν μεταξύ τῶν δύο ἰόντων τοῦ μορίου τοῦ χλωριούχου νατρίου (σχ. 298).

— 254. Φασματοσκοπία τῶν ἀκτίνων Röntgen. — Ἀπὸ τὸν τύπον τοῦ Bragg συνάγεται ὅτι, ἂν μία δέσμη ἀκτίνων Röntgen ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀκτινοβολίας διαφόρου μήκους κύματος, τότε θὰ προκύψῃ ἀκτὶς ἐκ παραθλάσεως, ὅταν ἡ γωνία προσπίπτουσας λάβῃ μίαν ὠρισμένην τιμὴν, δηλ. ὅταν εἶναι συν  $\pi = k\lambda/2d$ .

Ἐπὶ τῆς ἀρχῆς αὐτῆς στηρίζεται ἡ φασματοσκοπία τῶν ἀκτίνων Röntgen. Ἡ λεπτὴ δέσμη τῶν ἀκτίνων Röntgen προσπίπτει ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου (K), ὁ ὁποῖος εἶναι στερεωμένος εἰς τὸ κέντρον γωνιομέτρου (σχ. 299). Αἱ προκύπτουσαι ἐκ παραθλάσεως ἀκτίνες προσπίπτουν ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακός, ἡ ὁποία εἶναι στερεωμένη ἐπὶ κυλινδρικῆς ἐπιφανείας. Ἐστὼ ὅτι ἡ προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου δέσμη ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ἀκτινοβολίας,

αἱ ὁποῖαι ἔχουν μῆκη κύματος  $\lambda_1$  καὶ  $\lambda_2$ . Ἄρα μόνον διὰ δύο τιμὰς  $\pi_1$  καὶ  $\pi_2$  τῆς γωνίας προσπίπτουσας θὰ ὑπάρξουν παραθλώμεναι ἀκτίνες. Ἐὰν λοιπὸν περιστρέ-



Σχ. 299. Φασματοσκοπία τῶν ἀκτίνων Röntgen.

Στοιχεῖον	Ἀτομικὸς ἀριθ.	Χαρακτηριστικὸν φάσμα			
Ἀσβέστιον . . . .	20				
Σκάνδιον . . . .	21				
Τιτάνιον . . . . .	22				
Βανάδιον . . . .	23				
Χρῶμιον . . . . .	24				
Μαγνήσιον . . . .	25				
Σίδηρος . . . . .	26				
Κοβάλτιον . . . .	27				
Νικέλιον . . . . .	28				
Χαλκός . . . . .	29				
Μῆκος κύματος		1	2	3	λ. Α

Σχ. 300. Μετατόπισις τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος τῶν ἀκτίνων Röntgen.

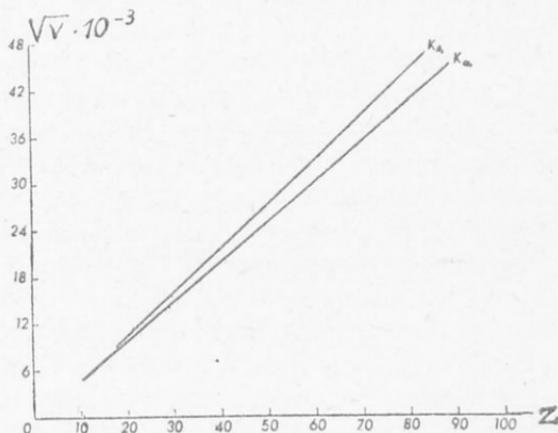
δύο σημεία  $\Gamma_1$  καὶ  $\Gamma_2$ . Αἱ δύο λαμβανόμεναι γραμμαὶ ἀντιστοιχοῦν εἰς δύο ἀκτινοβολίας, αἱ ὁποῖαι ἔχουν μήκη κύματος  $\lambda_1$  καὶ  $\lambda_2$ .

Ἡ ἔρευνα τῶν φασμάτων τῶν ἀκτίνων Röntgen ἀπέδειξεν ὅτι :

**Ἡ θέσις τῶν γραμμῶν εἰς τὸ φάσμα τῶν ἀκτίνων Röntgen ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ μετάλλου, τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖ τὴν ἀνοδον.**

Οὕτω, ὅταν ἐπὶ ἑνὸς μετάλλου προσπίπτουν ταχέως κινούμενα ἠλεκτρόνια, τότε τὸ μέταλλον ἐκπέμπει ἀκτίνας Röntgen· τὸ φάσμα τῶν ἐκπεπομένων ἀκτίνων Röntgen εἶναι χαρακτηριστικὸν διὰ τὸ μέταλλον τοῦτο (χαρακτηριστικὸν φάσμα). Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι εἰς τὰ φάσματα πολλῶν μετάλλων ἐπαναλαμβάνεται ἡ αὐτὴ σειρὰ γραμμῶν· οὕτω διακρίνομεν ομάδας γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι χαρακτηρίζονται ὡς **σειρὰ K, σειρὰ L, σειρὰ M.**

Εὐρέθη ὅτι ἐφ' ὅσον αὐξάνεται ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς (\*) τοῦ στοιχείου, αἱ σειραὶ τοῦ φάσματος μετατοπίζονται πρὸς τὰ μικρότερα μήκη κύματος (σχ. 300). Ἐὰν θεωρήσωμεν



Σχ. 301. Νόμος τοῦ Moseley.

μίαν ὀρισμένην γραμμὴν τοῦ φάσματος (π.χ. τὴν γραμμὴν  $K_\alpha$ ) εἰς τὰ φάσματα διαδοχικῶν στοιχείων. Ὁ Moseley εὔρεν ὅτι ἡ σχέσηις μεταξὺ τῆς τετραγωνικῆς ρίζης τῆς συχνότητος ( $\nu$ ) καὶ τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ ( $Z$ ) παρίσταται γραφικῶς ἀπὸ εὐθείαν γραμμὴν (σχ. 301). Τὸ συμπέρασμα τοῦτο ἐκφράζει ὁ ἀκόλουθος νόμος τοῦ Moseley :

**Ἡ συχνότης ( $\nu$ ) ἐκάστης γραμμῆς μιᾶς σειρᾶς τοῦ φάσματος τῶν ἀκτίνων Röntgen εἶναι ἀνάλογος τοῦ τετραγώνου τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ ( $Z$ ) τοῦ στοιχείου.**

νόμος τοῦ Moseley :  $\nu = k \cdot Z^2$

ὅπου  $k$  εἶναι μία σταθερὰ ἀναλογίας. Ὁ νόμος τοῦ Moseley διήνοιξε τὴν ὁδὸν πρὸς τὴν ἔρευναν τῆς δομῆς τοῦ ἀτόμου καὶ ἐβοήθησε νὰ ἐρμηνευθῇ ἡ γένεσις τῆς ἀκτινοβολίας Röntgen.

(\*) Ἀτομικὸς ἀριθμὸς ( $Z$ ) ἐνὸς στοιχείου καλεῖται ὁ αὐξων ἀριθμὸς τοῦ στοιχείου εἰς τὸ περιοδικὸν σύστημα τῶν στοιχείων.

## ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

**255. Ἡλεκτρικοί καὶ μαγνητικοὶ φακοί.**— Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἕνας φακὸς μεταβάλλει μίαν δέσμην παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων εἰς συγκλίνουσαν ἢ ἀποκλίνουσαν δέσμη· ἐπὶ πλέον ἐπιτυγχάνει νὰ συγκεντρώσῃ εἰς ἕνα σημεῖον τὰς φωτεινὰς ἀκτίνας, αἱ ὁποῖαι προέρχονται ἀπὸ μίαν σημειώδη φωτεινὴν πηγὴν. Ἡ πειραματικὴ καὶ ἡ θεωρητικὴ ἔρευνα ἀπέδειξαν ὅτι ὑπὸ ὠρισμένης συνθήκας τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου ὡς καὶ τὸ μαγνητικὸν πεδίου ἐπιτυγχάνουν νὰ ἐνεργοῦν ἐπὶ μιᾶς λεπτῆς δέσμης κινουμένων ἠλεκτρονίων, ἀκριβῶς ὅπως ἐνεργεῖ ἐπὶ τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων ἕνας ὀπτικὸς φακός. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ ἠλεκτρικὸν ἢ τὸ μαγνητικὸν πεδίου καλοῦνται ἀντιστοίχως ἡ λ ε κ τ ρ ι κ ὸ ς φ α κ ὸ ς ἢ μ α γ ν η τ ι κ ὸ ς φ α κ ὸ ς.

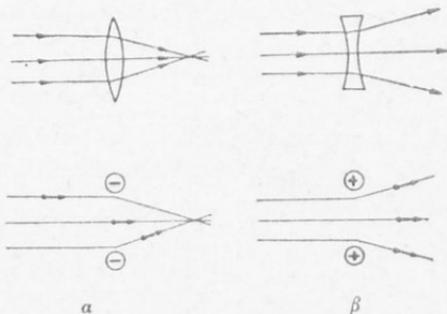
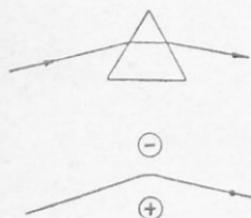
**256. Ἡλεκτρικὸς φακός.**— Ὅταν ἕνα εὐθύγραμμως κινούμενον ἠλεκτρόνιον διέρχεται πλησίον ἠλεκτρισμένων σωμάτων, τότε τὸ ἠλεκτρόνιον ἐκτρέπεται ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν διεύθυνσιν τῆς κινήσεώς του. Ἐὰν τὸ ἠλεκτρόνιον διέρχεται μεταξὺ δύο σφαιριδίων, τὰ ὁποῖα φέρουν ἑτερόνυμα ἠλεκτρικὰ φορτία, τότε τὸ ἠλεκτρόνιον ἐκτρέπεται, ὅπως ἐκτρέπεται καὶ μία φωτεινὴ ἀκτίς, ἢ ὁποῖα διέρχεται διὰ μέσου πρίσματος (σχ. 302). Μία λεπτὴ δέσμη παραλλήλων κινουμένων ἠλεκτρονίων διέρχεται διὰ μέσου μεταλλικοῦ δακτυλίου. Ἐὰν τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ δακτυλίου εἶναι ἀρνητικόν, τότε ἡ δέσμη τῶν ἠλεκτρονίων γίνεται συγκλίνουσα (σχ. 303 α') ἂν ὅμως τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ δακτυλίου εἶναι θετικόν, τότε ἡ δέσμη τῶν ἠλεκτρονίων γίνεται ἀποκλίνουσα (σχ. 303 β'). Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὁ φορτισμένος μεταλλικὸς δακτύλιος ἐνεργεῖ ἐπὶ τῆς δέσμης τῶν κινουμένων ἠλεκτρονίων ὡς φακός.

Σχ. 302. Ἐκτροπὴ ἠλεκτρονίου ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἠλεκτρικοῦ πεδίου.

Μίαν ἀπλὴν μορφήν ἠλεκτρικοῦ φακοῦ δεικνύει τὸ σχῆμα 304. Ὁ ἠλεκτρικὸς φακός ἀποτελεῖται ἀπὸ παραλλήλους μεταλλικοὺς δίσκους, οἱ ὁποῖοι εἰς τὸ κέντρον τῶν φέρουν μικρὰν ὀπὴν. Μεταξὺ τῶν δύο δίσκων ὑπάρχει σταθερὰ τάσις  $U$ . Εἰς τὴν περιοχὴν τῶν δύο ὀπῶν δημιουργεῖται ἕνα ἠλεκτρικὸν πεδίου, τοῦ ὁποῖου αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι δεικνύονται μὲ τὰς διακεκομμένας γραμμάς.

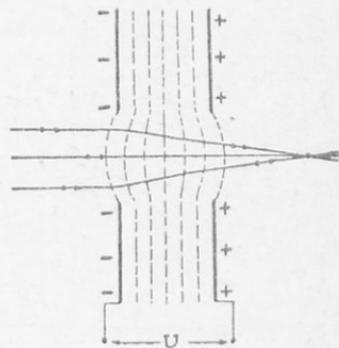
Ὅταν ἕνα ἠλεκτρόνιον διέρχεται διὰ μιᾶς ἰσοδυναμικῆς ἐπιφανείας, τότε τὸ ἠλεκτρόνιον ἐκτρέπεται ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν διεύθυνσιν τῆς κινήσεώς του, ἥτοι τὸ ἠλεκτρόνιον ὑφίσταται διὰ θ ἰ λ α σ ι ν.

Ὅταν λοιπὸν ἕνα ἠλεκτρόνιον διέρχεται διὰ τῶν ὀπῶν τῶν δύο δίσκων, τότε τὸ



Σχ. 303. Ἐκτροπὴ ἠλεκτρονίων διερχομένων διὰ μέσου ἠλεκτρισμένου δακτυλίου.

ἠλεκτρόνιον ὑφίσταται συνεχῶς διάθλασιν, ἀντιθέτως πρὸς τὸν ὀπτικὸν φακόν, εἰς τὸν ὁποῖον ἡ φωτεινὴ ἀκτίς ὑφίσταται διάθλασιν μόνον ἐπὶ τῶν δύο ἐπιφανειῶν τοῦ φακοῦ. Ἡ ἔστιακὴ ἀπόστασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ φακοῦ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ταχύτητα  $v$  τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ ἀπὸ τὴν ἐφαρμοζομένην τάσιν  $U$ . Οὕτω ἡ ἔστιακὴ ἀπόστασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ φακοῦ δύναται νὰ μεταβάλλεται κατὰ βούλησιν, ἀντιθέτως πρὸς τὸν ὀπτικὸν φακόν, εἰς τὸν ὁποῖον ἡ ἔστιακὴ ἀπόστασις εἶναι σταθερά. Ἐάν. ἀντιστραφῇ ἡ φορὰ τῆς κινήσεως τῶν ἠλεκτρονίων, τότε τὰ ἠλεκτρόνια θὰ διατρέξουν τὴν αὐτὴν πάλιν τροχίαν, ἀλλὰ κατ' ἀντίθετον φοράν· οὕτω εἰς τοὺς ἠλεκτρικοὺς φακοὺς ἰσχύει ἡ ἀρχὴ τῆς ἀντιστροφῆς πορείας τῶν ἠλεκτρονίων, ὅπως εἰς τοὺς ὀπτικοὺς φακοὺς ἰσχύει ἡ ἀρχὴ τῆς ἀντιστροφῆς πορείας τοῦ φωτὸς (τόμ. Β', § 145). Ὑπάρχουν διάφοροι τύποι ἠλεκτρικῶν φακῶν.



Σχ. 304. Ἡλεκτρικὸς φακός.

257. Μαγνητικὸς φακός.—Ὅταν ἓνα ἠλεκτρόνιον κινῆται ἐν τῷ μαγνητικῷ πεδίῳ, τότε ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου ἀναπτύσσεται μία ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις Laplace (§ 228 β), ἡ ὁποία ἐκτρέπει τὸ ἠλεκτρόνιον ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν διεύθυνσιν τῆς κινήσεώς του. Ὁ Busch (1926) ἀπέδειξεν ὅτι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος νόμος:

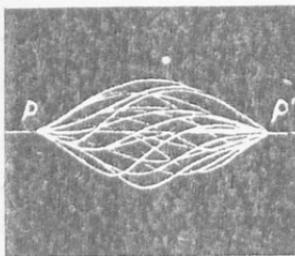
*Τὰ ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἐκπέμπονται ἀπὸ ἓνα σημεῖον P μὲ τὴν αὐτὴν ταχύτητα καὶ ὑπὸ μικρὰν κλίσιν ὡς πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς ἐνὸς μαγνητικοῦ πεδίου, διαγράφουν ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἑλικοειδεῖς τροχιάς καὶ συγκεντρώνονται εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον P', τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖ τὸ εἶδωλον τοῦ σημείου P.*

Ἐντὸς μακροῦ σωληνοειδοῦς ἐπικρατεῖ ὁμογενὲς μαγνητικὸν πεδίων. Τὰ ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἀναχωροῦν ἀπὸ ἓνα σημεῖον P (σχ. 305) μὲ τὴν αὐτὴν ταχύτητα, διαγράφουν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἑλικοειδεῖς τροχιάς· τὸ βῆμα ἐκάστης ἑλικοειδοῦς τροχιάς εἶναι:

$$PP' = \frac{2\pi \cdot m}{e \cdot H} \cdot v$$

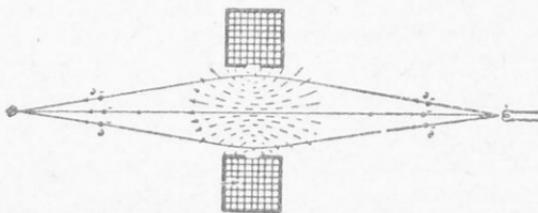
Ἐπειδὴ τὸ βῆμα τῆς ἑλικὸς εἶναι σταθερόν, ἔπεται ὅτι ὅλα τὰ ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα διέρχονται διὰ τοῦ σημείου P καὶ ἔχουν τὴν αὐτὴν ταχύτητα  $v$ , φθάνουν συγχρόνως εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον P', ἀφοῦ διαγράφουν διαφόρους ἑλικοειδεῖς τροχιάς τοῦ αὐτοῦ βήματος. Οὕτω τὸ μαγνητικὸν πεδίων ἐνεργεῖ ἐπὶ τῶν ἠλεκτρονίων ὡς φακός. Τὸ σημεῖον P' εἶναι τὸ πρᾶγμα φηρσιποήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ματικὸν εἶδωλον τοῦ σημείου P. Ἐὰν θεωρήσωμεν δύο ἐπιπέδα E καὶ E' κάθετα πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ τὰ ὁποῖα διέρχονται ἀντιστοιχῶς διὰ τῶν σημείων P καὶ P'. Τότε εἰς κάθε σημεῖον τοῦ ἐπιπέδου E ἀντιστοιχεῖ ὡς εἶδωλον ἓνα σημεῖον τοῦ ἐπιπέδου E'. Ἐὰν δι' ἓνα ἀντικείμενον εὐρισκόμενον ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου E ἀντιστοιχεῖ ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου E' ἓνα πραγματικὸν εἶδωλον ἴσον πρὸς τὸ ἀντικείμενον. Οὕτω εὐρίσκομεν ὅτι τὸ ὁμογενὲς μαγνητικὸν πεδίου δὲν προκαλεῖ μεγέθυνσιν τοῦ εἰδώλου.



Σχ. 305. Κίνησις τῶν ἠλεκτρονίων ἐντὸς ὁμογενοῦς γνητικοῦ πεδίου.

ἀπὸ ἓνα πηνίον μικροῦ μήκους. Τὸ πηνίον εὐρίσκεται ἐντὸς περιβλήματος ἀπὸ σίδηρον· τὸ περίβλημα φέρει ἐσωτερικῶς σχισμὴν, ὥστε τὸ μαγνητικὸν πεδίου νὰ περιορίζεται κυρίως εἰς τὴν περιοχὴν τῆς σχισμῆς (σχ. 306). Ἡ ἐστιακὴ ἀπόστασις ἐνδὸς μαγνητικοῦ φακοῦ μεταβάλλεται, ὅταν μεταβάλλεται ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.



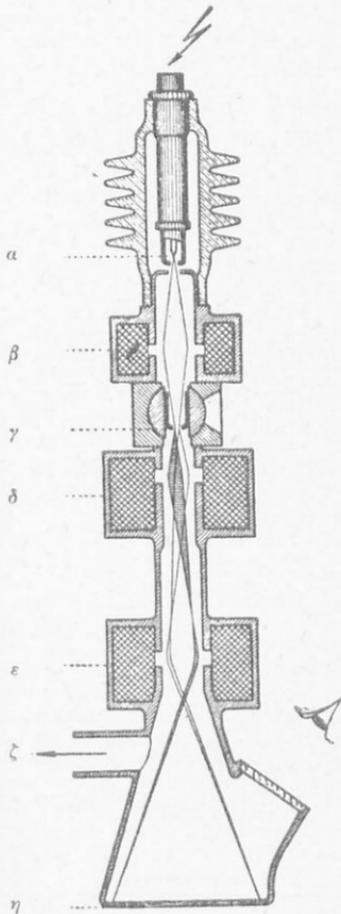
Σχ. 306. Μαγνητικὸς φακός.

Οὕτω μεταβάλλοντες τὴν ἔντασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ πηνίου τοῦ μαγνητικοῦ φακοῦ, δυνάμεθα νὰ μεταβάλωμεν τὴν ἐστιακὴν ἀπόστασιν τοῦ φακοῦ· τὸ γεγονός τοῦτο βοηθεῖ εἰς τὸ νὰ ἐπιτύχωμεν τὸν σχηματισμὸν σαφοῦς εἰδώλου ἢ μεγαλυτέρου εἰδώλου.

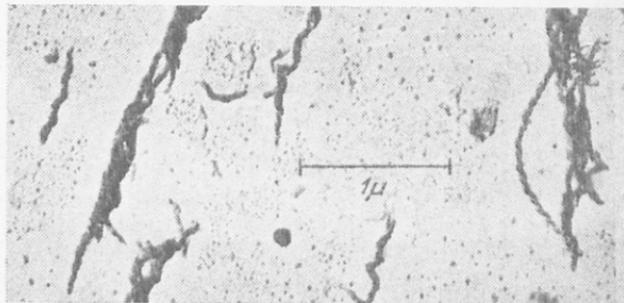
258. Ἠλεκτρονικὸν μικροσκόπιον. — Αἱ ιδιότητες τῶν ἠλεκτρικῶν καὶ μαγνητικῶν φακῶν ἐφαρμόζονται σήμερον εὐρύτατα εἰς τὸ **ἠλεκτρονικὸν μικροσκόπιον**. Ἡ λειτουργία τοῦ ἠλεκτρονικοῦ μικροσκοπίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν λειτουργίαν μιᾶς μικροφωτογραφικῆς διατάξεως, διὰ τῆς ὁποίας λαμβάνονται φωτογραφίαι τῶν εἰδώλων τῶν μικροσκοπικῶν ἀντικειμένων (τόμ. Β, § 246). Εἰς τὸ ἠλεκτρονικὸν μικροσκόπιον ὡς πηγὴ ἠλεκτρονίων χρησιμοποιεῖται μία διαπυρουμένη κάθουδος (σχ. 307). Τὰ ἐκπεμπόμενα ἀπὸ τὴν κάθουδον ἠλεκτρόνια ἐπιταχύνονται μετὰ τὴν βοήθειαν καταλλήλου ἀνόδου. Ἡ δέσμη τῶν ἠλεκτρονίων, ἡ ὁποία ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν ὀπὴν τῆς ἀνόδου, διέρχεται διὰ τοῦ συνωγαγωγοῦ μαγνητικοῦ φακοῦ ὁ ὁποῖος συγκεντρώνει τὰ ἠλεκτρόνια ἐπὶ τοῦ μικροσκοπικοῦ ἀντικειμένου. Τοῦτο εἶναι στερεωμένον ἐπὶ λεπτοτάτου ὑμένους ἀπὸ κολλῶδων ὑποστρώματός τε καὶ ἀπὸ ἐπιπέδου τετρακλιμακίου καὶ προσπί-

πτουν ἐπὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ μαγνητικοῦ φακοῦ. Μετὰ τὴν ἔξοδόν των ἐκ τοῦ φακοῦ τούτου τὰ ἠλεκτρόνια διέρχονται διὰ τοῦ μαγνητικοῦ φακοῦ προβολῆς καὶ προσπίπτουν ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακῆς ἢ ἐπὶ φθορίζοντος διαφράγματος, ὅπου σχηματίζεται τὸ τελικὸν πρᾶγματικὸν εἶδωλον. Ἡ ὅλη συσκευή εὐρίσκεται ἐντὸς σωλήνος  $\Sigma$ τελεῖως κενοῦ ἀπὸ ἀέρα. Κατὰ μῆκος τοῦ σωλήνος ὑπάρχουν θυρίδες διὰ τὴν παρατήρησιν ἐντὸς τοῦ σωλήνος.

Μὲ τὰ ὀπτικά μικροσκόπια δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ἐπιτύχωμεν μεγέθυνσιν μεγαλυτέραν τῶν 2000, διότι τὸ φαινόμενον τῆς παραθλάσεως τοῦ φωτὸς περιορίζει τὴν διαχωριστικὴν ἰκανότητα τοῦ ὄργανου (τόμ. Β', § 245). Μὲ τὸ ἠλεκτρονικὸν μικροσκόπιον ἐπιτυγχάνομεν εὐκόλα μεγέθυνσιν μέχρι 50 000. Ἡ δὲ εἰκὼν, τὴν ὁποίαν λαμβάνομεν μὲ τὸ ἠλεκτρονικὸν μικροσκόπιον, δύναται νὰ μεγεθυνθῇ μὲ τὴν βοήθειαν ὀπτικῆς διατάξεως κατὰ 10 φορές. Οὕτω μὲ τὸ ἠλεκτρονικὸν μικροσκόπιον ἐπιτυγχάνεται τελικῶς μεγέθυνσις ἕως 500 000. Τὸ ἠλεκτρο-



Σχ. 307. Τομή τοῦ ἠλεκτρονικοῦ μικροσκοπίου. α κάθοδος, β συναγωγὸς φακός, γ ἀντικείμενον, δ ἀντικειμενικὸς φακός, ε φακὸς προβολῆς, ζ ἀντίλη, η φθορίζον διάφραγμα.



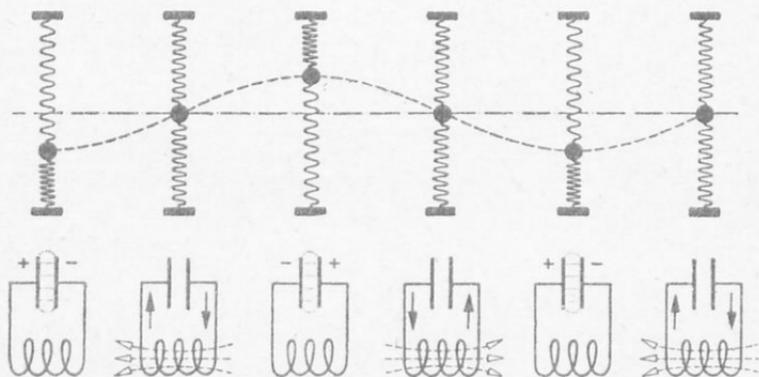
Σχ. 308. Φωτογραφία ἑνὸς ἰοῦ<sup>2</sup> μὲ τὸ ἠλεκτρονικὸν μικροσκόπιον. Ἐκαστὸς ἰὸς ἀποτελεῖται ἀπὸ ἕνα νῆμα. Μεγέθυνσις 20 000.

νικὸν μικροσκόπιον διήνοιξε νέους εὐρεῖς ὁρίζοντας εἰς τὴν ἔρευναν τοῦ μικροκόσμου. Ἰδιαίτερον σημασίαν ἔχει τὸ ἠλεκτρονικὸν μικροσκόπιον διὰ τὴν βιολογικὴν ἔρευναν, ἣ ὁποία μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ ἠλεκτρονικοῦ μικροσκοπίου κατορθώνει νὰ παρατηρῇ τοὺς γόνους εἰς τὰ χρωματοσώματα, τὰς λεπτομερεῖας τῆς κατασκευῆς τῶν βακτηρίων καὶ τοὺς ἰοὺς (σχ. 308).

# ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ

## ΗΛΕΚΤΡΙΚΑΙ ΤΑΛΑΝΤΩΣΕΙΣ

259. Ήλεκτρικαί ταλαντώσεις.—Ή συχνότης τῶν ἐναλλασσομένων ρευμάτων κυμαίνεται ἀναλόγως τοῦ τρόπου τῆς παραγωγῆς τῶν ρευμάτων μεταξύ μεγάλων ὀρίων. Οὕτω διακρίνομεν τρεῖς κατηγορίας ἐναλλασσομένων ρευμάτων: α) ρεύματα χαμηλῆς συχνότητος (50 ἕως 10 000 Hz)· β) ρεύματα μέσης συχνότητος (10 000 ἕως 100 000 Hz) καὶ γ) ρεύματα ὑψηλῆς συχνότητος (ἄνω τῶν 100 000 Hz). Τὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα ὑψηλῆς συχνότητος καλοῦνται καὶ **ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις**. Τὰ ρεύματα αὐτὰ παράγονται κατὰ τὴν ἐκφορτισίν πυκνωτοῦ ἐντὸς κυκλώματος, τὸ ὁποῖον περιλαμβάνει πηνίον (σχ. 309). Τὸ



Σχ. 309. Εἰς τὸ κύκλωμα ταλαντώσεων συμβαίνουν συνεχῶς μετατροπαὶ ἐνεργείας ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς ἐνέργειαν μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἀντίστροφως, καὶ οὕτω δημιουργοῦνται ταλαντώσεις ἠλεκτρικοῦ φορτίου.

κύκλωμα τοῦτο καλεῖται **κύκλωμα Thomson**. Ἐὰς θεωρήσωμεν ὅτι ὁ πυκνωτὴς τοῦ κυκλώματος εἶναι φορτισμένος. Τότε μεταξύ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ ὑπάρχει κατ' ἀρχὰς **ἠλεκτρικὸν πεδῖον**. Ἐπειδὴ ὁμοῦ οἱ δύο ὀπλισμοὶ εἶναι συνδεδεμένοι μεταξύ των διὰ τοῦ πηνίου, ὁ πυκνωτὴς ἀρχίζει νὰ ἐκφορτίζεται καὶ τὸ ἠλεκτρικὸν πεδῖον ἐξασθενεῖ. Τὸ παραγόμενον ρεῦμα, διερχόμενον διὰ τοῦ πηνίου, παράγει **μαγνητικὸν πεδῖον**. Ὄταν ὁ πυκνωτὴς ἐκφορτισθῇ, τὸ ρεῦμα διακόπτεται καὶ συγχρόνως καταργεῖται καὶ τὸ μαγνητικὸν πεδῖον τοῦ πηνίου. Ἡ κατάργησις ὁμοῦ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου δημιουργεῖ ρεῦμα ἐξ αὐτεπαγωγῆς ὁμόρροπον πρὸς τὸ προηγούμενον. Τὸ ἐξ αὐτεπαγωγῆς ρεῦμα προκαλεῖ φ ὀ ρ τ ι σ ι ν ἔ ν τ ὸ ς τὸ πηνίον, ὁποῖον ἀπὸ τὸ ἠσπίτροντο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

Ἐπακολουθεῖ τότε νέα ἐκφόρτισις τοῦ πυκνωτοῦ καὶ τὸ φαινόμενον θὰ ἐπαναλαμβάνεται διαρκῶς. Οὕτω τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ὑψηλῆς συχνότητος. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι :

**I. Εἰς κύκλωμα περιλαμβάνον πυκνωτὴν καὶ πηνίον (κύκλωμα Thomson) παράγονται ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις κατὰ τὴν ἐκφόρτισιν τοῦ πυκνωτοῦ, ἔνεκα τῆς διαρκοῦς μείατροπῆς τῆς ἐνεργείας τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς ἐνέργειαν μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἀντιστροφῶς.**

**II. Ἡ περίοδος (T) τῶν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων δίδεται ἀπὸ τὸν τύπον τοῦ Thomson :**

$$\text{τύπος τοῦ Thomson : } T = 2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}$$

ὅπου C εἶναι ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ καὶ L ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου.

Ἡ περίοδος T καλεῖται ἰδιοπερίοδος τῆς ταλαντώσεως· τὸ ἀντίστροφον  $\nu = 1/T$  τῆς ἰδιοπεριόδου καλεῖται ἰδιοσυχνότης τῆς ταλαντώσεως.

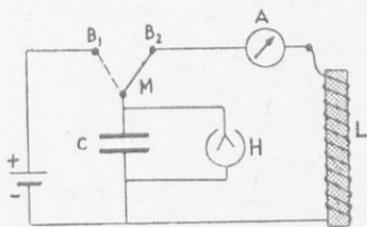
**Παράδειγμα.**—Εἰς ἓνα κύκλωμα Thomson ὁ πυκνωτὴς ἔχει χωρητικότητα  $C = 0,01 \mu\text{F}$  καὶ τὸ πηνίον ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς  $L = 1 \mu\text{H}$ . Σύμφωνα μὲ τὸν ἀνωτέρω τύπον τοῦ Thomson, ἡ ἰδιοπερίοδος τῶν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων εἶναι :

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C} = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{1}{10^6} \cdot \frac{1}{10^8}} = \frac{6,28}{10^7} \text{ sec}$$

— 260. Φθίνουσαι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις. — Πειραματικῶς ἡμποροῦμεν νὰ παρατηρήσωμεν τὰς ἠλεκτρικὰς ταλαντώσεις μὲ τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 310.

Ἐν τῇ διάταξιν τοῦ σχήματος 310. Ὁ πυκνωτὴς ἔχει μεγάλην χωρητικότητα C καὶ τὸ πηνίον ἔχει μέγαν συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς L, ὥστε ἡ περίοδος T τῶν ταλαντώσεων νὰ ἀνέρχεται εἰς πολλὰ δευτερόλεπτα.

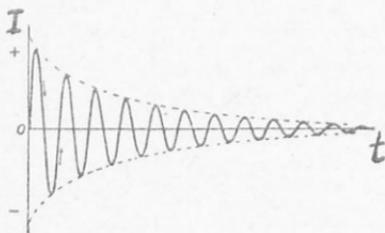
Ὅταν ὁ μεταγωγὸς M φέρεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν ἀκροδέκτην B<sub>1</sub>, ὁ πυκνωτὴς φορτίζεται καὶ τὸ ἠλεκτρομέτρον H δεικνύει τὴν τάσιν μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ. Ἐὰν τώρα φέρωμεν τὸν μεταγωγὸν M εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν ἀκροδέκτην B<sub>2</sub>, παρατηροῦμεν περιοδικὰς μεταβολὰς τῆς τάσεως τοῦ πυκνωτοῦ καὶ ἀντιστοίχους περιοδικὰς ταλαντώσεις τοῦ ἀμπερομέτρου A. Αἱ ταλαντώσεις αὗται δεικνύουν ὅτι τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα. Ἀλλὰ τὸ πλάτος τῶν ταλαντώσεων τοῦ δείκτου τοῦ ἀμπερομέτρου βαίνει συνεχῶς ἐλαττούμενον. Ἄρα αἱ ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις εἶναι φθίνουσαι καὶ πολὺν ταχέως καταργοῦνται (σχ. 311). Διὰ νὰ παραχθῇ νέα σειρά ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων, φέρομεν πάλιν τὸν μεταγωγὸν M εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν ἀκροδέκτην B<sub>1</sub>. Ἡ ἀπόσβεσις τῶν ταλαντώσεων ὀφείλεται εἰς ἀπώλειαν ἐνεργείας. Αἱ ταλαντώσεις αὗται καλοῦνται **φθίνουσαι**.



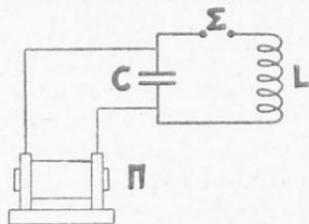
Σχ. 310. Διάταξις διὰ τὴν παρατήρησιν τῶν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων.

μεταβολὰς τῆς τάσεως τοῦ πυκνωτοῦ καὶ ἀντιστοίχους περιοδικὰς ταλαντώσεις τοῦ ἀμπερομέτρου A. Αἱ ταλαντώσεις αὗται δεικνύουν ὅτι τὸ κύκλωμα διαρρέεται ἀπὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα. Ἀλλὰ τὸ πλάτος τῶν ταλαντώσεων τοῦ δείκτου τοῦ ἀμπερομέτρου βαίνει συνεχῶς ἐλαττούμενον. Ἄρα αἱ ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις εἶναι φθίνουσαι καὶ πολὺν ταχέως καταργοῦνται (σχ. 311). Διὰ νὰ παραχθῇ νέα σειρά ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων, φέρομεν πάλιν τὸν μεταγωγὸν M εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν ἀκροδέκτην B<sub>1</sub>. Ἡ ἀπόσβεσις τῶν ταλαντώσεων ὀφείλεται εἰς ἀπώλειαν ἐνεργείας. Αἱ ταλαντώσεις αὗται καλοῦνται **φθίνουσαι**.

Διὰ τὴν διαδοχικὴν φόρτισιν τοῦ πυκνωτοῦ δύναται νὰ χρησιμοποιηθῇ ἀντὶ μεταγωγῆς, ἢ ἀκόλουθος διάταξις (σχ. 312). Ὁ πυκνωτὴς συνδέεται μὲ τὸ δευτερεῖον κύκλωμα ἐνὸς



Σχ. 311. Φθίνουσαι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις.



Σχ. 312. Διάτιξις διὰ τὴν παραγωγὴν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων.

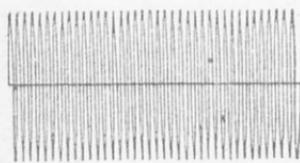
ἐπαγωγικοῦ πηνίου Π. Εἰς ἓνα σημεῖον τοῦ κυκλώματος ταλαντώσεων ὑπάρχει μικρὰ διακοπή Σ τοῦ κυκλώματος, τὸ ὁποῖον ἐκεῖ καταλήγει εἰς δύο μικρὰς μεταλλικὰς σφαίρας. Ἡ διακοπή Σ καλεῖται σπινθήρ, διότι, ὅταν ἡ τάσις τοῦ πυκνωτοῦ λάβῃ τὴν μεγίστην τιμὴν, παράγεται εἰς τὴν διακοπὴν Σ σπινθήρ. Ὁ σπινθήρ κλείει ἀποτόμως τὸ κύκλωμα ταλαντώσεων καὶ οὕτω παράγονται φθίνουσαι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις.



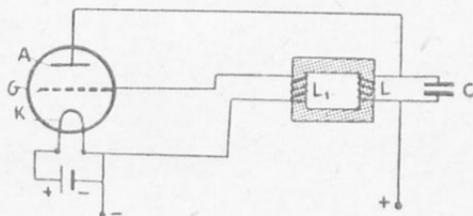
Σχ. 313. Παραγωγή συρμού ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων.

εἰς τὸ δευτερεῖον τοῦ ἐπαγωγικοῦ πηνίου εἶναι  $v = 50$  Hz, τότε κατὰ δευτερόλεπτον παράγονται 100 σπινθήρες. Εἰς ἕκαστον σπινθήρα ἀντιστοιχεῖ ἓνας συρμὸς ταλαντώσεων. Ἄρα κατὰ δευτερόλεπτον παράγονται 100 συρμοὶ ταλαντώσεων, αἱ ὁποῖαι εἶναι φθίνουσαι (σχ. 313).

261. Ἀμείωτοι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις. — Ἰδιαιτέραν ἀξίαν ἔχουν σήμερον αἱ **ἀμείωτοι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις**, τῶν ὁποίων τὸ πλάτος διατηρεῖται σταθερὸν. (σχ. 314). Διὰ νὰ διατηρηθῇ σταθερὸν τὸ πλάτος τῶν ταλαντώσεων, πρέπει νὰ προσφέρεται περιοδικῶς εἰς τὸ κύκλωμα ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία χάνεται ὑπὸ μορφήν θερμότητος. Ἡ παραγωγή ἀμείωτων ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων γίνεται μὲ τὴν βοήθειαν τῆς τριόδου λυχνίας. Εἰς τὸ ἀνοδικὸν κύκλωμα τῆς λυχνίας παρεντίθεται τὸ κύκλωμα ταλαντώσεων (σχ. 315). Τὸ πηνίον L τοῦ



Σχ. 314. Ἀμείωτοι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις.



Σχ. 315. Παραγωγή ἀμείωτων ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων μὲ τὴν βοήθειαν τριόδου λυχνίας.

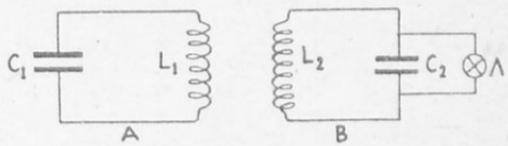
τάσεων, πρέπει νὰ προσφέρεται περιοδικῶς εἰς τὸ κύκλωμα ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία χάνεται ὑπὸ μορφήν θερμότητος. Ἡ παραγωγή ἀμείωτων ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων γίνεται μὲ τὴν βοήθειαν τῆς τριόδου λυχνίας. Εἰς τὸ ἀνοδικὸν κύκλωμα τῆς λυχνίας παρεντίθεται τὸ κύκλωμα ταλαντώσεων (σχ. 315). Τὸ πηνίον L τοῦ

τοῦ κυκλώματος τούτου συνδέεται ἑπαγωγικῶς μὲ ἄλλο πηνίον  $L_1$ , τοῦ ὁποῖου τὸ ἕνα ἄκρον συνδέεται μὲ τὸ πλέγμα τῆς λυχνίας, τὸ δὲ ἄλλο ἄκρον συνδέεται μὲ τὴν κάθοδον. Ὄταν κλείσῃ τὸ ἀνοδικὸν κύκλωμα, τότε ὁ πυκνωτῆς φορτίζεται καὶ εἰς τὸ κύκλωμα ταλαντώσεων παράγονται ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις. Αὗται παράγουν ἕξ ἐπαγωγῆς ἐντὸς τοῦ πηνίου  $L_1$  ἐναλλασσόμενα ρεύματα τῆς αὐτῆς συχνότητος. Τὰ ρεύματα αὐτὰ προκαλοῦν περιοδικὰς ἐναλλαγὰς τοῦ δυναμικοῦ τοῦ πλέγματος καὶ συνεπῶς περιοδικὰς διακοπὰς καὶ ἀποκαταστάσεις τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον φορτίζει τὸν πυκνωτῆν. Αἱ ρυθμικαὶ ἀποκαταστάσεις τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος ἐμποδίζουν τὴν ἀπόσβεσιν τῶν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων ἀκριβῶς, ὅπως αἱ ρυθμικαὶ ὠθήσεις εἰς ἕνα ἐκκρεμὲς ἐμποδίζουν τὴν ἀπόσβεσιν τῶν αἰωρήσεών του. Τὸ πηνίον  $L_1$ , τὸ ὁποῖον συνδέεται μὲ τὸ πλέγμα τῆς τριόδου λυχνίας, καλεῖται *πηνίον ἀναδράσεως*.

**262. Ἐπιδερμικὸν φαινόμενον.**—Εἰς τὸ συνεχὲς ρεῦμα καθὼς καὶ εἰς τὸ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα χαμηλῆς συχνότητος τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία κινοῦνται διὰ μέσου τῆς ὅλης μάζης τοῦ σύρματος. Ἀντιθέτως εἰς τὰ ρεύματα ὑψηλῆς συχνότητος τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία κινοῦνται διὰ μέσου μιᾶς λεπτῆς στιβάδος τῆς ἐπιφανείας τοῦ σύρματος. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται *ἐπιδερμικὸν φαινόμενον*. Ἐπειδὴ τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ σύρματος δὲν συντελεῖ εἰς τὴν ἀγωγιμότητα, ἡ ὠμικὴ ἀντίστασις τοῦ σύρματος ἐμφανίζεται *πολύμεγαλότερα* ἀπὸ τὴν ἀντίστασιν τὴν ὁποίαν ἔχει τὸ αὐτὸ σύρμα, ὅταν διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα χαμηλῆς συχνότητος. Διὰ τὴν ἐλάττωσιν τῆς ὠμικῆς ἀντιστάσεως εἰς τὰ κυκλώματα τῶν ὑψηλῶν συχνότητων χρησιμοποιοῦνται εἰδικὰ σύρματα (*πολύστρεπτα σύρματα*): αὐτὰ ἀποτελοῦνται ἀπὸ πολλὰ λεπτὰ σύρματα μονωμένα ἀπ' ἀλλήλων καὶ τὰ ὁποῖα συμπλέκονται μεταξὺ των καταλλήλως.

**263. Ἐπαγωγικὴ σύζευξις κυκλωμάτων ταλαντώσεων. Συντονισμός.**—

Ἐὰς θεωρήσωμεν δύο κυκλώματα ταλαντώσεων, τὰ ὁποῖα εὑρίσκονται τὸ ἕνα πλησίον τοῦ ἄλλου (σχ. 316). Διὰ καταλλήλου διατάξεως παράγονται εἰς τὸ πρῶτον κύκλωμα ἀμείωτοι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις, τῶν ὁποίων ἡ ἰδιοπερίοδος εἶναι  $T_0 = 2\pi \sqrt{L_1 \cdot C_1}$ . Τότε εἰς τὸ πηνίον τοῦ δευτέρου κυκλώματος συμβαίνουν ταχύτατα μεταβολαὶ τῆς μαγνητικῆς ροῆς: οὕτω εἰς τὸ δεῦτερον κύκλωμα ἀναπτύσσεται ἕξ ἐπαγωγῆς ἐναλλασσομένη ἠλεκτρογενετικὴ δύναμις καὶ συνεπῶς εἰς τὸ δεῦτερον κύκλωμα παράγονται ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις, τῶν ὁποίων ἡ συχνότης εἶναι ἴση μὲ τὴν συχνότητα τῶν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων εἰς τὸ πρῶτον κύκλωμα. Τὰ δύο κυκλώματα εἶναι ἑπαγωγικῶς συνεζευγμένα. Ἐντὸς τοῦ δευτέρου κυκλώματος ἀναπτύσσονται ἕξ ἑξαναγκασμέναι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις.



Σχ. 316. Ἐπαγωγικὴ σύζευξις δύο κυκλωμάτων ταλαντώσεως.

Εἰς τὸ δεῦτερον κύκλωμα ὑπάρχει μεταβλητὸς πυκνωτῆς, μὲ τὸν ὁποῖον δυνάμεθα νὰ μεταβάλωμεν τὴν ἰδιοπερίοδον τοῦ δευτέρου κυκλώματος. Οὕτω εὑρίσκομεν ὅτι τὸ πλάτος τῆς ἐξαναγκασμένης ταλαντώσεως εἰς τὸ δεῦτερον κύκλωμα

λαμβάνει τὴν μεγίστην τιμὴν, ὅταν ἡ ἰδιοπερίοδος τοῦ δευτέρου κυκλώματος γίνῃ ἴση μετὰ τὴν ἰδιοπερίοδον τοῦ πρώτου κυκλώματος, ἤτοι ὅταν εἶναι :

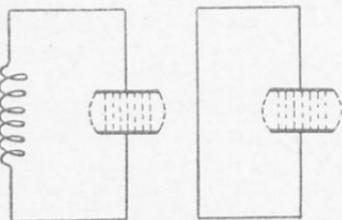
$$T_0 = 2\pi \cdot \sqrt{L_1 \cdot C_1} = 2\pi \cdot \sqrt{L_2 \cdot C_2}$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν λέγομεν ὅτι μεταξὺ τῶν δύο κυκλωμάτων ὑπάρχει **συντονισμός**. Ὡστε :

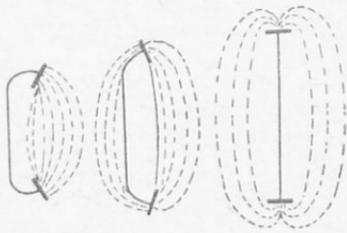
**Δύο κυκλώματα ταλαντώσεων εὐρίσκονται εἰς συντονισμόν, διὰν ἔχουν τὴν αὐτὴν ἰδιοπερίοδον ταλαντώσεως, ὁπότε ἰσχύει ἡ σχέση :**

$$\text{συνθήκη συντονισμοῦ: } L_1 \cdot C_1 = L_2 \cdot C_2$$

**264. Παλλόμενον ἠλεκτρικὸν δίπολον.**—Αἱ ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις, αἱ ὁποῖαι παράγονται ἐντὸς κλειστοῦ κυκλώματος ταλαντώσεων δύνανται νὰ προκαλέσουν τὴν παραγωγὴν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων ἐντὸς δευτέρου κυκλώματος, εὐρισκομένου πλησίον τοῦ πρώτου (σχ. 316). Ἡ διέγερσις τοῦ

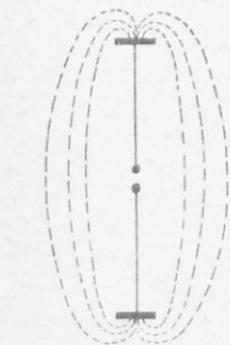


Σχ. 317. Ἀντικατάστασις τοῦ πηνίου μετὰ εὐθύγραμμον ἄγωγόν.



Σχ. 318. Ἐξάπλωσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς τὸν ὄρον.

δευτέρου κυκλώματος ὀφείλεται μόνον εἰς τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον παράγεται περίξ τοῦ πρώτου κυκλώματος, διότι τὸ ἠλεκτρικὸν πεδὸν μένει ἀποκλειστικῶς ἐντοπισμένον μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ. Εἶναι ὁμοίως δυνατόν νὰ προκαλέσωμεν τὴν διέγερσιν τοῦ δευτέρου κυκλώματος καὶ διὰ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου τοῦ πρώτου κυκλώματος.

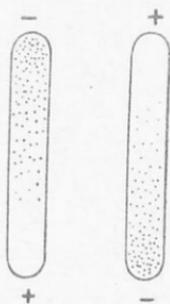


Σχ. 319. Ἀνοικτὸν κύκλωμα ταλαντώσεων.

Ἐὰν ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ πηνίον τοῦ κυκλώματος ταλαντώσεων ἀντικαθίσταται δι' ἐνὸς μόνου ἄγωγου (σχ. 317). Βαθμιαίως ἀπομακρύνομεν τοὺς δύο ὀπλισμοὺς τοῦ πυκνωτοῦ ἕως ὅτου οἱ δύο ὀπλισμοὶ εὐρεθῶν εἰς τὰ ἄκρα τοῦ εὐθύγραμμου πλέον ἄγωγου. Τότε τὸ ἠλεκτρικὸν πεδὸν ἐξαπλώνεται ἐντὸς τοῦ χώρου (σχ. 318). Τὸ ἀπλούστερον ἀνοικτὸν κύκλωμα ταλαντώσεων ἀποτελεῖται ἀπὸ εὐθύγραμμον ἄγωγόν, ὁ ὁποῖος εἰς τὸ μέσον ἔχει μικρὰν διακοπὴν (σπινηριστήν) καὶ εἰς δύο ἄκρα καταλήγει ἐλευθέρως ἢ φέρει μικρὰς πλάκας ἢ

σφαιράς (σχ. 319). Το άνοικτόν τουτο κύκλωμα ταλαντώσεων καλεῖται **παλλόμενον ηλεκτρικόν δίπολον** (ἢ διεγέρτης τοῦ Hertz).

265. Κυμάνσεις ἐντός ἡλεκτρικοῦ δίπολου.—Εἰς ἓνα άνοικτόν κύκλωμα ταλαντώσεων ἢ μικρά διακοπή μεταξὺ τῶν σφαιριδίων τοῦ σπινθηριστοῦ



Σχ. 320. Περιοδική κίνησις τῶν ηλεκτρονίων ἐντός παλλομένου ηλεκτρικοῦ δίπολου.

δύναται νὰ θεωρηθῆ ὡς άγωγός. Οὕτω τὸ παλλόμενον ἡλεκτρικόν δίπολον άποτελεῖ αὐτοτελῆ άγωγόν, ἐντός τοῦ οὗοιου τὰ ἡλεκτρόνια κινουῦνται περιοδικῶς μεταξὺ τῶν δύο άκρων τοῦ δίπολου (σχ. 320). Εἰς ἕκαστον άκρον τοῦ δίπολου συμβαίνει ἑναλλάξ συσώρευσις καὶ άραίωσις τῶν ἡλεκτρονίων. Εἰς τὸ μέσον τοῦ δίπολου παρατηρεῖται πάντοτε κίνησις ἡλεκτρονίων, δὲν συμβαίνει ὅμως καμμία πύκνωσις ἢ άραίωσις ἡλεκτρονίων. Ἔνεκα τούτου τὸ δυναμικόν ἐκάστου άκρου τοῦ δίπολου λαμβάνει ἑναλλάξ θετικὴν καὶ άρνητικὴν τιμὴν, ἔνω εἰς τὸ μέσον τοῦ δίπολου τὸ δυναμικόν διατηρεῖ σταθερὰν τιμὴν. Οὕτω τὸ πλάτος τῆς κυμάνσεως τοῦ δυναμικοῦ β α ί ν ε ι α ὕ ξ α ν ὄ μ ε ν ο ν καθ' ὅσον προχωροῦμεν ἀπὸ τὸ μέσον τοῦ δίπο-

λου πρὸς τὰ άκρα του, ὅπου τὸ πλάτος τῆς κυμάνσεως λαμβάνει τὴν μεγίστην τιμὴν. Ἄντιθέτως τὸ πλάτος τῆς κυμάνσεως τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εἶναι μέγιστον εἰς τὸ μέσον τοῦ δίπολου καὶ β α ί ν ε ι ἔ λ α τ τ ο ὕ μ ε ν ο ν καθ' ὅσον προχωροῦμεν ἀπὸ τὸ μέσον τοῦ δίπολου πρὸς τὰ άκρα του, ὅπου τὸ πλάτος τῆς κυμάνσεως λαμβάνει τὴν τιμὴν μηδέν. Ἡ τοιαύτη κατανομή τοῦ πλάτους τῆς κυμάνσεως τοῦ δυναμικοῦ καὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος κατὰ μήκος τοῦ δίπολου εἶναι τελείως ἀνάλογος πρὸς σ τ ά σ ι μ α κύ μ α τ α (σχ. 321). Τὰ άνωτέρω δυνάμεθα νὰ ἀνακεφαλαιώσωμεν ὡς ἐξῆς:



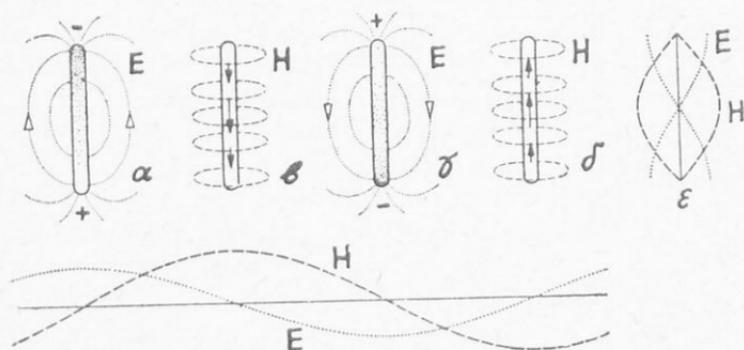
Σχ. 321. Στάσιμα κύματα τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἐντός παλλομένου ηλεκτρικοῦ δίπολου.

- I. Ἐντός τοῦ παλλομένου ηλεκτρικοῦ δίπολου αἱ κυμάνσεις τοῦ δυναμικοῦ σχηματίζουν στάσιμα κύματα. Τὰ άκρα τοῦ δίπολου εἶναι κοιλία ἢ τάσεως, ἔνω τὸ μέσον τοῦ δίπολου εἶναι δεσμὸς τῆς τάσεως.
- II. Ἐντός τοῦ παλλομένου ηλεκτρικοῦ δίπολου αἱ κυμάνσεις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος σχηματίζουν στάσιμα κύματα. Τὰ άκρα τοῦ δίπολου εἶναι δεσμοὶ ἐντάσεως, ἔνω τὸ μέσον τοῦ δίπολου εἶναι κοιλία ἐντάσεως.

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

266. Ἐναλλασσόμενον ἡλεκτρομαγνητικόν πεδίον.—Ἐντός τοῦ παλλομένου ηλεκτρικοῦ δίπολου συμβαίνουν περιοδικαὶ μετακινήσεις ἡλεκτρονίων (ἡλεκτρικαὶ ταλαντώσεις). Ἔστω ὅτι κατὰ μίαν χρονικὴν στιγμήν εἰς τὸ άνωτέρω

ρον ἄκρον τοῦ διπόλου ἢ συσσωρεύσεις ἠλεκτρονίων ἔχει λάβει τὴν μεγίστην τιμὴν (σχ. 322 α)· τότε μεταξὺ τῶν δύο ἄκρων τοῦ διπόλου ὑπάρχει ἡ λ ε κ τ ρ ι κ ὸ ν π ε δ ῖ ο ν τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις  $E$  ἔχει λάβει τὴν μεγίστην τιμὴν. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου δημιουργεῖται κατὰ μῆκος τοῦ διπόλου ἠλεκτρικὸν ρεῦμα (σχ. 322 β)· τότε περίξ τοῦ διπόλου σχηματίζεται μ α γ ν η τ ι κ ὸ ν π ε δ ῖ ο ν, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις  $H$  λαμβάνει τὴν μεγίστην τιμὴν μετὰ παρέλευσιν ἑνὸς τετάρτου τῆς περιόδου. Ἦν στιγμὴν ἐκείνην ἡ ἔντασις  $E$  τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μὲ μηδέν. Ἔνεκα τῆς ἀδρανεῖας τῶν κινουμένων ἠλεκτρονίων, δηλ. ἔνεκα τῆς ἀδρανεῖας τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου (αὐτεπαγωγή), ἡ κίνησις τῶν ἠλεκτρονίων πρὸς τὸ κατώτερον ἄκρον τοῦ διπόλου συνεχίζεται, ἕως ὅτου ἡ συσσωρεύσις ἠλεκτρονίων εἰς τὸ ἄκρον τοῦτο λάβῃ τὴν μεγίστην τιμὴν (σχ. 322 γ)· τότε ἡ ἔν-



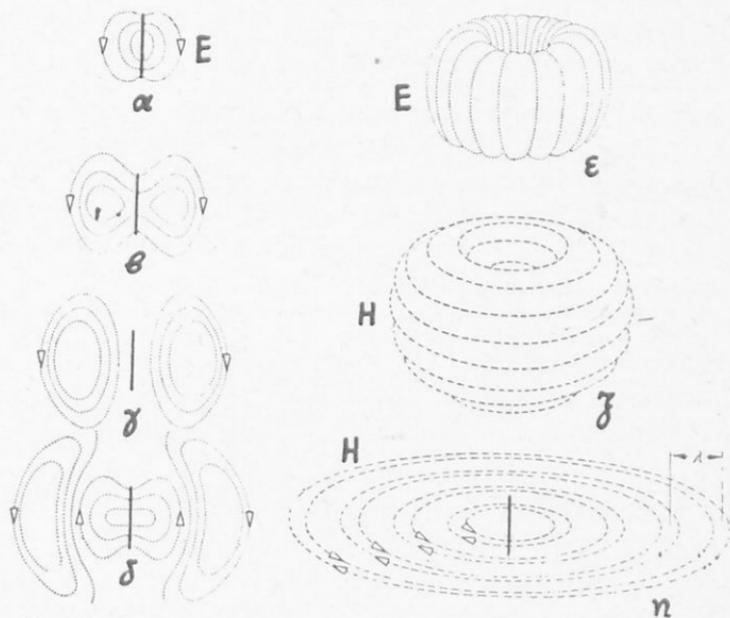
Σχ. 322. Παραγωγή ἐναλλασσομένου ἠλεκτρικοῦ καὶ μαγνητικοῦ πεδίου.

τασις  $E$  τοῦ ἠ λ ε κ τ ρ ι κ οῦ π ε δ ῖ ο υ ἔχει τὴν μεγίστην τιμὴν, ἐνῶ ἡ ἔντασις  $H$  τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μὲ μηδέν. Ἡ διεύθυνσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἀντίθετος πρὸς τὴν ἀρχικὴν. Ἐπακολουθεῖ ἐντὸς τοῦ διπόλου ἡ δημιουργία ἠλεκτρικοῦ ρεύματος (σχ. 322 δ)· τότε περίξ τοῦ διπόλου σχηματίζεται πάλιν μ α γ ν η τ ι κ ὸ ν π ε δ ῖ ο ν, τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις  $H$  λαμβάνει τὴν μεγίστην τιμὴν, ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου γίνῃ ἴση μὲ μηδέν. Εἰς τὸ κάτω μέρος τοῦ σχήματος δεικνύονται αἱ μεταβολαὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠ λ ε κ τ ρ ι κ οῦ καὶ τοῦ μ α γ ν η τ ι κ οῦ π ε δ ῖ ο υ, τὰ ὁποῖα σχηματίζονται περίξ τοῦ παλλομένου ἠλεκτρικοῦ διπόλου. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγομεν τὰ ἀκόλουθα:

**Ἔνα παλλόμενον ἠλεκτρικὸν δίπολον περιβάλλεται πάντοτε ἀπὸ ἑνα ἐναλλασσομένου ἠλεκτρικὸν πεδίου καὶ ἀπὸ ἑνα ἐναλλασσομένου μαγνητικὸν πεδίου. Τὰ δύο αὐτὰ πεδία εἶναι ἀλληλένδετα καὶ ἀποτελοῦν τὸ ἐναλλασσομένον ἠλεκτρομαγνητικὸν πεδίου.**

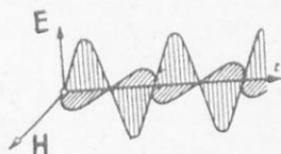
267. Ἡλεκτρομαγνητικὰ κύματα.—Περίξ τοῦ παλλομένου ἠλεκτρικοῦ διπόλου σχηματίζονται δύο ἀλληλένδετα ἐναλλασσομένα πεδία, ἕνα ἠλεκτρικὸν καὶ ἕνα μαγνητικὸν πεδίου. Ἐκαστον τῶν δύο τούτων πεδίων δι-

δίδεται ὑπὸ μορφῆν κύματος πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις περὶ τοῦ διπόλου μὲ ταχύτητα ἴσην πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός (σχ. 323). Τὸ διαδιδόμενον ἠλεκτρικὸν πεδὸν ἀποτελεῖ τὸ ἠλεκτρικὸν κῶμα, τὸ δὲ διαδιδόμενον μαγνητικὸν πεδὸν ἀποτελεῖ τὸ μαγνητικὸν κῶμα. Τὰ δύο αὐτὰ κύματα εἶναι ἀλληλένδετα καὶ ἀποτελοῦν τὸ **ἠλεκτρομαγνητικὸν κῶμα**. Τὰ

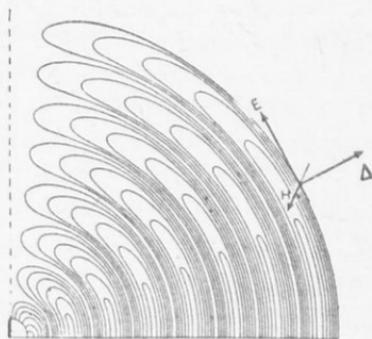


Σχ. 323. Διάδοσις τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸν χῶρον.

ἀνύσματα τῆς ἐντάσεως τῶν δύο ἐναλλασσομένων πεδίων πάλλονται εἰς δύο ἐπίπεδα, τὰ ὁποῖα εἶναι κάθετα μεταξὺ των (σχ. 324). Τὸ ἐναλλασσόμενον ἠλεκτρομαγνητικὸν πεδὸν, τὸ ὁποῖον διαδίδεται πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις ὑπὸ μορφῆν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων



Σχ. 324. Αἱ ἐντάσεις τῶν δύο πεδίων πάλλονται εἰς ἐπίπεδα κάθετα μεταξὺ των.



Σχ. 324a. Διάδοσις τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ κύματος εἰς τὸν χῶρον.

μεταφέρει ἐνέργειαν (σχ. 324a). Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα :

*I. Ἐνα παλλόμενον ἠλεκτρικὸν δίπολον ἀκτινοβολεῖ ἐνέργειαν πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις ὑπὸ τὴν μορφήν ἐναλλασσομένου ἠλεκτρομαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον διαδίδεται μὲ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός.*

*II. Τὸ διαδιδόμενον ἐναλλασσόμενον ἠλεκτρομαγνητικὸν πεδίου ἀποτελεῖ τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, εἰς τὰ ὅποια τὰ ἀνύσματα τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ καὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι κάθετα μεταξὺ των καὶ πρὸς τὴν διεύθυνσιν διαδόσεως.*

268. Μῆκος κύματος τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων.—Τὰ δύο ἐναλλασσόμενα πεδία, ἐκ τῶν ὁποίων ἀποτελεῖται τὸ ἐναλλασσόμενον ἠλεκτρομαγνητικὸν πεδίου, ἔχουν τὴν αὐτὴν συχνότητα, τὴν ὁποίαν ἔχουν καὶ αἱ παραγόμεναι ἐντὸς τοῦ δίπολου ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις. Ἐὰν  $c$  εἶναι ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτός, τότε τὸ  $\mu\eta\kappa\omicron\varsigma\ \kappa\acute{\upsilon}\mu\alpha\tau\omicron\varsigma\ \lambda$  τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ κύματος εὐρίσκεται ἀπὸ τὴν γνωστὴν σχέσιν:

$$c = \nu \cdot \lambda \quad \text{ἄρα} \quad \lambda = \frac{c}{\nu} \quad (1)$$

Ἡ συχνότης  $\nu$  τῶν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων, σύμφωνα μὲ τὸν τύπον τοῦ Thomson (§ 259), εἶναι:

$$\nu = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}} \quad (2)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) εὐρίσκομεν ὅτι τὸ μῆκος κύματος τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ κύματος, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει τὸ δίπολον, εἶναι:

$$\lambda = c \cdot 2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}$$

Τὸ μῆκος κύματος  $\lambda$  φανεραίνει, ὡς εἶναι γνωστὸν (τόμ. Α', § 422), τὴν ἀπόστασιν εἰς τὴν ὁποίαν διαδίδεται ἡ κύμανσις ἐντὸς μιᾶς περιόδου.

269. Ἡλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία.—Πειραματικῶς εὐρέθη ὅτι τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα ἔχουν τὰς ἐξῆς ιδιότητες:

1) Τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα ἀνακλῶνται ἐπὶ τῶν μεταλλικῶν πλακῶν συμφώνως πρὸς τοὺς νόμους τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτός.

2) Τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, ὅταν διέρχωνται διὰ μέσου διηλεκτρικῶν, διαθλῶνται συμφώνως πρὸς τοὺς νόμους τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτός.

3) Τὰ μέταλλα καὶ γενικῶς οἱ ἀγωγοὶ εἶναι σώματα ἀδιαφανῆ διὰ τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, ἦτοι τὰ σώματα αὐτὰ ἀπορροφοῦν τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα. Ἀντιθέτως τὰ διηλεκτρικὰ εἶναι σώματα διαφανῆ διὰ τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα.

4) Τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα παράγουν φαινόμενα συμβολῆς καὶ παρεμβολῆς, ὅπως συμβαίνει καὶ μὲ τὸ φῶς.

Τὸ πείραμα λοιπὸν ἀπέδειξεν ὅτι τὸ παλλόμενον ἠλεκτρικὸν δίπολον ἀκτινοβολεῖ ὑπὸ μορφήν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων ἐνέργειαν, ἀνάλογον πρὸς τὴν ἐνέργειαν, τὴν ὁποίαν ἀκτινοβολοῦν αἱ φωτεινὰ πηγὰ. Ἡ ἐνέργεια, τὴν ὁποίαν ἀκτινοβολοῦν ἀπὸ τοῦ ἰνστιτούτου Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

νοβολεί τὸ παλλόμενον ἠλεκτρικὸν δίπολον, καλεῖται **ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία**. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι :

**Ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία συμπεριφέρεται ὡς φωτεινὴ ἀκτινοβολία, ἢ ὅποια ἔχει μεγάλον μῆκος κύματος.**

270. Ἡλεκτρομαγνητικὴ θεωρία.—Ἀπὸ τὴν σπουδὴν κυρίως τῶν φαινομένων τῆς ἐπαγωγῆς καὶ τῆς ἠλεκτρικῆς συμπεριφορᾶς τῶν διηλεκτρικῶν σωμάτων ὁ Faraday κατέληξεν εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ ἠλεκτρικὴ καὶ ἡ μαγνητικὴ ἐπίδρασις διαδίδονται μὲ ὠρισμένην ταχύτητα. Ἐκ τῶν ἀντιλήψεων τούτων τοῦ Faraday ὠρμήθη ὁ Maxwell εἰς τὴν διατύπωσιν τῆς περιφήμου **ἠλεκτρομαγνητικῆς θεωρίας**, ἢ ὅποια ἔδωσεν ἐνιαίαν ἐξήγησιν εἰς τὰ ἕως τότε γνωστὰ ἠλεκτρικά, μαγνητικά καὶ ὀπτικά φαινόμενα καὶ ἐπὶ πλέον προέβλεψε τὴν ὑπαρξίν τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων, τὰ ὅποια ἀργότερον ἀπεκάλυψε πειραματικῶς ὁ Hertz. Ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ θεωρία ἀπέδειξε τὴν ἀκόλουθον **σχέσιν τοῦ Maxwell** :

**Ὁ δείκτης διαθλάσεως (n) τῶν διηλεκτρικῶν σωμάτων ἰσοῦται μὲ τὴν τετραγωνικὴν ρίζαν τῆς διηλεκτρικῆς σταθερᾶς (k).**

$$\text{σχέσις τοῦ Maxwell: } n = \sqrt{k}$$

Ἡ ἀνωτέρω περίφημος σχέσις τοῦ Maxwell ἐπαληθεύεται καὶ πειραματικῶς διὰ μεγάλην σειρὰν διηλεκτρικῶν (βλ. κάτωθι πίνακα).

Εἶναι γνωστὸν ὅτι ὁ δείκτης διαθλάσεως n ἐνὸς ὕλικου ἰσοῦται μὲ τὸν λόγον τῆς ταχύτητος διαδόσεως  $c_0$  τῆς φωτεινῆς ἀκτινοβολίας εἰς τὸ κενὸν πρὸς τὴν ταχύτητα διάδοσεως  $c$  τῆς αὐτῆς ἀκτινοβολίας ἐντὸς τοῦ θεωρουμένου ὕλικου, ἥτοι εἶναι:  $n = c_0/c$ . Ἄρα ἡ σχέσις τοῦ Maxwell γράφεται καὶ ὡς ἑξῆς :

$$\frac{c_0}{c} = \sqrt{k}$$

Διηλεκτρικά	n	$\sqrt{k}$
Ἄηρ . . . . .	1,000 294	1,000 295
Ἐξυδρογόνον . . . . .	1,000 138	1,000 132
Διοξειδίου ἀνθρακος . . . . .	1,000 449	1,000 473
Μονοξειδίου ἀνθρακος . . . . .	1,000 346	1,000 345
Θεῖον . . . . .	2,166	2,185
Διθειοῦχος ἀνθραξ . . . . .	1,611	1,615
Τολουόλιον . . . . .	1,491	1,538
Βενζόλιον . . . . .	1,482	1,483
Πετρέλαιον . . . . .	1,386	1,39

Ἀποδεικνύεται θεωρητικῶς ὅτι ἡ γ ε ν ι κ ῆ μ ο ρ φ ῆ τῆς ἀνωτέρω ἐξισώσεως εἶναι:

$$\frac{c_0}{c} = \sqrt{k \cdot \mu}$$

ὅπου  $\mu$  εἶναι ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ ὕλικου.

271. Φάσμα τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας. — Ἡ πειραματικὴ καὶ θεωρητικὴ ἔρευνα ἀπέδειξαν ὅτι τὸ φῶς καὶ αἱ ἀκτίνες Röntgen εἶναι ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα πολὺ μικροῦ μήκους κύματος, ἥτοι πολὺ μεγάλης συχνότητος. Οὕτω μὲ τὸν ὄρον **ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία** χαρακτηρίζομεν σήμερον μίαν μορφήν ἐνεργείας, ἡ ὁποία ἀκτινοβολεῖται κατὰ διαφόρους τρόπους. Τὰ διάφορα εἶδη τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας διακρίνονται ἀναλόγως τῆς συχνότητος αὐτῶν. Αἱ συχνότητες τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας περιλαμβάνονται μεταξὺ τῶν τιμῶν  $\nu = 0$  καὶ  $\nu = 10^{24}$  Hz. Τεχνητῶς παράγονται σήμερον ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα ἀπὸ  $\nu = 1$  Hz ἕως  $\nu = 10^{18}$  Hz. Τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, τὰ ἔχοντα συχνότητας ἀπὸ  $\nu = 10^{12}$  Hz ἕως  $\nu = 10^{24}$  Hz, παράγονται διὰ καταλλήλου διεγέρσεως τῶν μορίων καὶ τῶν ἀτόμων τῆς ὕλης. Εἰς τὸν κατωτέρω πίνακα φαίνεται τὸ **συνολικὸν φάσμα τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας**, Παρατηροῦμεν ὅτι μόνον μία μικρὰ περιοχὴ τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας ἔχει τὴν ἰδιότητα νὰ διεγείρῃ τὸν ὀφθαλμὸν μας. Ἡ μικρὰ αὕτῃ περιοχὴ ἀποτελεῖ τὸ ὄ ρ α τ ὸ ν φ ἄ σ μ α.

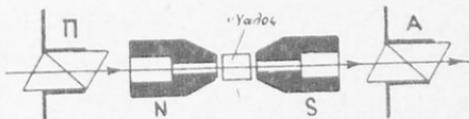
Φάσμα τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας.

Εἶδος ἀκτινοβολίας		Μήκη κύματος		
Βιομηχανικὰ	κύματα	10 <sup>5</sup>	ἕως 10 <sup>4</sup>	km
Τηλεφωνικὰ	>	10 <sup>4</sup>	ἕως 10 <sup>3</sup>	km
Ραδιοφωνικὰ μακρὰ	>	10 <sup>4</sup>	ἕως 10 <sup>3</sup>	m
Ραδιοφωνικὰ μεσαῖα	>	10 <sup>3</sup>	ἕως 10 <sup>2</sup>	m
Ραδιοφωνικὰ βραχέα	>	10 <sup>2</sup>	ἕως 10	m
Ἵπερβραχέα	>	10	ἕως 1	m
Μικροκύματα		1 m	ἕως 1	mm
Ἵπερυθροὶ ἀκτίνες		1 mm	ἕως 1	μ
Ὁρατὸν φῶς		0,8 μ	ἕως 0,4	μ
Ἵπεριώδεις ἀκτίνες		0,4 μ	ἕως 0,1	μ
Ἀκτίνες Röntgen		100 Å	ἕως 0,1	Å
Ἀκτίνες γ		0,5 Å	ἕως 0,05	Å
Κοσμικαὶ ἀκτίνες		0,02 Å	ἕως.....	

272. Ἐπιδράσεις τοῦ μαγνητικοῦ καὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ φωτός. — Πλεονεκτήματα τοῦ φωτός εἶναι κομμάτια ἠλεκτρομαγνητικῆς φύσεως, διὰ

τοῦτο τὸ μαγνητικὸν καὶ τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίων ἀσκοῦν ἐπὶ τοῦ φω-  
τὸς ὠρισμένας ἐπιδράσεις.

α) **Φαινόμενον τοῦ Faraday.**—Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ ὕαλος δὲν εἶναι ὀπτικῶς ἐνεργὸν σῶμα, δηλ. δὲν προκαλεῖ στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως, ὅταν δι' αὐτῆς διέρχεται πολωμένον φῶς. Φέρομεν μίαν ὑαλίνην πλάκα ἐντὸς ἰσχυροῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ διαβιβάζομεν δι' αὐτῆς μίαν πολω-  
μένην φωτεινὴν ἀκτίνα (σχ. 325). Μὲ τὴν βοήθειαν ἀναλύτου ἀπο-  
δεικνύεται ὅτι τὸ πολωμένον φῶς, κατὰ τὴν διέλευσίν του διὰ μέσου τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ὑπέστη στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου πολώ-  
σεως. Ἡ στροφή αὕτη εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητικοῦ πε-  
δίου. Ὡστε:



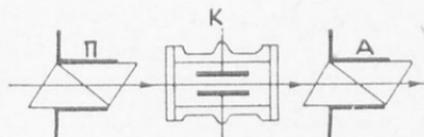
Σχ. 325. Φαινόμενον τοῦ Faraday.

**Τὸ μαγνητικὸν πεδίων προκαλεῖ στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως τοῦ φωτὸς (φαινόμενον τοῦ Faraday).**

β) **Φαινόμενον τοῦ Kerr.**—Εἶναι γνωστὸν ὅτι τὰ ὀπτικῶς ἰσοτρόπα σώ-  
ματα δὲν παρουσιάζουν τὸ φαινόμενον τῆς διπλῆς διαθλάσεως, διότι ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς ἐντὸς τῶν σωμάτων τούτων ἔχει σταθερὰν τιμὴν καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις (τόμ. Β', § 306). Ὁ Kerr (1875) ἀνεκάλυψεν ὅτι μία γραμμικῶς πολωμένη φωτεινὴ ἀκτίς, ὅταν διέρχεται δι' ἑνὸς ὀπτικῶς ἰσοτρόπου διηλεκ-  
τρικοῦ, εὐρισκομένου ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου, παρουσιάζει τὸ φαινό-  
μενον τῆς διπλῆς διαθλάσεως. Ὡστε:

**Τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίων προκαλεῖ τὴν ἐμφάνισιν τοῦ φαινομένου τῆς δι-  
πλῆς διαθλάσεως εἰς ὀπτικῶς ἰσοτρόπα διηλεκτρικὰ (φαινόμενον  
τοῦ Kerr).**

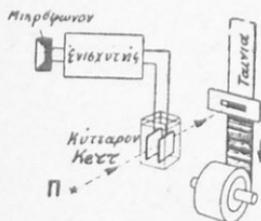
Τὸ φαινόμενον τοῦ Kerr γίνεται ἰδιαιτέρως ἐμφανὲς εἰς τὰ ὑγρά διηλεκτρικά. Οὕτω εἰς τὸ **κύτταρον Kerr** χρησιμοποιεῖται νιτροβενζόλιον, τὸ ὁποῖον περιέχεται ἐντὸς διαφανοῦς δοχείου (σχ. 326). Ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ εἶναι βυθισμένοι οἱ ὀπλισμοὶ ἑνὸς πυκνωτοῦ.



Σχ. 326. Φαινόμενον τοῦ Kerr.

φωτεινῆς ροῆς. Οὕτω τὸ κύτταρον Kerr χρησιμοποιεῖται εἰς τὴν τηλεφωτογραφίαν καὶ διὰ τὴν καταγραφὴν τοῦ ἤχου ἐπὶ τῶν κινηματογραφικῶν ταινιῶν (σχ. 327). Τὰ πρίσματα Nicol εἶναι διασταυρωμένα καὶ συνεπῶς, ὅταν ὁ πυκνωτὴς εἶναι ἀφόρτιστος, δὲν ἐξέρχεται φῶς ἀπὸ τὸν ἀναλύτην. Αἱ μεταβολαὶ τοῦ ρεύματος τοῦ μικροφῶνου προκαλοῦν μεταβολὰς τῆς τάσεως μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν του πυκνωτοῦ. Τότε τὸ διηλεκτρικὸν τοῦ κυττάρου γίνε-  
ται διπλοθλαστικὸν σῶμα καὶ ἀπὸ τὸν ἀναλύτην ἐξέρχεται φῶς· ἡ ἔντασιν τοῦ φωτὸς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἐκάστοτε τάσεως, τῆς ἐφαρμοζομένης εἰς τὸν πυκνω-  
τοῦ.

τήν. Οὕτω ἐπὶ τῆς κινηματογραφικῆς ταινίας καταγράφονται αἱ μεταβολαὶ τοῦ ρεύματος τοῦ μικροφώνου (δηλ. καταγράφεται ὁ ἦχος).



Σχ. 327. Καταγραφή τοῦ ἤχου ἐπὶ κινηματογραφικῆς ταινίας.

γ) **Φαινόμενον τοῦ Zeeman.** — Εἶναι γνωστόν ὅτι τὸ φάσμα τοῦ ὑδρογόνου ἀποτελεῖται ἀπὸ ὠρισμένας φωτεινὰς γραμμὰς. Φέρομεν ἐντὸς ἰσχυροῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἕνα σωλῆνα Geissler, ὁ ὁποῖος περιέχει φωτοβολοῦν ὑδρογόνον. Τότε ἐκάστη φώτεινὴ γραμμὴ τοῦ φάσματος ἀναλύεται εἰς δύο ἢ καὶ περισσοτέρας φωτεινὰς γραμμὰς. Τὸ φαινόμενον τοῦτο ἀποδεικνύει ὅτι :

*Τὸ μαγνητικὸν πεδὸν ἀναγκάζει τὰ ἄτομα νὰ ἐκπέμψουν καὶ νέας ἀκτινοβολίας, παραπλησίως πρὸς τὰς χαρακτηριστικὰς ἀκτινοβολίας τοῦ στοιχείου (φαινόμενον τοῦ Zeeman).*

δ) **Φαινόμενον τοῦ Stark.** — Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι :

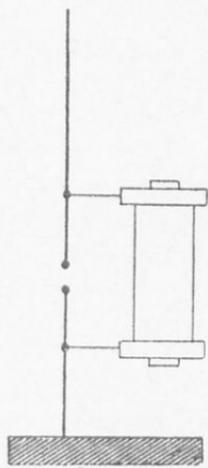
*Τὸ ἠλεκτρικὸν πεδὸν προκαλεῖ ἀνάλυσιν ἐκάστης γραμμῆς τοῦ φάσματος εἰς περισσότερας συνιστώσας (φαινόμενον τοῦ Stark).*

#### ΕΦΑΡΜΟΓΑΙ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ

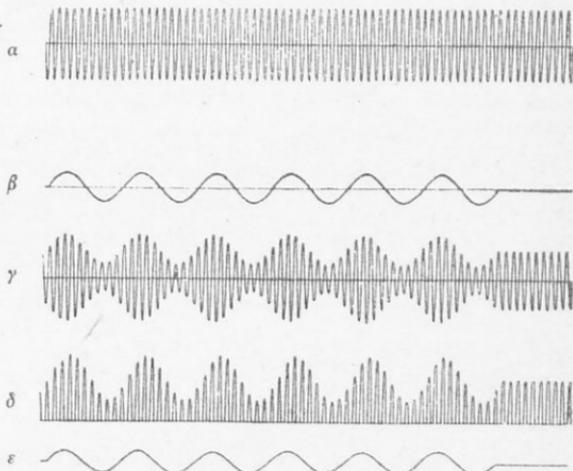
273. Ἀσύρματος τηλεπικοινωνία.—Ἡ **ἀσύρματος τηλεπικοινωνία** περιλαμβάνει δύο κυρίως κλάδους τὴν **ἀσύρματον τηλεγραφίαν**, ἡ ὁποία ἐπιτυγχάνει τὴν μετάδοσιν τῶν μορσικῶν σημάτων καὶ τὴν **ἀσύρματον τηλεφωνίαν** ἢ **ραδιοφωνίαν**, ἡ ὁποία ἐπιτυγχάνει τὴν μετάδοσιν ἤχων. Ἡ ἀσύρματος τηλεγραφία χρησιμοποιεῖ φθινούσας ἢ καὶ ἀμειώτους ἠλεκτρικὰς ταλαντώσεις, ἐνῶ ἡ ραδιοφωνία χρησιμοποιεῖ μόνον ἀμειώτους ἠλεκτρικὰς ταλαντώσεις. Εἰς τὸν σταθμὸν ἐκπομπῆς ὑπάρχει κατάλληλος **πομπὸς** ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων, εἰς δὲ τὸν σταθμὸν λήψεως ὑπάρχει κατάλληλος **δέκτης** τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων.

274. Πομπὸς ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων.—Εἰς τὸ ἐνσύρματον τηλεφώνον διὰ τὴν μετάδοσιν ἤχου ἀκουστῆς συχνότητος, πρέπει νὰ προκληθοῦν ἀντίστοιχοι μεταβολαὶ εἰς τὸ ρεῦμα τοῦ μικροφώνου. Ἐπὶ τῆς ἰδίας ἀρχῆς στηρίζεται ἡ ἀσύρματος τηλεγραφία καὶ ἡ ραδιοφωνία. Ὁ **πομπὸς** περιλαμβάνει κατάλληλον κύκλωμα ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων, τὸ ὁποῖον εἶναι συνδεδεμένον μὲ παλλόμενον ἠλεκτρικὸν δίπολον. Τοῦτο καλεῖται **κεραία** (σχ. 328). Τὸ ἕνα ἄκρον αὐτῆς συνδέεται μὲ τὴν γῆν. Διὰ τὴν παραγωγὴν τῶν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων χρησιμοποιοῦνται σήμερον ἐναλλακτικῆς μεγάλης συχνότητος, κυρίως ὅμως χρησιμοποιοῦνται **τριόδοι ἠλεκτρονικαὶ λυχνίαι**. Ἀπὸ τὴν κεραίαν τοῦ πομποῦ ἐκπέμπονται ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα **σταθερᾶς ὑψηλῆς συχνότητος (φέρον κύμα)**. Τὸ κύκλωμα τῶν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων συνδέεται καταλλήλως μὲ τὸ κύκλωμα τοῦ χειριστηρίου τοῦ μορσικοῦ τηλεγράφου ἢ μὲ τὸ κύκλωμα τοῦ μικροφώνου, πρὸ τοῦ ὁποῖου παράγονται οἱ ἦχοι. Κατὰ τὴν λει-

τουργίαν τοῦ χειριστηρίου ἢ τοῦ μικροφώνου προκαλοῦνται παραμορφώσεις τῶν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων. Οὕτω τὰ ἐκπεμπόμενα ἀπὸ τὴν κε-



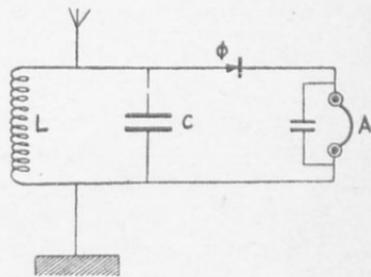
Σχ. 328. Σχηματικὴ διάταξις τοῦ πομποῦ.



Σχ. 329. Διαμόρφωσις τῶν κυμάτων. α φέρον κῆμα. β μικροφωνικὸν ἡμιτονοειδὲς ρεῦμα. γ διαμορφωμένον κῆμα. δ ἀνόρθωσις. ε τὸ ἀνορθωμένον ρεῦμα ἔχει τὴν μορφήν τοῦ μικροφωνικοῦ ρεύματος.

ραίαν ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα φέρουν ἀντιστοίχους παραμορφώσεις (**διαμορφωμένον κῆμα**). Εἰς τὸ σχῆμα 329 α δεικνύεται τὸ φέρον κῆμα, πρὶν ὑποστῆ διαμόρφωσιν, ἐνῶ εἰς τὸ σχῆμα 329 γ δεικνύονται τὰ διαμορφωμένα κύματα. Εἰς τὰ σχήματα 329 δ καὶ 329 ε δεικνύεται τὸ λαμβανόμενον εἰς τὸν δέκτην ἀντίστοιχον ρεῦμα πρὸ τῆς ἀνορθώσεως καὶ μετὰ τὴν ἀνόρθωσιν τοῦ ρεύματος.

**275. Δέκτης ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων.** — Ὁ δέκτης περιλαμβάνει **κεραίαν**, ἡ ὁποία συνδέεται μὲ κύκλωμα ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων. Τοῦτο εἶναι συντονισμένον πρὸς τὸ κύκλωμα τοῦ πομποῦ. Ὁ δέκτης πρέπει νὰ μετατρέψῃ τὰς ὑψηλῆς συχνότητος διαμορφωμένας ἠλεκτρικὰς ταλαντώσεις εἰς ἤχον. Αἱ χρησιμοποιούμεναι σήμερον συχνότητες κυμαίνονται ἀπὸ 15 000 Hz ἕως 20 000 000 Hz. Ἐὰν τὰ ἀκουστικὰ συνδεθῶν ἀπ' εὐθείας μὲ τὸ κύκλωμα ταλαντώσεων τοῦ δέκτου, τότε ἡ πλάξ τοῦ ἀκουστικοῦ θὰ μείνῃ ἀκίνητος, διότι δὲν δύναται νὰ παρακολουθήσῃ τὰς τόσον ταχείας μεταβολὰς τοῦ ρεύματος. Ἐξ ἄλλου αἱ συχνότητες αὗται ἀντιστοιχοῦν εἰς μὴ ἀκουστους ἤχους. Ἡ δυσκολία αὕτη αἴρεται, ἐὰν μεταξὺ τοῦ κυκλώματος ταλαντώσεων καὶ τῶν ἀκουστικῶν παρεμβάλωμεν **φορατὴν**, ὁ ὁποῖος προκαλεῖ **ἀνόρθωσιν** τῶν διαμορφωμένων ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων. Ἡ ἀπλουτέστερα ἀνορθωτικὴ διάταξις εἶναι ὁ

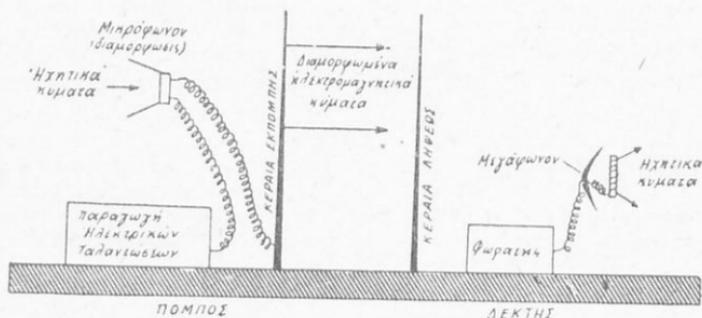


Σχ. 330. Διάταξις δέκτου μὲ κρυσταλλικὸν φορατὴν (Φ) καὶ ἀκουστικὰ (Α).

κρυσταλλικός φωρατής (σχ. 330). Ὁ φωρατής ἐπιτυγχάνει νὰ μετατρέψῃ τὰς διαμορφωμένας ἠλεκτρικὰς ταλαντώσεις εἰς ρεῦμα σταθεροῦς διευθύνσεως, ἀλλὰ μεταβαλλομένης ἐντάσεως (σχ. 329 ε). Τὸ ρεῦμα τοῦτο προκαλεῖ τὴν διέγερσιν τῆς πλακῶς τοῦ ἀκουστικοῦ.

Εἰς τὴν **δούρματον τηλεγραφίαν** ἢ μετάδοσιν τῶν μορσικῶν σημάτων (παῦλαι καὶ τελεῖαι) γίνεται μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ χειριστηρίου, μὲ τὸ ὁποῖον προκαλοῦμεν διαμορφώσεις μακροτέρας ἢ μικροτέρας διαρκείας. Εἰς τὸν δέκτην αἱ διαμορφώσεις αὐταὶ μετατρέπονται διὰ τοῦ φωρατοῦ καὶ τῶν ἀκουστικῶν εἰς ἤχον σταθεροῦ ὕψους μακροτέρας ἢ μικροτέρας διαρκείας.

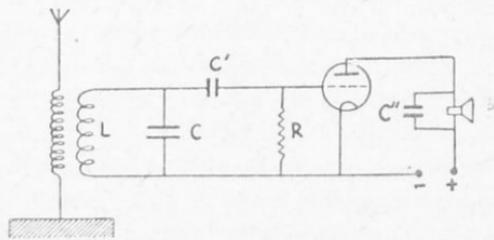
Εἰς τὴν **ραδιοφωνίαν**, διὰ τὴν ἀναπαραγωγὴν τῶν μεταδιδομένων συνθέτων ἤχων, χρησιμοποιοῦνται ἀκουστικὰ ἢ μεγάφωνον. Εἰς τὸ σχῆμα 329 δεικνύ-



Σχ. 331. Σχηματικὴ διάταξις τῆς ραδιοφωνικῆς τηλεπικοινωνίας.

ονται: α) τὸ φέρον κύμα πρὸ τῆς διαμορφώσεως, β) ἡ περιοδικὴ μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος τοῦ μικροφώνου, ἢ ὁποῖα ἀντιστοιχεῖ εἰς ἓνα ἄπλοῦν ἢ σύνθετον ἤχον, γ) ἡ διαμορφωμένη ταλάντωσις, ἢ ὁποῖα διαορθεῖ τὸ κύκλωμα ταλαντώσεων τοῦ δέκτου, δ) ἡ ἀνόρθωσις, τὴν ὁποῖαν προκαλεῖ ὁ φωρατής. Ἡ γραμμὴ ε εἰς τὸ ἀνορθωμένον ρεῦμα παριστᾷ τὴν ἐντασιν τοῦ ρεύματος τούτου· παρατηροῦμεν ὅτι ἡ γραμμὴ αὕτη ἔχει τὴν μορφήν τῆς περιοδικῆς μεταβολῆς τοῦ ρεύματος τοῦ μικροφώνου. Οὕτω τὸ ἀκουστικὸν ἢ τὸ μεγάφωνον ἀναπαράγει τὸν πρὸ τοῦ μικροφώνου παραχθέντα ἤχον. Εἰς τὸ σχῆμα 331 δεικνύεται ἡ ἀρχή, ἐπὶ τῆς ὁποίας στηρίζεται ἡ ραδιοφωνία.

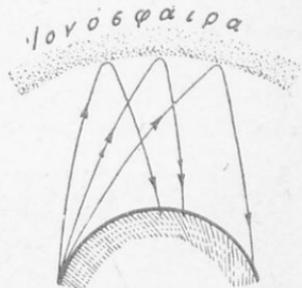
**276. Ραδιόφωνον.**—Σήμερον εἰς τοὺς ραδιοφωνικοὺς δέκτας χρησιμοποιοῦνται ὡς φωραταὶ αἱ τρίοδοι ἠλεκτρονικαὶ λυχνίαι. Οἱ τοιοῦτοι δέκται καλοῦνται **ραδιόφωνα**. Εἰς τὸ σχῆμα 332 δεικνύεται ἡ συνδεσμολογία ἑνὸς ἄπλοῦ ραδιοφώνου μὲ μίαν τρίοδον λυχνίαν. Αἱ ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις, τὰς ὁποίας δημιουργοῦν τὰ ἐπὶ τῆς κεραίας τοῦ δέκτου προσπίπτοντα ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα,



Σχ. 332 Ραδιόφωνον μὲ μίαν τρίοδον λυχνίαν.

τα, εἶναι γενικῶς πολὺ ἀσθενεῖς. Διὰ τοῦτο χρησιμοποιοῦμεν *ἐνισχυτάς*, οἱ ὁποῖοι παρεμβάλλονται εἴτε πρὸ τοῦ φωρατοῦ, εἴτε μετὰ τὸν φωρατὴν. Ὡς ἐνισχυταὶ χρησιμοποιοῦνται γενικῶς κατάλληλοι ἠλεκτρονικαὶ λυχνίαι.

**277. Διάδοσις τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων.** — Τὸ πείραμα καὶ ἡ θεωρία ἀποδεικνύουν ὅτι τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, τὰ ὁποῖα ἀναχωροῦν ἀπὸ τὴν κεραίαν τοῦ πομποῦ, δύνανται νὰ διακριθοῦν εἰς δύο τμήματα: α) Τὰ *κύματα ἐπιφανείας*, τὰ ὁποῖα διαδίδονται πλησίον τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐδάφους καὶ β) τὰ *κύματα χώρου*, τὰ ὁποῖα ἐκπέμπονται ὑπὸ τῆς κεραίας πρὸς τὰ ἄνω. Ἡ θεωρία καὶ τὸ πείραμα ἀποδεικνύουν ὅτι τὰ κύματα ἐπιφανείας ἀπορροφῶνται τόσον περισσότερον, ὅσον μικρότερον εἶναι τὸ μῆκος κύματος. Τὰ κύματα χώρου εἰς ὕψος 100 km περίπου ὑφίστανται ἀνάκλασιν ἐπὶ τῆς Ἴονοσφαίρας (§ 238), ἡ ὁποία εἶναι Ἴονισμένον στρώμα τῆς ἀτμοσφαίρας συμπεριφερόμενον ὡς ἀγωγὸς (σχ. 333). Τὰ ἀνακλώμενα κύματα ἐπιστρέφουν πρὸς τὸ ἔδαφος καὶ φθάνουν εἰς μεγάλας ἀποστάσεις χωρὶς νὰ ἐλαττωθῇ ἡ ἔντασις των.

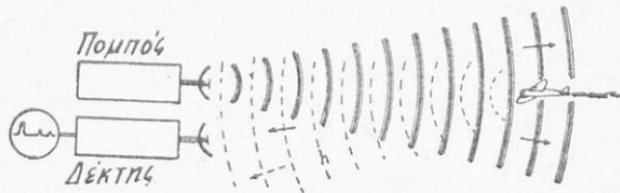


Σχ. 333. Ἀνάκλασις τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων ἐπὶ τῆς Ἴονοσφαίρας.

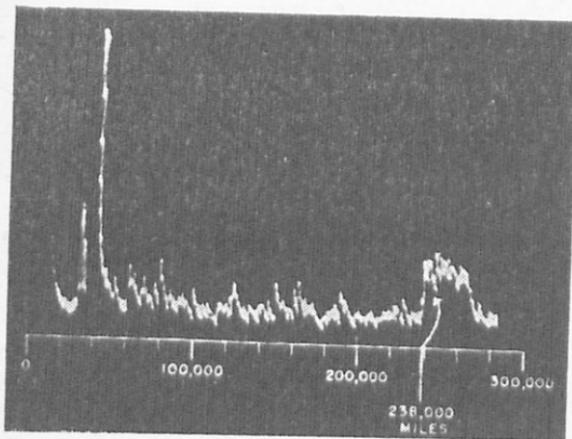
**278. Εἶδη κυμάτων.** — Τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, τὰ ὁποῖα χρησιμοποιεῖ ἡ τηλεπικοινωνία, διακρίνονται εἰς τὰ ἑξῆς εἶδη: α) Τὰ *μακρὰ κύματα* ( $\lambda > 600$  m) παρουσιάζουν μικρὰν ἀπορρόφησιν τῶν κυμάτων ἐπιφανείας καὶ εἶναι κατάλληλα διὰ μετάδοσιν εἰς μεγάλας ἀποστάσεις. β) Τὰ *μεσαῖα κύματα* ( $\lambda = 200$  ἕως 600 m) εἶναι κατάλληλα δι' ἐκπομπάς, αἱ ὁποῖαι προορίζονται διὰ μικρὰς σχετικῶς ἀποστάσεις. γ) Τὰ *βραχέα κύματα* ( $\lambda = 10$  ἕως 200 m) παρουσιάζουν πολὺ μεγάλην ἀπορρόφησιν τῶν κυμάτων ἐπιφανείας, εἶναι ὅμως κατάλληλα δι' ἐκπομπάς εἰς μεγάλας ἀποστάσεις. Εἰς τὰ βραχέα κύματα τὰ κύματα χώρου ὑφίστανται διαδοχικὰς ἀνακλάσεις ἐπὶ τῆς Ἴονοσφαίρας καὶ ἐπὶ τοῦ ἐδάφους χωρὶς σημαντικὴν ἔξασθένεισιν. Οὕτω φθάνουν εἰς μεγάλας ἀποστάσεις. δ) Τὰ *ὑπερβραχέα κύματα* ( $\lambda < 10$  m) δὲν ἀνακλῶνται ἐπὶ τῆς Ἴονοσφαίρας καὶ ἡ διάδοσις αὐτῶν γίνεται ἀποκλειστικῶς διὰ κυμάτων ἐπιφανείας. Ἡ διάδοσις τῶν ὑπερβραχέων κυμάτων εἶναι σχεδὸν εὐθύγραμμος καὶ ὁμοιάζει μὲ τὴν διάδοσιν τοῦ φωτός. ε) Τὰ *μικροκύματα* ( $\lambda = 0,1$  cm ἕως 1 m) διαδίδονται εὐθυγραμμῶς, ὅπως ἀκριβῶς καὶ τὸ φῶς. Οὕτω δύνανται νὰ ἀποτελέσουν κατευθυνομένας δέσμας, ὅπως συμβαίνει μὲ τὰς φωτεινάς δέσμας.

**279. Ραντάρ.** — Τὰ μικροκύματα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὸ *ραντάρ*. Τοῦτο εἶναι συσκευή, διὰ τῆς ὁποίας δυνάμεθα νὰ ἀποκαλύψωμεν τὴν παρουσίαν ἀντικειμένων εὐρισκομένων εἰς μεγάλην ἀπόστασιν. Τὸ ραντάρ ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓνα πομπὸν μικροκυμάτων καὶ ἀπὸ ἓνα πομπότο. Εκπαιδευτικὴς Πολιτικῆς Ἡ κεραία τοῦ

πομποῦ καὶ ἡ κεραία τοῦ δέκτη εὐρίσκονται εἰς τὴν ἐστίαν παραβολικοῦ κατόπτρου. Κατὰ χρονικὰ διαστήματα ἴσα πρὸς 1/1000 τοῦ δευτερολέπτου ἀναχωροῦν ἀπὸ τὴν κεραίαν τοῦ πομποῦ συρμοὶ μικροκυμάτων. Ἡ ἐκπομπὴ ἐκάστου συρμοῦ διαρκεῖ ἐπὶ 1/1 000 000 τοῦ δευτερολέπτου. Τὰ μικροκύματα διαδίδονται εὐθυγράμμως καὶ ὅταν προσπέσουν ἐπὶ διαφόρων ἐπιφανειῶν ἀνακλῶνται καὶ ἐπιστρέφουν εἰς τὸν δέκτην. Οὗτος περιλαμβάνει κατάλληλον ἐνισχυτὴν καὶ σωλῆνα Braun (§ 245). Ὅταν ὁ πομπὸς δὲν ἐκπέμπῃ μικροκύματα, τότε ἡ φωτεινὴ κηλὶς διαγράφει ταχύτατα ἐπὶ τοῦ φθορίζοντος διαφράγματος μίαν ὀριζοντίαν γραμμὴν. Κατὰ τὴν στιγμήν τῆς ἐκπομπῆς τῶν μικροκυμάτων, ὅπως καὶ κατὰ τὴν στιγμήν τῆς ἀφίξεως εἰς τὸν δέκτην τῶν ἀνακλασθέντων μικροκυμάτων, ἡ φωτεινὴ κηλὶς ἐκτρέπεται ἀποτόμως καὶ οὕτω ἐμφανίζονται δύο αἰχμαί, ἐκ τῶν ὁποίων ἡ πρώτη ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν ἐκπομπήν καὶ ἡ δευτέρα εἰς τὴν ἀφίξιν τῶν μικροκυμάτων. Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο αἰχμῶν εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν χρόνον, ὁ ὁποῖος μεσολαβεῖ μεταξὺ τῆς ἐκπομπῆς καὶ τῆς ἀφίξεως τῶν μικροκυμάτων. Ὁ χρόνος οὗτος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόστασιν τοῦ πομποῦ ἀπὸ τὸν στόχον, ἐπὶ τοῦ ὁποίου ἀνακλῶνται τὰ μικροκύματα. Οὕτω ἡ μεταξὺ τῶν δύο αἰχμῶν ἀπόστασις παρέχει ἐπὶ κλίμακος τὴν ἀπόστασιν τοῦ στόχου ἀπὸ τὸν πομπόν. Τὰ μικροκύματα διέρχονται διὰ μέσου τῶν νεφῶν, τῆς ομίχλης καὶ τοῦ θαλασίου ὕδατος. Ἐπίσης διέρχονται καὶ διὰ μέσου τῆς ἰονοσφαίρας. Οὕτω μικροκύματα, τὰ ὁποῖα ἐξεπέμφθησαν πρὸς τὴν Σελήνην, ὑπέστησαν ἐπ' αὐτῆς ἀνάκλασιν καὶ ἐπέστρεψαν εἰς τὸν δέκτην τοῦ ραντάρ (σχ. 335).



Σχ. 334. Ἐξήγησις τῆς λειτουργίας τοῦ ραντάρ.

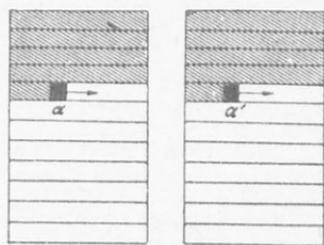


Σχ. 335. Τὰ κατευθυνθέντα πρὸς τὴν Σελήνην μικροκύματα, μετὰ τὴν ἀνάκλασιν τῶν ἐπὶ τῆς Σελήνης, ἐπέστρεψαν εἰς τὴν Γῆν καὶ κατεγράφησαν εἰς τὸν δέκτην.

πρὸς τὴν ἀφίξιν τῶν μικροκυμάτων. Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο αἰχμῶν εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν χρόνον, ὁ ὁποῖος μεσολαβεῖ μεταξὺ τῆς ἐκπομπῆς καὶ τῆς ἀφίξεως τῶν μικροκυμάτων. Ὁ χρόνος οὗτος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόστασιν τοῦ πομποῦ ἀπὸ τὸν στόχον, ἐπὶ τοῦ ὁποίου ἀνακλῶνται τὰ μικροκύματα. Οὕτω ἡ μεταξὺ τῶν δύο αἰχμῶν ἀπόστασις παρέχει ἐπὶ κλίμακος τὴν ἀπόστασιν τοῦ στόχου ἀπὸ τὸν πομπόν. Τὰ μικροκύματα διέρχονται διὰ μέσου τῶν νεφῶν, τῆς ομίχλης καὶ τοῦ θαλασίου ὕδατος. Ἐπίσης διέρχονται καὶ διὰ μέσου τῆς ἰονοσφαίρας. Οὕτω μικροκύματα, τὰ ὁποῖα ἐξεπέμφθησαν πρὸς τὴν Σελήνην, ὑπέστησαν ἐπ' αὐτῆς ἀνάκλασιν καὶ ἐπέστρεψαν εἰς τὸν δέκτην τοῦ ραντάρ (σχ. 335).

280. Τηλεόρασις καὶ τηλεφωτογραφία. — Ἡ δι' ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων μεταβίβασις εἰκόνων προσώπων ἢ ἀντικειμένων ἐν κινήσει καλεῖται **τηλεόρασις**, ἡ δὲ μεταβίβασις ἐντύπων εἰκόνων καλεῖται **τηλεφωτογραφία**. Καὶ Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

εἰς τὰς δύο ὅμως περιπτώσεις εἶναι ἐπὶ τοῦ παρόντος ἀδύνατον νὰ μεταβιβασθῇ διὰ μιᾶς ὁλόκληρος ἢ εἰκῶν. Διὰ τοῦτο ἡ εἰκὼν ἀναλύεται εἰς πολὺν μεγάλον ἀριθμὸν μικρῶν τμημάτων, τὰ ὁποῖα μεταβιβάζονται διαδοχικῶς. Διὰ νὰ ἀναλυθῇ ἡ εἰκὼν εἰς τμήματα, διαιρεῖται αὕτη εἰς στενάς παραλλήλους ζώνας. Αἱ ζῶναι «σαρώνονται» ἢ μία κατόπιν τῆς ἄλλης ἀπὸ λεπτήν φωτεινὴν δέσμη.

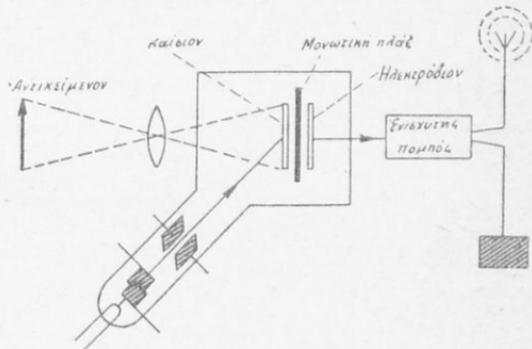


ἐκπομπὴ                      λήψις

Σχ. 336. Ἀνάλυσις τῆς πρὸς μεταβίβασιν εἰκόνας εἰς μικρὰ τμήματα, τὰ ὁποῖα μεταβιβάζονται διαδοχικῶς.

Ἡ σάρωσις ὁλοκλήρου τῆς εἰκόνας γίνεται ταχύτατα. Εἰς τὴν τηλεόρασιν μάλιστα πρέπει νὰ γίνεται εἰς χρόνον μικρότερον τοῦ 1/16 τοῦ δευτερολέπτου. Εἰς τὸν δέκτην μία κατάλληλος διάταξις ἐπιτρέπει νὰ ἀναπαράγονται τὰ διαδοχικὰ τμήματα, εἰς τὰ ὁποῖα ἀνελύθη ἡ εἰκὼν. Οὕτω εἰς μίαν δεδομένην στιγμήν εἰς τὸν δέκτην ἀναπαράγεται ἓνα τμήμα α', τὸ ὁποῖον ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ ὁμόλογον τμήμα α τῆς πρὸς μεταβίβασιν εἰκόνας (σχ. 336).

α) **Τηλεόρασις.**—Διὰ τὴν ἀνάλυσιν τῆς εἰκόνας εἰς μικρὰ τμήματα χρησιμοποιεῖται σήμερον συνήθως τὸ **εἰκονοσκόπιον τοῦ Zworykin**. Τοῦτο εἶναι σωλήν Braun, ὁ ὁποῖος φέρει εἰς τὸ ἐσωτερικόν του μίαν λεπτήν μονωτικὴν πλάκα (σχ. 337). Ἡ μία ἐπιφάνεια τῆς πλάκας ἔχει καλυφθῆ με πολὺν μεγάλον ἀριθμὸν μικροτάτων τεμαχίων καισίου, ἐνῶ ἡ ἄλλη ἐπιφάνεια τῆς πλάκας καλύπτεται με μεταλλικὴν πλάκα (ἤλεκτροδίου). Οὕτω ἕκαστον τεμάχιον καισίου καὶ τὸ ἀντίστοιχον τμήμα τοῦ ἤλεκτροδίου ἀποτελεῖ μικρότατον πυκνωτήν. Μὲ τὴν βοήθειαν φακοῦ σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ στρώματος τοῦ καισίου τὸ πραγματικὸν εἶδωλον τῆς πρὸς μεταβίβασιν εἰκόνας. Τότε ἀπὸ ἕκαστον τεμάχιον τοῦ καισίου ἀποσπῶνται φωτοηλεκτρόνια· οὕτω ἕκαστον τεμάχιον καισίου ἀποκτᾷ θετικὸν φορτίον ἀνάλογον πρὸς τὴν φωτεινὴν ροήν, ἢ ὁποῖα ἔπесен ἐπὶ τοῦ τεμαχίου. Κατ' αὐτὸν τρόπον οἱ μικρότατοι πυκνωταὶ φορτίζονται. Ἐπειτα ἡ καθοδικὴ δέσμη ἀρχίζει νὰ σαρώνῃ διαδοχικῶς τὰς διαφόρους σειρὰς τῶν τεμαχίων τοῦ καισίου. Τὰ ἠλεκτρόνια τῆς καθοδικῆς δέσμης ἐξουδετερώνουν τὸ θετικὸν φορτίον ἕκαστου τεμαχίου καισίου. Αὕτη ἡ ἐξουδετέρωσις ἰσοδυναμεῖ με ἐκκένωσιν τῶν μικροτάτων πυκνωτῶν καὶ οὕτω δημιουργοῦνται διαδοχικὰ ρεύματα, τὰ ὁποῖα, ἀφοῦ ἐνισχυθῶν, διαβιβάζονται εἰς τὸν ραδιοπομπόν, ὅπου διαμορφώνουν τὰ ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρομα-

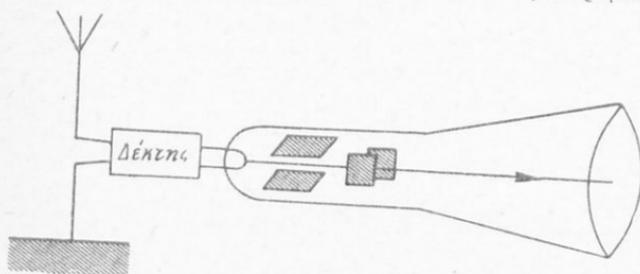


Σχ. 337. Σχηματικὴ διάταξις τοῦ πομποῦ τηλεόρασεως.

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

γνητικά κύματα. Μὲ τὸ εἰκονοσκόπιον ἐπιτυγχάνομεν ἀφ' ἑνὸς μὲν τὴν ἀνάλυσιν τῆς εἰκόνας καὶ ἀφ' ἑτέρου τὴν μετατροπὴν τῶν φωτεινῶν διαφορῶν τῆς εἰκόνας εἰς διαφορὰς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, αἱ ὁποῖαι προκαλοῦν ἀντιστοίχους διαμορφώσεις τοῦ φέροντος κύματος.

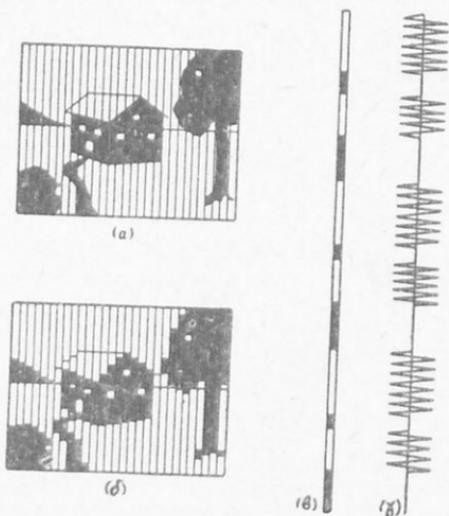
Ὁ δέκτης τηλεοράσεως εἶναι συνήθως ραδιοφωνικὸς δέκτης, ὁ ὁποῖος συνδέεται μὲ σωλῆνα Braun (σχ. 338). Τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, τὰ ὁποῖα



Σχ. 338. Σχηματικὴ διάταξις δέκτης τηλεοράσεως.

προσπίπτουν ἐπὶ τῆς κεραίας, δημιουργοῦν ρεύματα. Ταῦτα ἐνισχύονται καταλλήλως καὶ ρυθμίζονται τὴν ἔντασιν τῆς καθοδικῆς δέσμης. Οὕτω ἐπὶ τοῦ φθορίζοντος διαφράγματος ἀναπαράγεται ἡ εἰκὼν, διότι εἰς ἑκάστην στιγμὴν ἡ λαμ-

πρότης τοῦ διαφράγματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν φωτεινότητα τοῦ κατὰ τὴν στιγμὴν ἐκείνην ἐκφοριζομένου στοιχειώδους πυκνωτοῦ. Ἐπειδὴ ὁλόκληρος ἡ εἰκὼν ἀναπαράγεται ἐπὶ τοῦ διαφράγματος εἰς χρόνον μικρότερον τοῦ 1/16 τοῦ δευτερολέπτου, ὁ ὀφθαλμὸς δὲν ἀντιλαμβάνεται τὴν διαδοχικὴν μεταβάσιν μικρῶν τμημάτων τῆς εἰκόνας τοῦ ἀντικειμένου. Εἰς τὴν τηλεόρασιν χρησιμοποιοῦνται μόνον ὑπερβραχέα κύματα, τὰ ὁποῖα φθάνουν εἰς μικρὰ ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν πομπόν. Εἰς τὸ σχῆμα 339 α δεικνύεται ἡ πρὸς μεταβάσιν εἰκὼν, ἡ ὁποία ἔχει ἀναλυθῆ εἰς κατακορύφους ζώνας. Εἰς τὸ σχῆμα 339 β φαίνεται ἡ σάρωσις τῶν τριῶν πρώτων ζωνῶν ἐξ ἀριστερῶν, εἰς δὲ τὸ σχῆμα 339 γ φαίνονται αἱ ἀντίστοιχοι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις· τὸ σχῆμα 339 δ δεικνύει τὴν λαμβανόμενὴν εἰκόνα εἰς τὸν δέκτην.

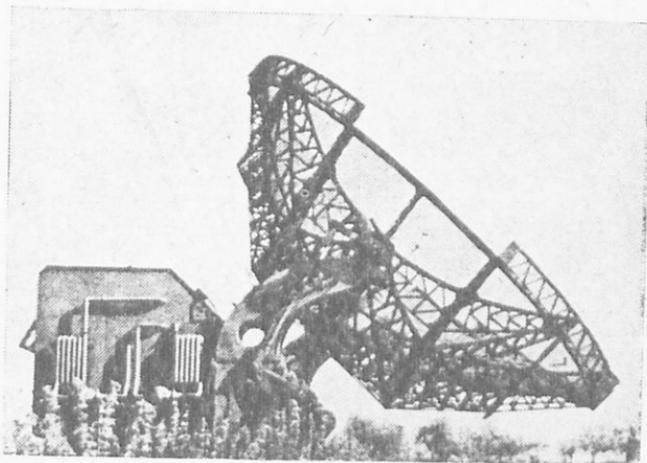


Σχ. 339. Μεταβάσεις καὶ λήψις εἰκόνας εἰς τὴν τηλεόρασιν.

β) **Τηλεφωτογραφία.** Ἡ μεταβάσις ἐντύπου εἰκόνας στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἰδίας ἀρχῆς ἐπὶ τῆς ὁποίας στηρίζεται καὶ ἡ τηλεόρασις, μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι εἰς τὴν τηλεφωτογραφίαν ἡ σάρωσις τῆς εἰκόνας εἶναι πολὺ βραδυτέρα. Εἰς τὸν δέκτην ἡ εἰκὼν ἀποτυπώνεται ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακός. Εἰς τὴν τηλεφωτογραφίαν

χρησιμοποιοῦνται τὰ συνήθη ραδιοφωνικὰ κύματα, τὰ ὁποῖα φθάνουν εἰς μεγάλην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν πομπόν. Ἡ τηλεφωτογραφία ἐφαρμόζεται σήμερον εὐρύτατα ὑπὸ τῆς δημοσιογραφίας διὰ τὴν ταχείαν μετάδοσιν φωτογραφιῶν ἐπικαιρῶν γεγονότων.

281. **Ραδιοαστρονομία.**—Κατὰ τὰ τελευταῖα ἔτη ἀναπτύσσεται ταχύτατα ἓνας νέος κλάδος τῆς Ἀστροφυσικῆς, ἡ **Ραδιοαστρονομία**. Ὁ νέος αὐτὸς κλάδος τῆς Ἐπιστήμης ἐρευνᾷ τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν, ἡ ὁποία φθάνει εἰς τὸν πλανήτην μας ἀπὸ τὰς διαφόρους περιοχὰς τοῦ διαστήματος. Ἡ παλαιά



Σχ. 340. Ραδιοτηλεσκόπιον τοῦ Ἐθνικοῦ Κέντρου Ἐπιστημονικῶν Ἐρευνῶν τῆς Γαλλίας. Τὸ « κάτοπτρον » ἔχει διάμετρον 7,5 m καὶ εἰς τὴν ἐστίαν του φέρει κατάλληλον κεραίαν διὰ τὴν λήψιν κοσμικῶν κυμάτων, ἐχόντων μῆκος κύματος 33 cm.

μέθοδος ἐρεύνης τοῦ Οὐρανοῦ στηρίζεται εἰς ὀπτικὰς παρατηρήσεις. Ἡ Ραδιοαστρονομία ἀποτελεῖ νέαν μέθοδον ἐρεύνης τοῦ Σύμπαντος. Ἡ ἐκ τοῦ διαστήματος προερχομένη ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία ἔχει μῆκη κύματος ἀπὸ μερικὰ χιλιοστόμετρα ἕως μερικὰς δεκάδας μέτρων· δὲν ἀπορροφᾶται ἀπὸ τὰ σκοτεινὰ νέφη τῆς κοσμικῆς ὕλης, τὰ ὁποῖα μᾶς ἀποκρύπτουν ὠρισμένας περιοχὰς τοῦ Οὐρανοῦ. Τὸ **ραδιοτηλεσκόπιον** εἶναι σύστημα κεραίων μεγάλων διαστάσεων ἢ μεγάλο παραβολικὸν κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν ἐστίαν του φέρει κατάλληλον κεραίαν (σχ. 340). Ἡ συλλαμβανομένη ἀπὸ τὴν κεραίαν ἐνέργεια ἐνισχύεται μὲ καταλλήλους ἐνισχυτάς. Ἡ Ραδιοαστρονομία, καίτοι νεώτατος ἀκόμη κλάδος, μᾶς προσέφερε πολυτίμους γνώσεις περὶ τοῦ Σύμπαντος. Ἰδιαιτέραν ἀξίαν ἀπέκτησε μία ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία, ἡ ὁποία ἔχει μῆκος κύματος 21 cm· ἡ ἀκτινοβολία αὕτη ἐκπέμπεται ἀπὸ οὐδέτερα ἄτομα ὑδρογόνου καὶ ἀπέβη ἓνα ἰσχυρότατον ὄργανον ἐρεύνης τῆς ἀστρικῆς ὕλης. Αἱ συνθῆκαι, ὑπὸ τὰς ὁποίας παράγεται ἡ ἀκτινοβολία αὕτη, μᾶς εἶναι θεωρητικῶς τελείως γνωσταί. Διὰ τοῦτο ἡ ἀκτινοβολία, ἡ ἔχουσα μῆκος κύματος 21 cm, μᾶς ὀδηγεῖ εἰς πολύτιμα συμπεράσματα σχετικῶς μὲ τὴν πυκνότητα τοῦ ἐκπέμποντος σώματος, τὴν θερμοκρασίαν του, τὴν κίνησίν του καὶ εἰς μερικὰς περιπτώσεις διὰ τὴν ἀπόστασίν του.

Ἀπὸ τὸ 1942 διάφοροι παρατηρηταί (Hey, Southworth, Reber) ἀνεκά-  
 Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

λυσαν ὅτι ὁ ἥλιος ἐκπέμπει μίαν ἠλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν εἰς τὴν περιόχην τῶν ἐρτζιανῶν κυμάτων. Τὸ μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας αὐτῆς ἐκτείνεται ἀπὸ ἕνα ἑκατοστόμετρον μέχρι μερικῶν μέτρων. Τὰ ἐκπεμπόμενα ἀπὸ τὸν ἥλιον ὑπερβραχέα κύματα ἔχουν ὅλα τὰ χαρακτηριστικὰ τῶν συνήθων ραδιοφωνικῶν κυμάτων καὶ δυνάμεθα νὰ τὰ ἀκούσωμεν εἰς ἕνα μεγάφωνον. Ὁ ἀκουόμενος τότε ἦχος εἶναι ἕνας ἀσθενὴς θόρυβος (ἡ λ ι α κ ὀ ς ρ α δ ι ο θ ὀ ρ υ β ο ς). Ἡ ἔντασις τοῦ ἠλιακοῦ ραδιοθορύβου μεταβάλλεται ἀπὸ τὴν μίαν ἡμέραν εἰς τὴν ἄλλην καὶ αὐξάνεται ἀποτόμως, ὅταν ἐπὶ τοῦ ἥλιου αὐξάνεται ὁ ἀριθμὸς τῶν κηλίδων καὶ τῶν φωτοσφαιρικῶν πυρῶν. Ἀπὸ τὰς παρατηρήσεις εὐρέθη ὅτι κατὰ τὴν περίοδον τῆς ἡμερίας τοῦ ἥλιου τὰ ἠλιακὰ ἐρτζιανὰ κύματα προέρχονται ἀπὸ τὰ ἐξωτερικὰ στρώματα τῆς ἠλιακῆς ἀτμοσφαιράς. Κατὰ τὴν περίοδον τῆς ἠλιακῆς δράσεως παρατηροῦνται ἀπότομοι αὐξήσεις τῆς ἐντάσεως τῶν ἠλιακῶν ραδιοθορύβων· αὐτοὶ οἱ ραδιοθόρυβοι διαρκοῦν ἐπὶ πολλὰ λεπτὰ τῆς ὥρας καὶ συνοδεύουν τὴν ἐμφάνισιν ἐκρήξεων ἐπὶ τῆς χρωμοσφαιράς.

Ἡ ραδιοαστρονομικὴ ἔρευνα τοῦ Οὐρανοῦ ἀπέδειξεν ὅτι πομποὶ κοσμικῶν ἐρτζιανῶν κυμάτων εὐρίσκονται εἰς τὸν Γαλαξίαν καὶ ἐκτὸς τοῦ Γαλαξίου. Ὁ ἰσχυρότερος γαλαξιακὸς πομπὸς κοσμικῶν ἐρτζιανῶν κυμάτων ἀνεκαλύφθη εἰς ἕνα σημεῖον τοῦ ἀστερισμοῦ τῆς Κασσιόπης, ὅπου δὲν εἶχε ποτὲ παρατηρηθῆ ὀπτικῶς κανένας ἀστὴρ. Μετὰ τὴν ἀνακάλυψιν τοῦ ραδιοπομποῦ παρετηρήθη καὶ ὀπτικῶς ὅτι εἰς τὸ σημεῖον ἐκεῖνο τοῦ Γαλαξίου ὑπάρχει ἕνας ἄγνωστος γαλαξιακὸς νεφελοειδής, ὁ ὁποῖος εἶναι ἕνας ἐνδιαφέρων τύπος νεφελοειδοῦς καὶ ἀποτελεῖται ἀπὸ σύστημα νεφῶν. Ἡ μελέτη τοῦ Γαλαξίου μὲ τὰ κοσμικὰ ἐρτζιανὰ κύματα, τὰ ὁποῖα ἔχουν μῆκος κύματος 21 cm, ἀπέδειξεν ὅτι ὁ Γαλαξίας εἶναι ἕνας σπειροειδὴς νεφελοειδής. Ἡ κοσμικὴ ὕλη, ἡ ὁποία εἶναι διεσπαρμένη μεταξὺ τῶν ἀστέρων καὶ ἔχει μᾶζαν ἴσην περίπου μὲ τὴν μᾶζαν ὅλων τῶν ἀστέρων, ἀποτελεῖται κυρίως ἀπὸ ἄτομα ὕδρογόνου, εὐρισκόμενα εἰς τὴν πλέον σταθερὰν κατάστασιν.

Ἡ ραδιοαστρονομικὴ ἔρευνα ἐπεκτείνεται καὶ εἰς τὸ ἐκτὸς τοῦ Γαλαξίου διάστημα. Τὸ 1946 ἀνεκαλύφθη εἰς τὸν ἀστερισμὸν τοῦ Κύκνου ἕνας πομπὸς κοσμικῶν ἐρτζιανῶν κυμάτων. Ἐξ ἔτη βραδύτερον, χάρις εἰς τὸ μεγάλο τηλεσκόπιον τοῦ ὄρους Παλομάρ, ἀνεκαλύφθη καὶ ὀπτικῶς ὅτι εἰς τὸ σημεῖον ἐκεῖνο τοῦ διαστήματος ὑπάρχει ἕνας ἐξωγαλαξιακὸς νεφελοειδής, εὐρισκόμενος εἰς ἐξαιρετικῶς μεγάλην ἀπόστασιν. Σήμερον εἶναι ἐξηκριβωμένοι δέκα περίπου ἐξωγαλαξιακαὶ πηγαὶ ἐκπομπῆς κοσμικῶν ἐρτζιανῶν κυμάτων. Μερικαὶ ἀπὸ τὰς πηγὰς αὐτὰς ἀντιστοιχοῦν εἰς κανονικοὺς σπειροειδεῖς νεφελοειδεῖς, ὅπως π.χ. ὁ νεφελοειδὴς τῆς Ἀνδρομέδας. Ἄλλαι ἀπὸ τὰς πηγὰς αὐτὰς ἀντιστοιχοῦν εἰς ομάδας νεφελοειδῶν.

Ἡ ραδιοαστρονομικὴ μέθοδος ἐρεῖνης τοῦ διαστήματος ἤρχισε πρὸ ὀλίγων μόλις ἐτῶν καὶ ἀποτελεῖ νέον τρόπον μελέτης τοῦ Σύμπαντος. Μὲ τὰ ραδιοτηλεσκόπια ἐξερευνῶμεν σήμερον πολὺ μεγαλυτέραν ἔκτασιν τοῦ Σύμπαντος ἀπὸ ἐκείνην, τὴν ὁποίαν ἐξερευνῶμεν μὲ τὰ τελειότερα ὀπτικὰ τηλεσκόπια.

# ΑΤΟΜΙΚΗ ΚΑΙ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

## ΑΤΟΜΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

### ΔΟΜΗ ΤΟΥ ΑΤΟΜΟΥ

282. Περιοδικόν σύστημα τῶν στοιχείων. — Ἐάν καταγράψωμεν τὰ διάφορα στοιχεῖα κατὰ σειρὰν ἀτομικοῦ βάρους θὰ λάβωμεν τὸν κατωτέρω πίνακα :

Ἀῦξων ἀριθμὸς	Στοιχεῖον	Ἀτομικὸν βᾶρος
1	*Υδρογόνον H . . . . .	1,008
2	*Ἡλιον He . . . . .	4,003
3	Λίθιον Li . . . . .	6,940
4	Βηρύλλιον Be . . . . .	9,013
5	Βόριον B . . . . .	10,820
6	*Ἀνθραξ C . . . . .	12,010
7	*Ἀζωτον N . . . . .	14,008
8	*Ὄξυγόνον O . . . . .	16,000
9	Φθόριον F . . . . .	19,000
10	Νέον Ne . . . . .	20,183
11	Νάτριον Na . . . . .	22,997
12	Μαγνήσιον Mg . . . . .	24,320
13	*Ἀργίλλιον Al . . . . .	26,970
14	Πυρίτιον Si . . . . .	28,060
15	Φωσφόρος P . . . . .	30,980
16	Θεῖον S . . . . . κ.τ.λ.	32,066

Παρατηροῦμεν ὅτι αἱ χημικαὶ ιδιότητες τῶν στοιχείων μεταβάλλονται περιοδικῶς, καθ' ὅσον αὐξάνονται τὰ ἀτομικὰ βάρη. Οὕτω τὸ δέκατον στοιχεῖον (Ne) ὁμοιάζει χημικῶς μὲ τὸ δεύτερον στοιχεῖον (He), τὸ ἐνδέκατον στοιχεῖον (Na) ὁμοιάζει χημικῶς μὲ τὸ τρίτον στοιχεῖον (Li), . . . . . τὸ δέκατον ἕκτον (S) ὁμοιάζει μὲ τὸ ὄγδοον (O) κ.ο.κ. Ὡστε, αἱ χημικαὶ ιδιότητες τῶν στοιχείων ἐπαναλαμβάνονται περιοδικῶς, ἐφ' ὅσον προχωροῦμεν ἀπὸ τὰ ἐλαφρότερα πρὸς τὰ βαρύτερα ἄτομα. Ἡ παρατήρησις αὕτη ἔδωσεν ἀφορμὴν εἰς τὸν Mendelejeff (1869) νὰ συντάξῃ τὸ **περιοδικὸν σύστημα** τῶν στοιχείων. Ὁ αὔξων ἀριθμὸς τοῦ στοιχείου εἰς τὸ περιοδικὸν σύστημα καλεῖται **ἀτομικὸς ἀριθμὸς Z** τοῦ στοιχείου. Τὸ περιοδικὸν σύστημα ἀναγράφεται εἰς τὴν σελίδα 258.

Περί- οδος	'Ομάς I	'Ομάς II	'Ομάς III	'Ομάς IV	'Ομάς V	'Ομάς VI	'Ομάς VII	'Ομάς VIII	0	
1	1 H 1,0080								2 He 4,003	
2	3 Li 6,940	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,01	7 N 14,008	8 O 16,000	9 F 19,000		10 Ne 20,183	
3	11 Na 22,994	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,09	15 P 30,98	16 S 32,06	17 Cl 35,457		18 A 39,944	
4	19 K 39,096	20 Ca 40,08	21 Sc 44,96	22 Ti 47,90	23 V 50,95	24 Cr 52,01	25 Mn 54,93	26 Fe 55,85	27 Co 58,94	28 Ni 58,69
5	29 Cu 63,57	30 Zn 65,38	31 Ga 69,72	32 Ge 72,60	33 As 74,91	34 Se 78,96	35 Br 79,916		36 Kr 83,7	
	37 Rb 85,48	38 Sr 87,63	39 Y 88,92	40 Zr 91,22	41 Nb 92,91	42 Mo 95,95	43 Tc (99)	44 Ru 101,7	45 Rh 102,91	46 Pd 106,7
	47 Ag 107,880	48 Cd 112,41	49 In 114,76	50 Sn 118,70	51 Sb 121,76	52 Te 127,61	53 I 126,92		54 Xe 131,3	
6	55 Cs 132,91	56 Ba 137,36	57 Έως 71 Σπάνια γαία*	72 Hf 178,6	73 Ta 180,88	74 W 183,92	75 Re 186,31	76 Os 190,2	77 Ir 193,1	78 Pt 195,23
7	79 Au 197,2	80 Hg 200,61	81 Tl 204,39	82 Pb 207,21	83 Bi 209,00	84 Po 210	85 At (210)		86 Rn 222	
	87 Fr (223)	88 Ra 226,05	89 Ac 227,05	90 Th 232,12	91 Pa 231	92 U 238,07				

\* Σπάνια γαία

57 La 138,92	58 Ce 140,13	59 Pr 140,92	60 Nd 144,27	61 Pm (147)	62 Sm 150,43	63 Eu 152,0	64 Gd 156,9	65 Tb 159,2	66 Dy 162,46	67 Ho 164,94	68 Er 167,2	69 Tm 169,4	70 Yb 173,04	71 Lu 174,96
93 Np (237)	94 Pu (239)	95 Am (241)	96 Cm (242)	97 Bk (243)	98 Cf (244)	99 E (254)	100 Fm (255)	101 Mv (256)	102					

\* Υπεροξείδια στοιχεία

## 283. Ἀριθμὸς ἠλεκτρονίων καὶ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ πυρήνος.—

Ἡ πειραματικὴ καὶ ἡ θεωρητικὴ ἔρευνα ἀπέδειξαν ὅτι τὸ ἄτομον ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο διακεκριμένα μέρη, τὸν *πυρήνα* καὶ τὰ *ἠλεκτρόνια*, τὰ ὁποῖα περιφέρονται πέριξ τοῦ πυρήνος (§ 50). Αἱ μετρήσεις ἐπὶ τῶν ἠλεκτρονίων ἀπέδειξαν ὅτι τὸ ἠλεκτρόνιον εἶναι *κ ο ι ν ὸ ν σ υ σ τ α τ ι κ ὸ ν* τῶν ατόμων τῆς ὕλης καὶ φέρει πάντοτε ἀρνητικὸν φορτίον ἴσον μὲ ἓνα *στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον* ( $-e$ ).

Ἡ ἔρευνα ἀπέδειξε περαιτέρω ὅτι :

**Ἐπισημάνσεις:** Ὁ ἀριθμὸς τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα περιφέρονται πέριξ τοῦ ατομικοῦ πυρήνος εἶναι ἴσος μὲ τὸν ατομικὸν ἀριθμὸν ( $Z$ ) τοῦ στοιχείου.

Οὕτω τὸ ὀξυγόνον ἔχει ατομικὸν ἀριθμὸν  $Z = 8$ · ἄρα εἰς τὸ ἄτομον τοῦ ὀξυγόνου ὑπάρχουν 8 ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα συνολικῶς φέρουν ἀρνητικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον ἴσον μὲ  $-8e$ . Ἐπομένως τὸ θετικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ πυρήνος τοῦ ατόμου τοῦ ὀξυγόνου εἶναι ἴσον μὲ  $+8e$ , διότι εἰς τὸ οὐδέτερον ἄτομον τοῦ ὀξυγόνου τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ πυρήνος εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν ἴσον μὲ τὸ ἀρνητικὸν φορτίον τῶν ἠλεκτρονίων. Τὸ οὐράνιον ἔχει ατομικὸν ἀριθμὸν  $Z = 92$ · ἄρα εἰς τὸ ἄτομον τοῦ οὐρανίου ὑπάρχουν 92 ἠλεκτρόνια, τὸ δὲ θετικὸν φορτίον τοῦ ατομικοῦ πυρήνος τοῦ οὐρανίου εἶναι ἴσον μὲ  $+92e$ . Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα :

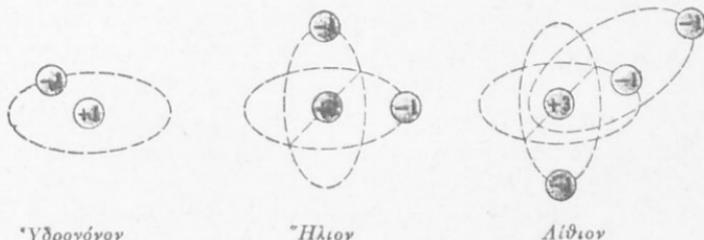
**Ἐπισημάνσεις:** Ὁ ατομικὸς ἀριθμὸς ( $Z$ ) ἐνὸς στοιχείου δεικνύει τὸν ἀριθμὸν τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα περιφέρονται πέριξ τοῦ πυρήνος τοῦ ατόμου, ἐπίσης δὲ δεικνύει καὶ τὸν ἀριθμὸν τῶν στοιχειῶδων θετικῶν φορτίων, τὰ ὁποῖα φέρει ὁ ατομικὸς πυρήν.

ἀριθμὸς ἠλεκτρονίων ατόμου =  $Z$

θετικὸν φορτίον πυρήνος:  $Q = Z \cdot e$

## 284. Κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων πέριξ τοῦ ατομικοῦ πυρήνος.—

Τὸ ἄτομον τοῦ ὑδρογόνου ( $Z = 1$ ) ἔχει ἓνα μόνον ἠλεκτρόνιον, τὸ ὁποῖον περι-



Σχ. 341. Ἄτομον ὑδρογόνου, ἡλίου καὶ λιθίου.

φέρεται πέριξ τοῦ πυρήνος ἐπὶ σχεδὸν κυκλικῆς τροχιάς (σχ. 341). Τὸ ἄτομον τοῦ ἡλίου ( $Z = 2$ ) ἔχει δύο ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα περιφέρονται ἐπὶ τῆς αὐτῆς τροχιάς. Τὸ ἄτομον τοῦ ἀμέσως ἐπομένου στοιχείου ( $Z = 3$ ), δηλ. τὸ ἄτομον τοῦ Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

λιθίου ἔχει τρία ἠλεκτρόνια· ἐκ τούτων τὰ μὲν δύο περιφέρονται ἐπὶ τῆς αὐτῆς τροχιᾶς, τὸ δὲ τρίτον περιφέρεται ἐπὶ ἄλλῃς τροχιᾶς, ἡ ὁποία ἔχει μεγαλύτεραν ἀκτίνα. Ἡ θεωρητικὴ καὶ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξαν ὅτι, ἐὰν τὸ ἄτομον ἔχη

Ἄριθμὸς ἠλεκτρονίων τῶν στιβάδων.

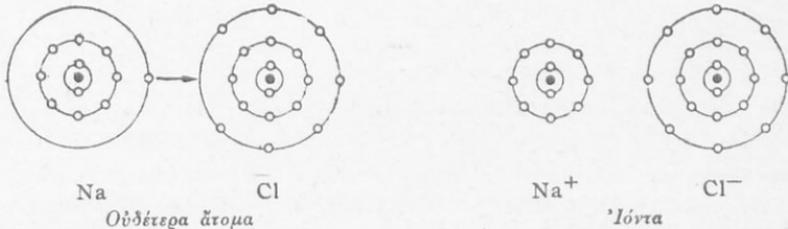
Ἀτομικὸς ἀριθμὸς	Στοιχεῖον	Ἠλεκτρόνια στιβάδων			
		K	L	M	N
1	H	1			
2	He	2			
3	Li	2	1		
4	Be	2	2		
5	B	2	3		
6	C	2	4		
7	N	2	5		
8	O	2	6		
9	F	2	7		
10	Ne	2	8		
11	Na	2	8	1	
12	Mg	2	8	2	
13	Al	2	8	3	
14	Si	2	8	4	
15	P	2	8	5	
16	S	2	8	6	
17	Cl	2	8	7	
18	A	2	8	8	
19	K	2	8	8	1
20	Ca	2	8	8	2

περισσότερα ἀπὸ δύο ἠλεκτρόνια, τότε τὰ ἠλεκτρόνια κατανέμονται εἰς συγκεντρικᾶς στιβάδας (ἡ φλοιοὺς), τὰς ὁποίας χαρακτηρίζομεν κατὰ σειρὰν μὲ τὰ γράμματα K, L, M, N..... Εἰς τὸ ἄτομον ἐνὸς ὄρισμένου στοιχείου ἐκάστη στιβάς περιέχει σταθερὸν ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων. Χαρακτηριστικὸν ἐκάστης στιβάδος εἶναι ὁ ἀριθμὸς τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα δύναται νὰ περιλάβῃ ἡ στιβάς. Οὕτω εὐρέθη ὅτι ἡ στιβάς K δύναται νὰ περιλάβῃ μόνον 2 ἠλεκτρόνια, ἐνῶ ἡ στιβάς L δύναται νὰ περιλάβῃ 8 ἠλεκτρόνια, κ.ο.κ. Εἰς τὸν παραπλεύρως πίνακα φαίνεται ὁ βαθμιαῖος κορεσμὸς τῶν στιβάδων K, L, M συναρτήσῃ τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ. Τὰ ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα εὐρίσκονται εἰς τὴν ἐξωτερικὴν στιβάδα, καλοῦνται **ἐξωτερικὰ ἠλεκτρόνια** ἢ **ἠλεκτρόνια σθένους**· τὰ δὲ ἠλεκτρόνια τῶν ἐσωτερικῶν στιβάδων καλοῦνται **ἐσωτερικὰ ἠλεκτρόνια**.

285. Ἑρμηνεία τῆς περιοδικότητος τῶν χημικῶν ιδιοτήτων. —

Ὅπως φαίνεται εἰς τὸν ἀνωτέρω πίνακα ἡ μετάβασις ἀπὸ τὸ ἓνα στοιχεῖον εἰς τὸ ἀμέσως ἐπόμενον συνοδεύεται ἀπὸ προσθήκην ἐνὸς ἠλεκτρονίου εἰς τὴν ἐξωτερικὴν στιβάδα. Ἡ προσθήκη ἠλεκτρονίου συνεχίζεται, ἕως ὅτου κορεσθῇ ἡ ἐξωτερικὴ στιβάς. Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι τὸ στοιχεῖον νέον ( $Z = 10$ ), τὸ ὁποῖον ἔχει κεκορεσμένην τὴν ἐξωτερικὴν του στιβάδα L, εἶναι χημικῶς ἀδρανὲς στοιχεῖον. Ἀντιθέτως, τὸ ἀμέσως ἐπόμενον στοιχεῖον νάτριον ( $Z = 11$ ), τὸ ὁποῖον εἰς τὴν ἐξωτερικὴν στιβάδα ἔχει ἓνα μόνον ἠλεκτρόνιον, εἶναι ἰσχυρὸν ἠλεκτροθετικὸν στοιχεῖον μὲ σθένος 1. Ἀπὸ τὴν ἔρευναν τοῦ φαινομένου τῆς ἠλεκτρολύσεως εὐρέθη (§ 208) ὅτι τὸ ἰόν τοῦ νατρίου φέρει θετικὸν φορτίον  $+e$  ἤτοι τὸ ἄτομον τοῦ νατρίου χάνει ἓνα ἠλεκτρόνιον. Ἐπίσης εὐρέθη ὅτι τὰ ἰόντα τοῦ ἀσβεστίου καὶ τοῦ ἀργιλίου φέρουν ἀντιστοίχως θετικὰ φορτία  $+2e$  καὶ  $+3e$ . Ἐκ τούτων συνάγεται ὅτι εἰς τὰ ἄτομα τοῦ νατρίου, τοῦ ἀσβεστίου καὶ τοῦ ἀργιλίου τὰ ἠλεκτρόνια τῆς ἐξωτερικῆς στιβάδος συνδέονται χαλαρῶς πρὸς τὸν πυρηνιοποίηθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ρῆνα' ἄρα εὐκόλα τὰ ἅτομα αὐτὰ μεταβάλλονται εἰς θετικὰ ἰόντα διὰ τῆς ἀποβολῆς τῶν ἠλεκτρονίων τῆς ἐξωτερικῆς στιβάδος. Τὸ στοιχεῖον ἀργὸν ( $Z = 18$ ) ἔχει κεκορεσμένην τὴν ἐξωτερικὴν του στιβάδα  $M$  καὶ εἶναι χημικῶς ἀδρανὲς στοιχεῖον. Τὸ ἀμέσως προηγούμενον στοιχεῖον χλωρίον ( $Z = 17$ ) φέρει εἰς τὴν ἐξωτερικὴν του στιβάδα 7 ἠλεκτρόνια καὶ εἶναι ἰσχυρὸν ἠλεκτραρνητικὸν στοιχεῖον με σθένος 1. Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀποδεικνύει ὅτι τὸ ἰὸν τοῦ χλωρίου φέρει ἀρνητικὸν φορτίον  $-e$ , ἥτοι τὸ ἅτομον τοῦ χλωρίου προσλαμβάνει εἰς τὴν ἐξωτερικὴν του στιβάδα ἓνα ἠλεκτρόνιον. Ἐπίσης εὐρέθη ὅτι τὰ ἰόντα τοῦ θείου καὶ τοῦ φωσφόρου φέρουν ἀντιστοίχως ἀρνητικὰ φορτία  $-2e$  καὶ  $-3e$ . Ἐκ τούτων συνάγεται ὅτι εἰς τὰ ἅτομα τοῦ χλωρίου, τοῦ θείου καὶ τοῦ φωσφόρου τὰ ἠλεκτρόνια τῆς ἐξωτερικῆς στιβάδος συνδέονται σταθερῶς πρὸς τὸν πυρῆνα' τὰ ἅτομα αὐτὰ εὐκόλα μεταβάλλονται εἰς ἀρνητικὰ ἰόντα διὰ τῆς προσλή-



Σχ. 342. Οὐδέτερα ἅτομα νατρίου καὶ χλωρίου καὶ μεταβολὴ τούτων εἰς ἰόντα.

ψεως ἠλεκτρονίων, ὥστε ἡ ἐξωτερικὴ των στιβάς νὰ εἶναι κεκορεσμένη. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συμπεραίνομεν ὅτι ἡ περιοδικότης τῶν χημικῶν ἰδιοτήτων εἶναι ἀποτέλεσμα τοῦ τρόπου μετὸν ὁποῖον συμπληρώνονται αἱ διαδοδικαὶ ἠλεκτρονικαὶ στιβάδες τοῦ ατόμου. Ἡ δὲ σύνδεσις τῶν ατόμων μεταξύ των πρὸς σχηματισμὸν μορίων εἶναι ἀποτέλεσμα τῶν ἰδιοτήτων τῶν ἠλεκτρονίων τῆς ἐξωτερικῆς στιβάδος (σχ. 342). Γενικῶς δύναται νὰ διατυπωθῇ τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

**Τὰ χημικὰ φαινόμενα ὀφείλονται εἰς τὰ ἠλεκτρόνια τῆς ἐξωτερικῆς στιβάδος.**

**286. Μαγνητικὴ ροπὴ τοῦ ατόμου.**—Εἰς ὅλα τὰ ἅτομα τὸ ἠλεκτρόνιον κινεῖται πέριξ τοῦ πυρῆνος ἐπὶ κλειστῆς τροχιάς. Ἡ φασματοσκοπικὴ ἔρευνα μᾶς ἀναγκάζει νὰ δεχθῶμεν ὅτι τὸ περιφερόμενον πέριξ τοῦ πυρῆνος ἠλεκτρόνιον συγχρόνως περιστρέφεται περὶ ἄξονα διερχόμενον διὰ τοῦ κέντρου τοῦ ἠλεκτρονίου. Οὕτω τὸ ἠλεκτρόνιον ἔχει μίαν στροφικὴν ὁρμὴν (τόμ. Α', § 289), ἕνεκα τῆς περιστροφικῆς κινήσεώς του καὶ μίαν στροφικὴν ὁρμὴν, ἕνεκα τῆς περιφορᾶς του περὶ τὸν πυρῆνα τοῦ ατόμου.

Ἡ περιστροφή τοῦ ἠλεκτρονίου περὶ τὸν ἄξονά του καὶ ἡ περιφορὰ τοῦ ἠλεκτρονίου πέριξ τοῦ πυρῆνος εἶναι δύο κινήσεις ἠλεκτρικοῦ φορ-

τι ο υ. Οὕτω τὸ ἄτομον παρουσιάζει μαγνητικὰς ἰδιότητας (§ 115). Ἀποδεικνύεται ὅτι:

*Ἡ μαγνητικὴ ροπὴ τοῦ ἀτόμου εἶναι ἀκέραιον πολλαπλάσιον μιᾶς στοιχειώδους μαγνητικῆς ροπῆς, ἡ ὁποία καλεῖται μαγνητόνη τοῦ Bohr (1 M<sub>B</sub>).*

$$\text{μαγνητόνη τοῦ Bohr: } 1 M_B = \frac{e \cdot h}{4\pi \cdot m}$$

ὅπου  $h$  εἶναι ἡ σταθερὰ τοῦ Planck (τόμ. Β', § 336),  $e$  τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ  $m$  ἡ μᾶζα τοῦ ἠλεκτρονίου. Εὐρίσκεται δὲ ὅτι εἶναι:

$$1 M_B = 9,21 \cdot 10^{-21} \text{ erg} \cdot \text{Gauss}^{-1}$$

**287. Κβαντικαὶ τροχιαὶ τῶν ἠλεκτρονίων.**—Εἰς ἓνα παλλόμενον ἠλεκτρικὸν δίπολον τὰ ἠλεκτρόνια ἐπιταχύνονται περιοδικῶς. Τὸ δίπολον ἐκπέμπει τότε ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, δηλαδή ἐκπέμπει ἐνέργειαν. Γενικῶς, ὅταν τὸ ἠλεκτρόνιον ὑφίσταται ἐπιτάχυνσιν, τότε ἐκπέμπει ἠλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν. Ἐνα ἠλεκτρόνιον, τὸ ὁποῖον περιφέρεται πέριξ τοῦ πυρήνος, ὑφίσταται πάντοτε κεντρομόλον ἐπιτάχυνσιν. Ἄρα τὸ περιφερόμενον περὶ τὸν πυρῆνα ἠλεκτρόνιον πρέπει νὰ ἐκπέμπῃ συνεχῶς ἠλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν. Αὕτῃ ὅμως ἡ συνεχὴς ἐκπομπὴ ἐνεργείας ἔπρεπε νὰ γίνεταί εἰς βάρος τῆς ἐνεργείας τοῦ ἠλεκτρονίου· συνεπῶς τὸ ἠλεκτρόνιον θὰ ἐπεβραδύνετο συνεχῶς καὶ ἀφοῦ διέγραφε μίαν ἑλικοειδῆ τροχίαν, θὰ ἐπιπτε τελικῶς ἐπὶ τοῦ πυρήνος. Τὸ συμπέρασμα τοῦτο εἶναι σύμφωνον πρὸς τοὺς νόμους τῆς κλασσικῆς Μηχανικῆς, δὲν συμφωνεῖ ὅμως μὲ τὰ παρατηρούμενα φαινόμενα. Ἄρα ἡ κίνησις τοῦ ἠλεκτρονίου περὶ τὸν πυρῆνα διέπεται ἀπὸ ἄλλους νόμους.

Πρῶτος ὁ Bohr (1913) διετύπωσεν αὐθαίρετως τὰς συνθήκας ὑπὸ τὰς ὁποίας τὸ ἠλεκτρόνιον κινεῖται περὶ τὸν πυρῆνα.

#### Πρώτη συνθήκη τοῦ Bohr :

*Ἐνα ἠλεκτρόνιον δύναται νὰ περιφέρεται περὶ τὸν πυρῆνα μόνον ἐπὶ ὠρισμένων ἐπιτρεπομένων τροχιῶν, αἱ ὁποῖαι καλοῦνται κβαντικά καὶ τροχιαί· ἡ ἀκτίς ( $r$ ) τῶν κβαντικῶν τροχιῶν προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν ἀκόλουθον σχέσιν:*

$$2\pi \cdot mvr = n \cdot h$$

ὅπου  $h$  εἶναι ἡ σταθερὰ τοῦ Planck,  $m$  ἡ μᾶζα τοῦ ἠλεκτρονίου,  $v$  ἡ ταχύτης αὐτοῦ καὶ  $n$  ἀκέραιος ἀριθμὸς, ὁ ὁποῖος δύναται νὰ λάβῃ τὰς τιμὰς 1, 2, 3... καὶ καλεῖται **κύριος κβαντικὸς ἀριθμὸς**. Ὅταν τὸ ἠλεκτρόνιον περιφέρεται ἐπὶ μιᾶς

κβαντικής τροχιάς, ή ταχύτης αυτού διατηρείται σταθερά. Άρα:

**Έφ' δσον τὸ ἠλεκτρόνιον κινεῖται ἐπὶ μιᾶς κβαντικῆς τροχιάς, ἡ ἐνέργεια αὐτοῦ διατηρεῖται σταθερὰ καὶ τὸ ἠλεκτρόνιον δὲν ἐκπέμπει ἠλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν.**

Ἡ κβαντικὴ τροχιά, ἡ ὁποία ἔχει τὴν μικροτέραν δυνατὴν ἀκτίνα, καλεῖται **θεμελιώδης τροχιά**.

Ἄς θεωρήσωμεν τὸ ἀπλούστερον τῶν ατόμων τῆς ὕλης, ἦτοι τὸ ἄτομον τοῦ ὕδρογόνου. Ὅταν τὸ ἠλεκτρόνιον τοῦ ατόμου περιφέρεται ἐπὶ τῆς θεμελιώδους τροχιάς, τότε τὸ ἄτομον τοῦ ὕδρογόνου εὐρίσκεται εἰς κατάστασιν ἰσορροπίας, ἦτοι εἰς **κανονικὴν κατάστασιν**. Ἐπὶ τῆ βάσει τῆς πρώτης συνθήκης τοῦ Bohr συνάγονται τὰ ἀκόλουθα θεμελιώδη συμπεράσματα:

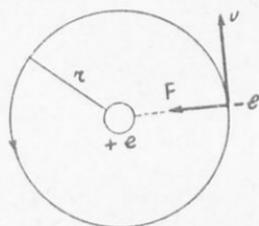
**I. Ἐπὶ τῆς θεμελιώδους τροχιάς τὸ ἠλεκτρόνιον ἔχει τὴν μικροτέραν ἐνέργειαν (κανονικὴ κατάστασις τοῦ ατόμου).**

**II. Ὅταν τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπηδᾷ ἀπὸ μιᾶς κβαντικῆς τροχιάς εἰς ἄλλην, τότε ἡ ἐνέργειά του μεταβάλλεται ἀποτόμως.**

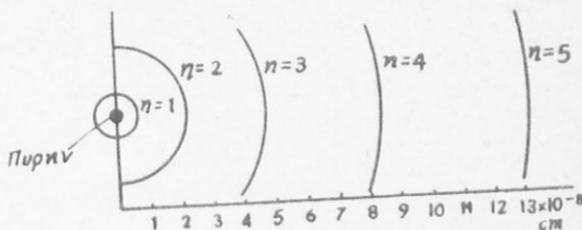
288. Εὑρεσις τῶν ἀκτίνων τῶν κβαντικῶν τροχιῶν καὶ τῆς ταχύτητος τοῦ ἠλεκτρονίου.—Ἡ πρώτη συνθήκη τοῦ Bohr καθορίζει ὅτι δι' ἐκάστην κβαντικὴν τροχίαν πρέπει νὰ ἰσχύη ἡ σχέσησις:

$$2\pi \cdot mvr = n \cdot h \quad (1)$$

Ἄς θεωρήσωμεν τὸ ἄτομον τοῦ ὕδρογόνου (σχ. 343). Διὰ νὰ συγκρατηθῇ τὸ ἠλεκτρόνιον ἐπὶ μιᾶς κβαντικῆς τροχιάς ἀκτίνος  $r$ , πρέπει νὰ ἐνεργῇ ἐπ' αὐτοῦ κεντρομόλος δύναμις  $F = mv^2/r$ . Ἡ δύναμις αὕτη εἶναι ἡ ἕλξις τὴν ὁποίαν ἄσκει



Σχ. 343. Ἡ κίνησις τοῦ ἠλεκτρονίου περὶ τὸν ἀτομικὸν πυρῆνα ὕδρογόνου.



Σχ. 344. Κβαντικαὶ τροχιαὶ εἰς τὸ ἄτομον ὕδρογόνου.

ὁ πυρῆν ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ ἡ ὁποία, σύμφωνα μὲ τὸν νομον τοῦ Coulomb, εἶναι ἴση μὲ  $F = e \cdot e/r^2 = e^2/r^2$  (κατ' ἀπόλυτον τιμὴν). Ἄρα κατὰ τὴν κίνησιν τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ μιᾶς κβαντικῆς τροχιάς ἀκτίνος  $r$  ἰσχύει ἡ σχέσησις:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2} \quad (2)$$

Ἐάν λύσωμεν τὸ σύστημα τῶν ἀνωτέρω ἐξισώσεων (1) καὶ (2) εὐρίσκομεν :

$$\text{ἄκτις κβαντικῆς τροχιᾶς : } r = \frac{n^2 \cdot h^2}{4\pi^2 \cdot m \cdot e^2} \quad (3)$$

$$\text{ταχύτης ἠλεκτρονίου ἐπὶ κβαντικῆς τροχιᾶς : } v = \frac{2\pi \cdot e^2}{n \cdot h} \quad (4)$$

Ἐάν εἰς τὴν ἐξίσωσιν (3) θέσωμεν  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$  λαμβάνομεν τὰς ἀκτῖνας  $r$  τῶν διαφόρων κβαντικῶν τροχιῶν τοῦ ἠλεκτρονίου τοῦ ὕδρογόνου (σχ. 344). Ἡ ἀκτίς τῆς θεμελιώδους τροχιᾶς ( $n = 1$ ) εἶναι :

$$\text{ἄκτις θεμελιώδους τροχιᾶς : } r_1 = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

289. Ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ κβαντικῆς τροχιᾶς.— Ἐς θεωρήσωμεν τὸ ἄτομον τοῦ ὕδρογόνου. Τὸ ἠλεκτρόνιον κινούμενον ἐπὶ μιᾶς κβαντικῆς τροχιᾶς ἀκτίνος  $r$  ἔχει σταθερὰν κινητικὴν ἐνέργειαν :

$$E_{\text{κιν}} = \frac{mv^2}{2}$$

Ἐπὶ πλέον τὸ ἠλεκτρόνιον ἔχει καὶ δυναμικὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία ὀφείλεται εἰς τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίον τὸ δημιουργούμενον ὑπὸ τοῦ πυρήνος τοῦ ἀτόμου. Εἰς ἀπόστασιν  $r$  ἀπὸ τὸν πυρῆνα τὸ δυναμικὸν τοῦ πεδίου (§ 43) εἶναι  $U_r = e/r$ . Τὸ δυναμικὸν τοῦτο φανερώνει τὴν δυναμικὴν ἐνέργειαν τὴν ὁποίαν ἔχει ἡ μονὰς τοῦ θετικοῦ φορτίου εἰς ἀπόστασιν  $r$  ἀπὸ τὸν πυρῆνα. Ἄρα ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου (ἔχοντος φορτίον  $-e$ ) εἰς ἀπόστασιν  $r$  ἀπὸ τὸν πυρῆνα εἶναι :

$$E_{\text{δυν}} = U_r \cdot (-e) = \frac{e}{r} \cdot (-e) = -\frac{e^2}{r}$$

Ὅταν λοιπὸν τὸ ἠλεκτρόνιον περιφέρεται ἐπὶ κβαντικῆς τροχιᾶς ἀκτίνος  $r$ , ἔχει ὀλικὴν ἐνέργειαν :

$$E_{\text{ολ}} = E_{\text{κιν}} + E_{\text{δυν}} = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{r}$$

Ἐάν εἰς τὴν εὐρεθεῖσαν σχέσιν ἀντικαταστήσωμεν τὰς τιμὰς τῶν  $r$  καὶ  $v$  ἀπὸ τῶν ἐξισώσεων (3) καὶ (4) τῆς § 288, εὐρίσκομεν ὅτι :

**Τὸ ἠλεκτρόνιον κινούμενον ἐπὶ μιᾶς κβαντικῆς τροχιᾶς ἀκτίνος  $r$  ἔχει σταθερὰν ἐνέργειαν.**

$$\text{ἐνέργεια ἠλεκτρονίου ἐπὶ κβαντικῆς τροχιᾶς : } E = -\frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{n^2 \cdot h^2} \quad (5)$$

Τὸ ἀρνητικὸν σημεῖον δὲν ἔχει καμμίαν ἰδιαιτέραν φυσικὴν σημασίαν καὶ ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν. Ὄταν τὸ ἠλεκτρόνιον κινῆται ἐπὶ τῆς θεμελιώδους κβαντικῆς τροχιάς ( $n=1$ ) ἔχει ἐνέργειαν :

$$E_1 = - \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^2}$$

ἐνῶ ἐπὶ τῆς δευτέρας κβαντικῆς τροχιάς ( $n=2$ ) τὸ ἠλεκτρόνιον ἔχει ἐνέργειαν :

$$E_2 = - \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{4h^2}$$

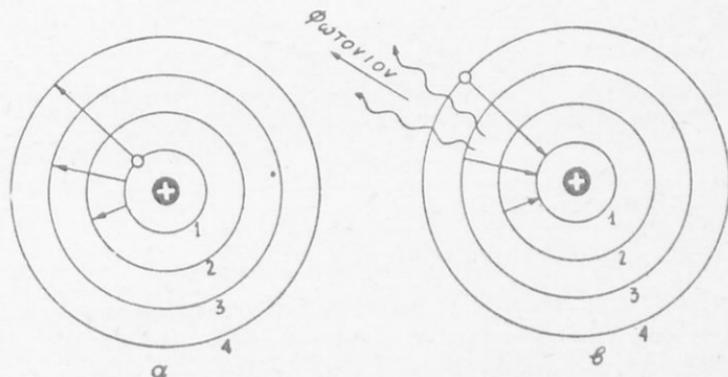
Ἄν ἀφαιρέσωμεν κατὰ μέλη τὰς ἀνωτέρω δύο ἐξισώσεις, παρατηροῦμεν ὅτι λόγῳ τοῦ ἀρνητικοῦ σημείου εὐρίσκουμεν :

$$E_2 - E_1 > 0 \quad \text{ἄρα} \quad E_2 > E_1.$$

Ἄν τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπηδᾷ ἀπὸ μίαν κβαντικὴν τροχιάν εἰς ἄλλην κβαντικὴν τροχιάν ἔχουσαν μεγαλυτέραν ἀκτίνα, ἡ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου αὐξάνεται ἀποτόμως.

#### ΓΕΝΕΣΙΣ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ - ΚΥΜΑΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ

290. Ἄλματα τῶν ἠλεκτρονίων. Γένεσις τῶν ἀκτινοβολιῶν. — Ἄς λάβωμεν τὸ ἄτομον τοῦ ὑδρογόνου. Ὄταν τὸ ἄτομον εἶναι εἰς κανονικὴν κατάσταση, τὸ ἠλεκτρόνιον κινεῖται ἐπὶ τῆς θεμελιώδους τροχιάς ( $n=1$ )



Σχ. 345. Ἄλματα τοῦ ἠλεκτρονίου εἰς τὸ ἄτομον ὑδρογόνου. α διέγερσις τοῦ ἀτόμου. β ἐκπομπὴ ἀκτινοβολίας.

καὶ ἔχει σταθερὰν ἐνέργειαν  $E_1$ . Ἄν τώρα, ἕνεκὰ οἰουδήποτε ἐξωτερικοῦ αἰτίου, τὸ ἄτομον προσλάβῃ ἐνέργειαν  $E'$ , αὕτη ἀπορροφᾶται ἀπὸ τὸ ἠλεκτρόνιον. Τότε τὸ ἠλεκτρόνιον ἀποκτᾷ ἐνέργειαν  $E_1 + E'$  καὶ μὴ δυνάμενον νὰ παραμείνῃ πλέον ἐπὶ τῆς παλαιᾶς κβαντικῆς τροχιάς του μεταπηδᾷ ἀποτόμως εἰς μίαν ἄλλην ἐξωτερικὴν κβαντικὴν τροχιάν, ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

εἰς τὴν ὁποῖαν ἀντιστοιχεῖ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου  $E_n = E_1 + E'$ . Εἰς τὴν περίπτωσηί αὐτὴν λέγομεν ὅτι τὸ ἐξωτερικὸν αἷτιον ἐπροκάλεσε **διέγερσιν** τοῦ ατόμου (σχ. 345 α)· αὕτη διαρκεῖ ἐπὶ ἐλάχιστον χρόνον (περίπου  $1/10^8$  sec) καὶ τὸ ἄτομον ἐπανερχεται ταχύτατα εἰς τὴν κανονικὴν του κατάστασιν. Ἡ ἐπάνοδος τοῦ διεγερθέντος ατόμου εἰς τὴν κανονικὴν κατάστασιν ὀφείλεται εἰς τὴν ἐπάνοδον τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ τῆς θεμελιώδους τροχιάς. Ἀλλὰ κατ' αὐτὴν τὴν ἐπάνοδόν του τὸ ἠλεκτρόνιον ἀποβάλλει ἀκαριαίως τὸ πλεόνασμα τῆς ἐνεργείας του ὑπὸ μορφὴν ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας (σχ. 345 β). Ἡ συνθήκη ἐκπομπῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας ὑπὸ τῶν ἠλεκτρονίων τῶν ατόμων διέπεται ἀπὸ τὴν ἀκόλουθον συνθήκην:

#### Δευτέρα συνθήκη τοῦ Bohr :

**Ἐνα ἠλεκτρόνιον ἐκπέμπει ἠλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν μόνον, ὅταν τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπηδᾷ ἀπὸ μίαν κβαντικὴν τροχιάν μεγαλυτέρας ἐνεργείας εἰς ἄλλην κβαντικὴν τροχιάν μικροτέρας ἐνεργείας. Ἡ ἐνέργεια τοῦ ἐκπεμπομένου φωτονίου ἰσοῦται μὲ τὴν διαφορὰν τῶν ἐνεργειῶν τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ τῶν δύο κβαντικῶν τροχιῶν.**

$$\text{ἐνέργεια ἐκπεμπομένου φωτονίου: } h\nu = E_{\alpha\sigma\chi} - E_{\tau\epsilon\lambda}$$

Ἡ δευτέρα συνθήκη τοῦ Bohr ἀποδίδει τὴν γένεσιν τῶν ἀκτινοβολιῶν εἰς τὰ ἄλλατα τοῦ ἠλεκτρονίου ἀπὸ μίαν ἐξωτερικὴν κβαντικὴν τροχιάν εἰς μίαν ἄλλην κβαντικὴν τροχιάν πλησιεστέραν πρὸς τὸν πυρῆνα. Ἀντιθέτως, διὰ νὰ μεταπηδήσῃ τὸ ἠλεκτρόνιον ἀπὸ μίαν ἐσωτερικὴν εἰς ἄλλην ἐξωτερικὴν κβαντικὴν τροχιάν, πρέπει τὸ ἠλεκτρόνιον νὰ ἀπορροφήσῃ ποσότητα ἐνεργείας ἴσην μὲ τὴν διαφορὰν τῶν ἐνεργειῶν τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ τῶν δύο κβαντικῶν τροχιῶν. Ἄρα καὶ κατὰ τὴν ἀπορρόφησιν τῆς ἐνεργείας ἀπὸ τὸ ἄτομον ἰσχύει ἡ σχέσις:

$$\text{ἀπορροφωμένη ἐνέργεια: } E_{\alpha\sigma\chi} - E_{\tau\epsilon\lambda} = h\nu$$

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται ἡ ἀκόλουθος γενικὴ ἀρχή:

**Ὅταν ἕνα ἄτομον ἐκπέμπῃ ἢ ἀπορροφᾷ ἠλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν, τότε ἡ ἐνέργεια ἐκπέμπεται ἢ ἀπορροφᾶται κατὰ κβάντα καὶ συνεπῶς ἡ ἐνέργεια τοῦ ατόμου μεταβάλλεται μόνον κατὰ κβάντα.**

$$\text{ἐκπεμπομένη ἢ ἀπορροφωμένη ἐνέργεια: } E_{\alpha\sigma\chi} - E_{\tau\epsilon\lambda} = h\nu$$

291. Ἑρμηνεία τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος τοῦ ὑδρογόνου.—Ἡ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι τὸ ὄρατὸν φάσμα τοῦ ὑδρογόνου ἀποτελεῖται ἀπὸ σύνολον γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦν τὴν λεγομένην **σειρὰν Balmer**. Εἰς τὸ ὑπεριώδες τμήμα τοῦ φάσματος ὑπάρχει ἄλλο σύνολον γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦν Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

τὴν **σειρὰν Lyman**. Εἰς τὸ ὑπέρυθρον ὑπάρχει ἡ **σειρὰ Paschen** καὶ εἰς τὴν περιοχὴν τῶν ἀκόμη μεγαλύτερων μηκῶν κύματος εἶναι ἡ **σειρὰ Brackett**.

Ἐστω ὅτι τὸ ἠλεκτρόνιον τοῦ ἀτόμου τοῦ ὕδρογόνου εὐρίσκεται ἀρχικῶς ἐπὶ μιᾶς ἐξωτερικῆς τροχιάς, ἡ ὁποία ἔχει κβαντικὸν ἀριθμὸν  $n_a$ · ἐπὶ τῆς τροχιάς αὐτῆς τὸ ἠλεκτρόνιον (§ 289 ἔξ. 5) ἔχει τὴν ἐνέργειαν :

$$E_a = - \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{n_a^2 \cdot h^2}$$

Τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπίπτει τελικῶς ἐπὶ μιᾶς πλησιεστέρας πρὸς τὸν πυρῆνα τροχιάς, ἡ ὁποία ἔχει κβαντικὸν ἀριθμὸν  $n_r$  ( $n_r < n_a$ )· ἐπὶ τῆς τροχιάς αὐτῆς τὸ ἠλεκτρόνιον ἔχει ἐνέργειαν :

$$E_r = - \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{n_r^2 \cdot h^2}$$

Κατὰ τὴν μετάπτωσίν του τὸ ἠλεκτρόνιον ἐκπέμπει ἓνα φωτόνιον, τὸ ὁποῖον ἔχει συχνότητα  $\nu$  καὶ ἐνέργειαν :

$$h \cdot \nu = E_a - E_r = \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^2} \left( \frac{1}{n_r^2} - \frac{1}{n_a^2} \right)$$

Ἄρα ἡ ἐκπεμπομένη **ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία ἔχει συχνότητα :**

$$\text{συχνότης ἀκτινοβολίας: } \nu = \frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^3} \left( \frac{1}{n_r^2} - \frac{1}{n_a^2} \right) \quad (1)$$

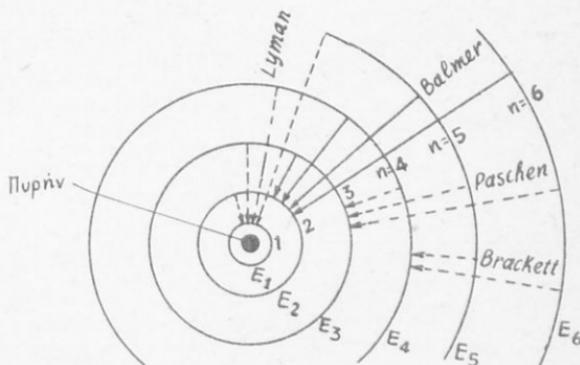
α) Διὰ  $n_r = 1$ . Τοῦτο σημαίνει ὅτι τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπίπτει τελικῶς εἰς τὴν θεμελιώδη τροχιάν. Δίδοντες εἰς τὸ  $n_a$  τὰς τιμὰς 2, 3, 4, ... λαμβάνομεν τὰς συχνότητας τῶν γραμμῶν τῆς σειρᾶς Lyman (σχ. 346).

β) Διὰ  $n_r = 2$ . Τοῦτο σημαίνει ὅτι τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπίπτει τελικῶς εἰς τὴν δευτέραν κβαντικὴν τροχιάν. Διὰ  $n_a = 3, 4, 5, \dots$  λαμβάνομεν τὰς γραμμὰς τῆς σειρᾶς Balmer, ἧτοι τὸ δραστὸν φάσμα τοῦ ὕδρογόνου.

γ) Διὰ  $n_r = 3$ . Τώρα τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπίπτει τελικῶς εἰς τὴν τρίτην κβαντικὴν τροχιάν. Διὰ  $n_a = 4, 5, 6, \dots$  λαμβάνομεν τὴν σειρὰν Paschen.

δ) Διὰ  $n_r = 4$ . Τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπίπτει τελικῶς εἰς τὴν τετάρτην κβαντικὴν τροχιάν. Διὰ  $n_a = 5, 6, 7, \dots$  λαμβάνομεν τὴν σειρὰν Brackett.

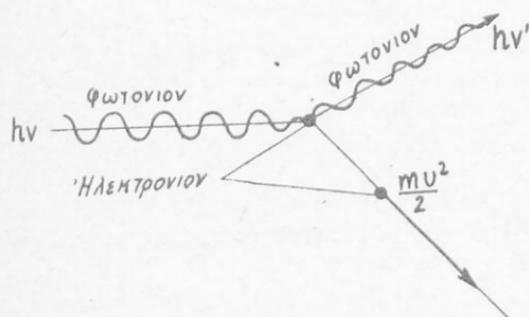
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς



Σχ. 346. Ἐκπομπὴ τῶν χαρακτηριστικῶν ἀκτινοβολιῶν εἰς τὸ ἄτομον τοῦ ὕδρογόνου.

Τὸ μονώνυμον  $\frac{2\pi^2 \cdot m \cdot e^4}{h^3}$  εἶναι μία σταθερὰ R καὶ ἡ εὐρισκομένη θεωρητικῶς τιμὴ τῆς συμπίπτει μὲ τὴν τιμὴν, ἡ ὁποία εὐρέθη πειραματικῶς (τόμ. Β' § 314, τύπος Balmer - Rudberg).

**292. Φαινόμενον τοῦ Compton.** — Ἡ αὐθαιρεσία, τὴν ὁποίαν εἰσάγει ἡ πρώτη συνθήκη τοῦ Bohr, ἐξηφανίσθη κατόπιν τῶν νεωτέρων θεωρητικῶν καὶ πειραματικῶν ἐρευνῶν, αἱ ὁποῖαι ἀπεκάλυψαν νέας ιδιότητες τῶν φωτονίων καὶ τῶν σωματιδίων ἀπὸ τὰ ὁποῖα συγκροτεῖται τὸ ἄτομον. Οὕτω ὁ Compton (1923) ἀνεκάλυψε ὅτι τὰ φωτόνια ἔχουν μὴ χανιὰς ιδιότητες. Ἐπὶ ἐνὸς τεμαχίου γραφίτου ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ μονοχρωματικὴ ἀκτινοβολία Röntgen ἔχουσα συχνότητα  $\nu$ . Ὁ γραφίτης γίνεται τότε δευτερογενὴς πηγὴ ἀκτινοβολίας Röntgen



Σχ. 347. Φαινόμενον τοῦ Compton.

αὐτὴ ἡ δευτερογενὴς ἀκτινοβολία ἐκπέμπεται πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις. Συγχρόνως παρατηροῦμεν ὅτι ἀπὸ τὸν γραφίτην ἀποσπῶνται ἠλεκτρόνια. Ἐὰν μετρήσωμεν τὴν συχνότητα  $\nu'$  τῆς παραγομένης δευτερογενοῦς ἀκτινοβολίας Röntgen, θὰ εὐρωμεν ὅτι ἡ συχνότης  $\nu'$  εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὴν συχνότητα  $\nu$  τῆς προσπιπτούσης ἀκτινοβολίας. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **φαινόμενον τοῦ Compton** καὶ εἶναι τὸ ἀποτέλεσμα ἐλαστικῆς κρούσεως ἐνὸς φωτονίου μὲ ἓνα ἠλεκτρόνιον τοῦ γραφίτου (σχ. 347). Πρὸ τῆς κρούσεως τὸ φωτόνιον εἶχε ἐνέργειαν  $E = h\nu$ , ἐνῶ μετὰ τὴν κρούσιν τὸ φωτόνιον ἔχει ἐνέργειαν  $E' = h\nu'$ . Τὸ ἐξερχόμενον ἠλεκτρόνιον ἔχει ταχύτητα  $u$  καὶ συνεπῶς ἔχει κινητικὴν ἐνέργειαν:

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - h\nu'$$

Τὸ πείραμα ἐπιβεβαιώνει τὴν ἀνωτέρω σχέσιν. Κατὰ τὴν σπουδὴν τοῦ φαινομένου τοῦ Compton ἐφαρμόζονται οἱ νόμοι τῆς ἐλαστικῆς κρούσεως δύο σφαιρῶν (τόμ. Α', § 260) καὶ συνεπῶς ὑπολογίζεται ἡ ὁρμὴ τοῦ φωτονίου  $J = mv$ . Εἰς τὴν σχέσιν αὐτὴν ἡ μᾶζα τοῦ φωτονίου εὐρίσκεται ἐπὶ τῇ βάσει τῆς ἀρχῆς τῆς ἰσοδυναμίας μᾶζης καὶ ἐνεργείας (τόμ. Α' § 240) συμφώνως πρὸς τὴν ὁποίαν εἶναι  $h\nu = mc^2$ , ὅπου  $c$  εἶναι ἡ ταχύτης τοῦ φωτός. Ἄν λοιπὸν λάβωμεν  $m = h\nu/c^2$  καὶ  $u = c$ , εὐρίσκομεν ὅτι ἡ ὁρμὴ τοῦ φωτονίου εἶναι:

$$J = \frac{h\nu}{c^2} \cdot c$$

ἤτοι

$$J = \frac{h\nu}{c}$$

\* Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα :

**Τὸ φαινόμενον τοῦ Compton ἀποδεικνύει ὅτι εἰς μερικὰς περιπτώσεις τὸ φωτόνιον μιᾶς ἀκτινοβολίας συμπεριφέρεται ὡς σωματίδιον, τὸ ὁποῖον ἔχει ἐνέργειαν, μᾶζαν καὶ ὁρμὴν καθοριζομένην ἀπὸ τὴν συχνότητα  $\nu$  τῆς ἀκτινοβολίας.**

ἐνέργειά φωτονίου :	$E = h\nu$
μᾶζα φωτονίου :	$m = \frac{h\nu}{c^2}$
ὁρμὴ φωτονίου :	$J = \frac{h\nu}{c}$

ὅπου  $h$  εἶναι ἡ σταθερὰ τοῦ Planck καὶ  $c$  εἶναι ἡ ταχύτης τοῦ φωτός.

293. \*Υλικά κύματα. — Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία εἰς ἄλλας μὲν περιπτώσεις συμπεριφέρεται ὡς κύματα, εἰς ἄλλας δὲ συμπεριφέρεται ὡς ροὴ φωτονίων, τὰ ὁποῖα ἰσοδυναμοῦν μὲ σωματίδια (φαινόμενον τοῦ Compton). Οὕτω ἀπεδείχθη ὅτι :

**Ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία ἔχει συγχρόνως κυματικὰς καὶ σωματικὰς ιδιότητας.**

Τὸ φαινόμενον τοῦ Compton ἀποδεικνύει ὅτι ἡ ἐνέργεια  $q = h\nu$  ἐνὸς φωτονίου ἰσοδυναμεῖ μὲ μᾶζαν  $m$ , ἡ ὁποία, σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἰσοδυναμίας μάζης καὶ ἐνεργείας, δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν  $q = mc^2$ . Ἄρα, τὸ φαινόμενον τοῦ Compton ἀποδεικνύει ὅτι ἰσχύει ἡ σχέσις :

$$h\nu = mc^2$$

\* Ἀπὸ τὴν γενικὴν ἐξίσωσιν τῶν κυμάτων  $c = \nu\lambda$ , ἔχομεν  $\nu = c/\lambda$ . Ἄν θέσωμεν τὴν τιμὴν αὐτὴν τοῦ  $\nu$  εἰς τὴν προηγουμένην ἐξίσωσιν, εὐρίσκομεν :

$$\frac{hc}{\lambda} = mc^2 \quad \text{καὶ} \quad \lambda = \frac{h}{mc} \quad (2)$$

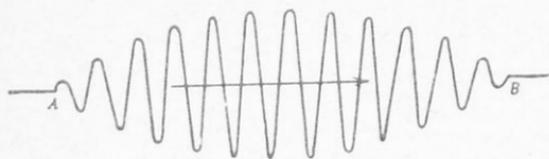
Ὁ Louis de Broglie (1923) ἀπέδωσε καὶ εἰς τὴν ὕλην τὸν δυϊσμόν, τὸν ὁποῖον παρουσιάζει ἡ ἀκτινοβολία καὶ ἀπέδειξε θεωρητικῶς ὅτι :

**Ἐνα σωματίδιον μάζης  $m$  κινούμενον μὲ ταχύτητα  $v$  εἶναι ἰσοδύναμον μὲ κῆμᾶ (ὕλικὸν κῆμα), τὸ ὁποῖον ἔχει μῆκος κύματος  $\lambda$ , προσδιοριζόμενον ἀπὸ τὴν ἀκόλουθον σχέσιν :**

μῆκος κύματος Broglie :	$\lambda = \frac{h}{mv}$
-------------------------	--------------------------

ὅπου  $h$  εἶναι ἡ σταθερὰ τοῦ Planck. Ἐπὶ τῆς θεωρίας τοῦ Broglie ἐστηρίχθη ἡ Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

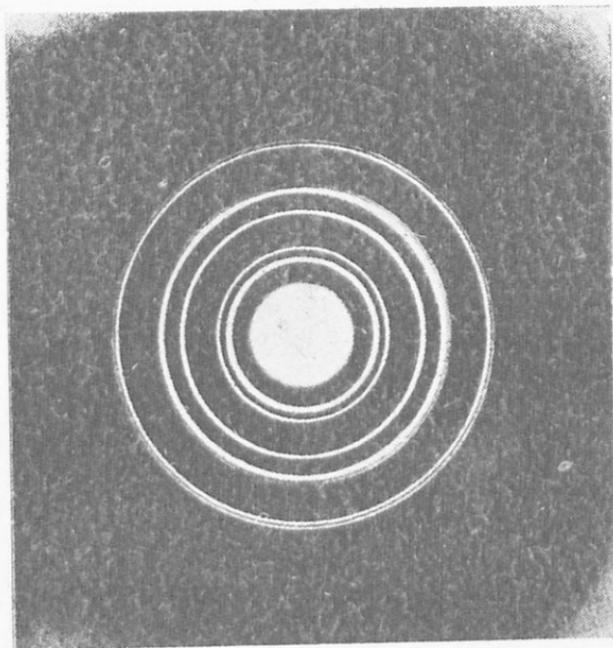
ανάπτυξιν τῆς **Κυματομηχανικῆς**, ἡ ὁποία ἀποδεικνύει ὅτι κάθε κινούμενον σω-



Σχ. 348. Ὁμάς ὑλικῶν κυμάτων.

τητας, τὰς ὁποίας ἔχει καὶ μία ὁμάς κυμάτων κινουμένη μετὰ ταχύτητα  $v$  (σχ. 348).

Αἱ κυματικαὶ ἰδιότητες τῶν κινουμένων σωματιδίων ἀποδεικνύονται πειραματικῶς ἀπὸ τὰ φαινόμενα συμβολῆς, τὰ ὁποία ἐμφανίζονται κατὰ τὴν παράθλασιν τῶν σωματιδίων. Τοιαύτη παράθλασις συμβαίνει, ὅταν ταχέως κινούμενα σωματίδια προσπίπτουν καταλλήλως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας κρυστάλλου ἢ διέρχονται διὰ λεπτῶν μεταλλικῶν φύλλων (σχ. 349). Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξε τὴν κυματικὴν φύσιν διαφόρων κινουμένων σωματιδίων (ἠλεκτρονίων, πρωτονίων, ἀτόμων κλπ.).



Σχ. 349. Παράθλασις ἠλεκτρονίων ὑπὸ φύλλου ἀργιλίου.

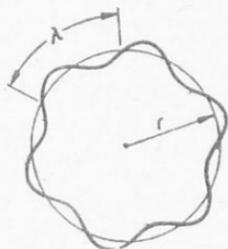
294. Ὑλικά κύματα ἐντὸς τοῦ ἀτόμου. — Εἰς τὸ ἀπλούστερον ἄτομον τῆς ὕλης, τὸ ἄτομον τοῦ ὑδρογόνου, τὸ ὑπάρχον ἓνα ἠλεκτρόνιον κινεῖται μετὰ ταχύτητα  $v$  ἐπὶ τῆς τροχιάς του. Διάφοροι θεωρητικοὶ φυσικοὶ ἐφήρμοσαν τὰ ὑλικά κύματα καὶ εἰς τὸ ἄτομον. Οὕτω ὁ Schrödinger ἀπέδειξε ὅτι:

*Ἐνα ἠλεκτρόνιον δὲν δύναται νὰ περιφέρεται περίξ τοῦ πυρήνος ἐπὶ δλων τῶν δυνατῶν τροχιῶν, ἀλλὰ μόνον ἐπὶ ὀρισμένων τροχιῶν, τῶν ὁποίων τὸ μῆκος εἶναι ἀκέραιον πολλαπλάσιον τοῦ μήκους κύματος Broglie ( $\lambda$ ).*

$$\text{ἔξισωσις τοῦ Schrödinger: } 2\pi r = n \cdot \lambda$$

(1)

ὅπου  $r$  εἶναι ἡ ἀκτίς τῆς ἐπιτρεπομένης τροχιᾶς καὶ  $n$  ἀκέραιος ἀριθμὸς (σχ. 350). Τὸ ἀνωτέρω θεωρητικὸν συμπέρασμα τῆς Κυματομηχανικῆς εἶναι ἡ ἐρμηνεία τῆς ἀδθαιρέτως διατυπώθεισης πρώτης συνθήκης τοῦ Bohr (§ 287).



Σχ. 350. Κίνησις τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ μιᾶς ἐπιτρεπομένης τροχιᾶς.



Σχ. 351. Σχηματικὸν διάγραμμα τῶν ὑλικῶν κυμάτων, τὰ ὁποῖα σχηματίζονται ἀπὸ τὸ ἠλεκτρόνιον τοῦ ἀτόμου ὑδρογόνου.

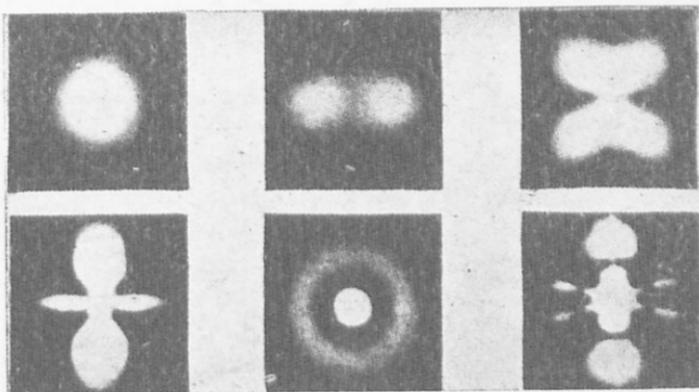
Ἐὰν εἰς τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν (1) θέσωμεν τὴν τιμὴν τοῦ  $\lambda$  εὐρίσκομεν :

$$2\pi r = n \cdot \frac{h}{mv} \quad \text{ἢ} \quad 2\pi \cdot mvr = n \cdot h$$

ἦτοι εὐρίσκομεν τὴν ἐξίσωσιν, ἡ ὁποία ἐκφράζει τὴν πρώτην συνθήκην τοῦ Bohr.

Ἡ Κυματομηχανικὴ δὲν ἐξετάζει τὴν κίνησιν τοῦ ἠλεκτρονίου πέριξ τοῦ πυρήνος, ἀλλ' ἐξετάζει τὴν συμπεριφορὰν τοῦ ὑλικῆς κύματος τὸ ὁποῖον ἰσοδυναμεῖ πρὸς τὸ ἠλεκτρόνιον. Οὕτω ἡ ἔννοια τοῦ ἠλεκτρονίου ὡς σωματι-

Σχ. 351 α. Σχηματικὴ παράστασις τῆς πιθανῆς διανομῆς τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου τοῦ ἠλεκτρονίου εἰς ἓνα ἄτομον ὑδρογόνου.

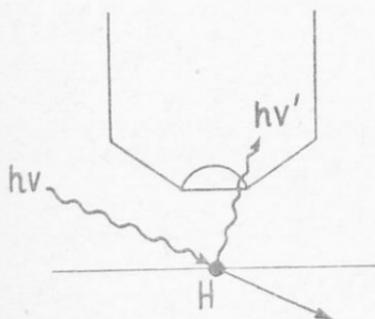


δίου εξαφανίζεται καὶ ἀντικαθίσταται μὲ σύστημα στασίμων ὑλικῶν κυμάτων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὸ ἠλεκτρονικὸν νέφος. Τοῦτο περιβάλλει ὁλόκληρον τὸν πυρήνα (σχ. 351). Ἐντὸς τοῦ ἠλεκτρονικοῦ νέφους κατανέμεται ἡ μᾶζα καὶ τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου (351 α).

Ἡ Κυματομηχανικὴ ἀποτελεῖ σήμερον τὴν μηχανικὴν τοῦ ἀτόμου.

295. Ἀρχὴ τῆς ἀπροσδιοριστίας. — Ὁ Heisenberg ἠρεύνησε τὴν σχέσιν, ἡ ὁποία ὑπάρχει μεταξὺ παρατηρητοῦ καὶ ἀντικειμένου παρατηρήσεως εἰς τὰ

φαινόμενα τοῦ μικροκόσμου, τὰ ὁποῖα μελετοῦν ἡ Ἀτομικὴ καὶ ἡ Πυρηνικὴ Φυσικὴ. Ἄς ὑποθέσωμεν ὅτι θέλομεν νὰ προσδιορίσωμεν τὴν θέσιν ἑνὸς ἠλεκτρονίου, τὸ ὁποῖον κινεῖται ἐπὶ μιᾶς εὐθείας μὲ ταχύτητα  $υ$ . Διὰ νὰ παρατηρήσωμεν τὸ ἠλεκτρόνιον, πρέπει νὰ προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου τουλάχιστον ἓνα φωτόνιον, τὸ ὁποῖον πρέπει κατόπιν νὰ εἰσέλθῃ εἰς τὸ μικροσκόπιον τῆς παρατηρήσεως (σχ. 352). Διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν μεγάλην ἀκρίβειαν εἰς τὸν προσδιορισμὸν μας, πρέπει νὰ περιορίσωμεν τὰ σφάλματα ἐκ τῆς παραθλάσεως τοῦ φωτός· διὰ τοῦτο πρέπει νὰ χρησιμοποιήσωμεν φωτεινὴν ἀκτινοβολίαν μὲ ὅσον τὸ δυνατόν μικρότερον μῆκος κύματος. Τὸ φωτόνιον τῆς ἀκτινοβολίας αὐτῆς μεταφέρει μεγάλην ἐνέργειαν. Ὅπως ὁμως ἀποδεικνύει τὸ φαινόμενον τοῦ Compton (§ 292) ἡ πρόσπτωσης τοῦ φωτονίου τούτου ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου ἰσοδυναμεῖ μὲ μηχανικὴν κρούσιν καὶ προκαλεῖ μεταβολὴν τῆς ὁρμῆς τοῦ ἠλεκτρονίου, τόσον μεγαλύτεραν, ὅσον μεγαλύτερα εἶναι ἡ ἐνέργεια τοῦ φωτονίου. Ὡστε ἡ πρόσπτωσης τοῦ φωτονίου ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου προκαλεῖ μεταβολὴν τῆς θέσεως τοῦ



Σχ. 352. Διὰ τὴν ἐρμηνείαν τῆς ἀρχῆς τῆς ἀπροσδιοριστίας.

ἠλεκτρονίου καὶ μεταβολὴν τῆς ταχύτητος αὐτοῦ, ἀφοῦ μεταβάλλει τὴν ὁρμὴν του ( $mu$ ). Οὕτω ὁ τρόπος μὲ τὸν ὁποῖον παρατηροῦμεν τὸ ἠλεκτρόνιον ἐπιφέρει ἓνα σφάλμα  $\Delta x$  εἰς τὸν ὑπολογισμὸν τῆς θέσεως καὶ ἓνα σφάλμα  $\Delta p$  εἰς τὸν ὑπολογισμὸν τῆς ὁρμῆς τοῦ ἠλεκτρονίου. Ὁ Heisenberg ἀπέδειξεν ὅτι ἰσχύει ἡ ἀκόλουθος ἀρχὴ τῆς ἀπροσδιοριστίας:

**Τὸ γινόμενον τῆς ἀπροσδιοριστίας  $\Delta x$  τῆς θέσεως ἐπὶ τὴν ἀπροσδιορισίαν  $\Delta p$  τῆς ὁρμῆς δὲν δύναται νὰ γίνῃ μικρότερον τῆς σταθερᾶς τοῦ Planck ( $h$ ).**

$$\text{ἀρχὴ τῆς ἀπροσδιοριστίας: } \Delta x \cdot \Delta p \geq h$$

Ἐπειδὴ τὸ γινόμενον τῶν δύο ἀπροσδιοριστιῶν  $\Delta x$  καὶ  $\Delta p$  (δηλ. τῶν σφαλμάτων) εἶναι πάντοτε ἴσον ἢ μεγαλύτερον τῆς σταθερᾶς  $h$ , ἡ ἀνωτέρω ἀρχὴ τῆς ἀπροσδιοριστίας δύναται νὰ ἐκφρασθῇ καὶ ὡς ἑξῆς: "Ὅσον μεγαλύτεραν ἀκρίβειαν ἐπιτυγχάνομεν εἰς τὸν προσδιορισμὸν τῆς θέσεως, τόσον μεγαλύτερον σφάλμα ὑπειστέργεται εἰς τὸν προσδιορισμὸν τῆς ὁρμῆς καὶ ἀντιστρόφως.

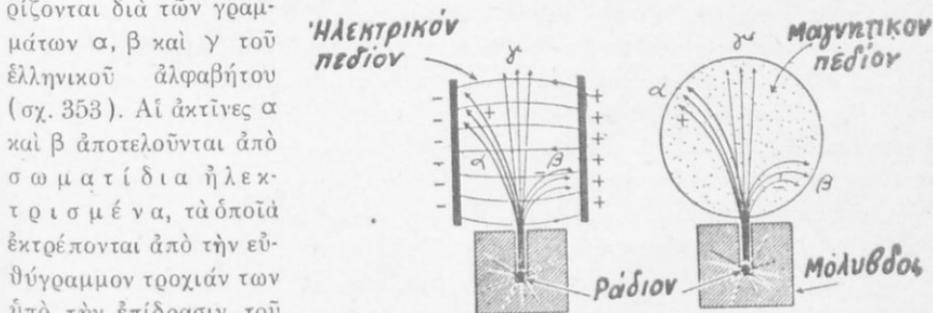
Ὁ Heisenberg ἀπέδειξεν ὅτι ἡ ἀρχὴ τῆς ἀπροσδιοριστίας εἶναι γενικὴ καὶ ἰσχύει δι' ὅλα τὰ ζεύγη μεταβλητῶν, διὰ τῶν ὁποίων δύναται νὰ χαρακτηρισθῇ ἡ κατάστασις ἑνὸς συστήματος. Ἡ ἀρχὴ τῆς ἀπροσδιοριστίας ἔχει ἰδιαίτερον σημασίαν μόνον κατὰ τὴν σπουδὴν τῶν φαινομένων τοῦ μικροκόσμου. Διὰ τὰ μακροσκοπικὰ φαινόμενα ἡ ἀρχὴ τῆς ἀπροσδιοριστίας ἔξακολουθεῖ νὰ ἰσχύῃ· ἐπειδὴ ὁμως τὰ μετρούμενα φυσικὰ μεγέθη εἶναι μεγάλα, διὰ τοῦτο τὰ σφάλματα  $\Delta x$  καὶ  $\Delta p$  ἀποβαίνουν ἀσήμαντα.

## ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

### ΦΥΣΙΚΗ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑ

296. Φυσικά ραδιενεργά στοιχεία.—'Ο Becquerel (1896), ὀλίγον χρόνον μετὰ τὴν ἀνακάλυψιν τῶν ἀκτίνων Röntgen, ἀνεκάλυψεν ὅτι τὸ οὐράνιον καὶ τὰ ἄλλα αὐτοῦ ἐκπέμπουν συνεχῶς ἀόρατον ἀκτινοβολίαν, ἣ ὁποία διέρχεται διὰ μέσου ἀδιαφανῶν σωμάτων, προσβάλλει τὰς φωτογραφικὰς πλάκας, προκαλεῖ τὸν φθορισμὸν πολλῶν σωμάτων καὶ τὸν ἰονισμὸν τῶν ἀερίων. Ἡ ἰδιότης τῶν σωμάτων νὰ ἐκπέμπουν αὐτομάτως τοιαύτην ἀκτινοβολίαν ἐκλήθη **ραδιενέργεια**. Τὸ πείραμα ἀπέδειξεν ὅτι ἡ ραδιενέργεια εἶναι ἰδιότης καθαρῶς ἀτομικῆ καὶ δὲν ἐπηρεάζεται ἀπὸ τὴν χημικὴν ἔνωσην τοῦ ἀτόμου μετὰ ἄτομα ἄλλων στοιχείων. Ἐπίσης ἡ ραδιενέργεια δὲν ἐπηρεάζεται ἀπὸ καμμίαν ἐξωτερικὴν αἰτίαν (θερμοκρασία, πίεσις). Τὰ στοιχεία, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν ἰδιότητα τῆς ραδιενεργείας καλοῦνται **ραδιενεργὰ στοιχεία**. Εἰς τὴν Φύσιν ὑπάρχουν 30 περίπου ραδιενεργὰ στοιχεία, ὅλα ὅμως εἶναι στοιχεία μεγάλου ἀτομικοῦ βάρους. Οὕτω ραδιενεργὰ στοιχεία εἶναι τὸ **οὐράνιον**, τὸ **ἀκτίνιον**, τὸ **θόριον** καὶ ἰδιαιτέρως τὸ **ράδιον**, τὸ ὁποῖον ἀνεκάλυψε τὸ ζεῦγος Curie (1896).

297. Φύσις τῆς ἀκτινοβολίας τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων.—Τὸ ἠλεκτρικὸν καὶ τὸ μαγνητικὸν πεδίου διαχωρίζουν τὴν ἀκτινοβολίαν τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων εἰς τρία εἶδη ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι διεθνῶς χαρακτηρίζονται διὰ τῶν γραμμάτων α, β καὶ γ τοῦ ἑλληνικοῦ ἀλφαβήτου (σχ. 353). Αἱ ἀκτίνες α καὶ β ἀποτελοῦνται ἀπὸ σωματίδια ἠλεκτρισμένα, τὰ ὁποῖα ἐκτρέπονται ἀπὸ τὴν εὐθύγραμμον τροχιάν των ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἢ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἀντιθέτως αἱ ἀκτίνες γ εἶ-



Σχ. 353. Ἀνάλυσις τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ ραδίου ὑπὸ ἠλεκτρικοῦ καὶ μαγνητικοῦ πεδίου.

να ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία. Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα

ἀπέδειξε τὰ ἀκόλουθα διὰ τὴν φύσιν τῶν τριῶν ἀκτινοβολιῶν, τὰς ὁποίας ἐκπέμπουν τὰ ραδιενεργὰ στοιχεῖα:

**I.** Αἱ ἀκτίνες α ἀποτελοῦνται ἀπὸ θετικῶς ἠλεκτρισμένα σωματίδια, τὰ ὁποῖα καλοῦνται σωματίδια α. Ἐκαστον σωματίδιον α εἶναι ὁ πυρὴν ἐνὸς ἀτόμου ἡλίου, φέρει ἐπ' αὐτοῦ δύο στοιχειώδη ἠλεκτρικὰ φορτία καὶ κινεῖται μὲ ταχύτητα 15 000 ἕως 25 000 km/sec.

**II.** Αἱ ἀκτίνες β ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένα σωματίδια, τὰ ὁποῖα καλοῦνται καὶ σωματίδια β. Ἐκαστον σωματίδιον β εἶναι ἓνα ἠλεκτρονιον, τὸ ὁποῖον κινεῖται μὲ ταχύτητα 120 000 ἕως 290 000 km/sec.

**III.** Αἱ ἀκτίνες γ εἶναι ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία, τῆς ὁποίας τὸ μῆκος κύματος εἶναι πολὺ μικρότερον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τῶν ἀκτίνων Röntgen.

298. Ἀπελευθέρωσις ἐνεργείας ὑπὸ τῶν ραδιενεργῶν ἀτόμων. —

Ἡ ἀκτινοβολία τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων μεταφέρει σημαντικὰ ποσὰ ἐνεργείας ὑπὸ μορφήν κινητικῆς ἐνεργείας σωματιδίων (ἀκτίνες α καὶ β) καὶ ὑπὸ μορφήν ἐνεργείας φωτονίων (ἀκτίνες γ). Εἶναι ὁμως γνωστὸν ὅτι ἡ ἐνέργεια, ὑπὸ οἰανδήποτε μορφήν καὶ ἂν ἐμφανίζεται, ἡμπορεῖ εὐκόλα καὶ ἐξ ὀλοκλήρου νὰ μετατραπῇ εἰς θερμότητα καὶ νὰ μετρηθῇ εἰς θερμίδας. Ἐὰν λοιπὸν ἓνα ραδιενεργὸν σῶμα εὐρίσκεται ἐντὸς μολυβδίνου δοχείου μὲ παχέα τοιχώματα, τότε ὄλαι αἱ ἐκπεμπόμεναι ἀκτινοβολαὶ ἀπορροφῶνται ἀπὸ τὸν μολυβδὸν καὶ ἡ ἐνέργειά των μεταβάλλεται εἰς θερμότητα. Οὕτω εὐρέθη ὅτι 1 γραμμάριον ραδίου ἐλευθερώνει καθ' ὥραν ἐνέργειαν ἴσην μὲ 135 θερμίδας. Διὰ τὸν λόγον τοῦτον ἓνα παρασκεύασμα ραδίου ἔχει πάντοτε θερμοκρασίαν μεγαλυτέραν κατὰ 1° C ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ περιβάλλοντος.

Ἡ συνεχὴς ἀπελευθέρωσις ἐνεργείας ἀπὸ τὰ ἄτομα τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων δὲν ὀφείλεται εἰς κανένα ἀπὸ τὰ ἕως τώρα γνωστὰ αἷτια, διότι μὲ κανένα τρόπον δὲν δυνάμεθα νὰ ἐπιταχύνωμεν ἢ νὰ ἐπιβραδύνωμεν αὐτὴν τὴν συνεχῆ ἔκλυσιν ἐνεργείας. Οὕτω τὰ ἄτομα τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων εἶναι πηγαὶ ἐνεργείας, αἱ ὁποῖαι ἐκπέμπουν αὐτομάτως ἐνέργειαν ὑπὸ τὴν μορφήν σωματιδιακῆς ἀκτινοβολίας (ἀκτίνες α καὶ β) καὶ ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας (ἀκτίνες γ). Ἡ νεωτέρα Φυσικὴ ἀπέδειξεν ὅτι ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία ἐλευθερώνεται ἀπὸ τὸ ἄτομον ἐνὸς ραδιενεργοῦ στοιχείου, ὀφείλεται εἰς μετατροπὴν μέρους τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου εἰς ἐνέργειαν, σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἰσοδυναμίας μάζης καὶ ἐνεργείας (τόμ. Α', § 240). Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:

Τὰ ἄτομα τῶν φυσικῶν ραδιενεργῶν στοιχείων ἐλευθερώνουν αὐτομάτως ἐνέργειαν ὑπὸ μορφήν διαφόρων ἀκτινοβολιῶν, ἕνεκα αὐτομάτου μετατροπῆς μέρους τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου εἰς ἐνέργειαν.

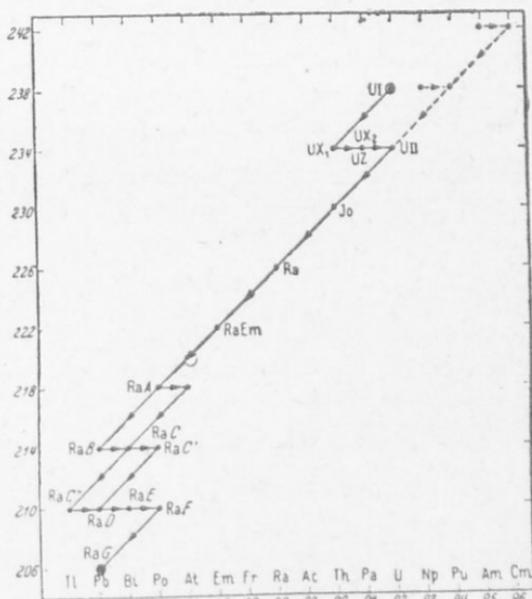
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

299. Φυσική μεταστοιχείωσις. — Είναι φανερόν ότι τὸ σωματίδιον α ἐκπέμπεται ἀπὸ τὸν πυρῆνα τοῦ ἀτόμου τοῦ ραδιενεργοῦ στοιχείου. Ἐὰς θεωρήσωμεν ἓνα ἄτομον ραδίου, τὸ ὁποῖον ἔχει ἀτομικὸν βάρος 226. Ὅταν ἀπὸ τὸν πυρῆνα τοῦ ἀτόμου τοῦ ραδίου ἀποσπασθῇ ἓνα σωματίδιον α, δηλαδή ὁ πυρῆν ἐνὸς ἀτόμου ἡλίου, τότε ὁ ἀπομένων πυρῆν δὲν εἶναι πλέον πυρῆν ἀτόμου ραδίου. Διότι ὁ ἀπομένων πυρῆν ἀνήκει εἰς στοιχεῖον ἔχον ἀτομικὸν βάρος 222. Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα κατώρθωσε νὰ ἀποδείξῃ ὅτι τὸ νέον τοῦτο στοιχεῖον εἶναι ἓνα εὐγενὲς ἄερίον, τὸ ὁποῖον ἐκλήθη ραδόνιον (Rn). Τὸ στοιχεῖον τοῦτο εἶναι ἐπίσης ραδιενεργὸν καὶ δι' ἐκπομπῆς ἐνὸς σωματιδίου α μεταπίπτει εἰς στοιχεῖον ἔχον ἀτομικὸν βάρος 218 καὶ τὸ ὁποῖον καλεῖται ράδιον Α (Ra A). Ἐπειδὴ μὲ κανένα μέσον δὲν δυνάμεθα νὰ ἐπηρεάσωμεν τὴν ἐκπομπὴν τῶν ἀκτινοβολιῶν τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων, συνάγεται ὅτι ἡ ἐκπομπὴ τῶν ἀκτινοβολιῶν τούτων εἶναι ἀποτέλεσμα αὐτομάτου ἐκρήξεως τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος. Ἡ ἔκρηξις αὐτὴ τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος ἔχει ὡς συνέπειαν τὴν μετάπτωσιν τοῦ ραδιενεργοῦ στοιχείου εἰς στοιχεῖον ἔχον μικρότερον ἀτομικὸν βάρος. Οὕτω ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπεκάλυψεν ὅτι :

**Οἱ πυρῆνες τῶν ἀτόμων τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων εἶναι ἀσταθεῖς καὶ αὐτομάτως μεταστοιχειώνονται διὰ τῆς ἐκπομπῆς ἀκτίνων α, β καὶ γ.**

Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι τὸ ράδιον εἶναι ἓνα ἐνδιάμεσον μέλος μιᾶς σειρᾶς μεταστοιχειώσεων. Πρῶτον μέλος τῆς σειρᾶς εἶναι τὸ οὐράνιον. Τὰ μέλη τῆς σειρᾶς αὐτῆς ἀποτελοῦν τὴν **σειρὰν τοῦ οὐρανίου**, ἐκ τοῦ ὁποῖου διὰ διαδοχικῶν μεταστοιχειώσεων προκύπτουν τὰ ἄλλα ραδιενεργὰ στοιχεῖα τῆς σειρᾶς (σχ. 354). Χαρακτηριστικὸν εἶναι ὅτι τὸ τελικὸν προϊόν τῶν διαδοχικῶν μεταστοιχειώσεων εἶναι σταθερὰ ἄτομα μόλυβδου.

300. Χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ ραδιενεργοῦ στοιχείου. — Ἐνεκα τῆς συνεχοῦς μεταστοιχειώσεως τῶν ἀτόμων ἐνὸς ραδιενεργοῦ στοιχείου, συμβαίνει συνεχῆς



Σχ. 354. Ἡ μεταστοιχειώσις τῶν μελῶν τῆς σειρᾶς τοῦ οὐρανίου.

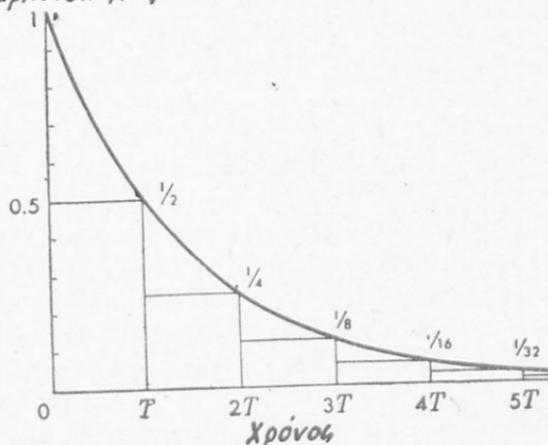
ἐλάττωσις τῆς μᾶζης τοῦ στοιχείου τούτου. Οὕτω εὐρέθη ὅτι, ἂν σήμερον ἔχωμεν

1 gr ραδίου, μετὰ παρέλευσιν 1600 περίπου ἔτων θὰ ἔχουν ἀπομείνει 0,5 gr ραδίου. Ὁ χρόνος οὗτος εἶναι χαρακτηριστικὸς δι' ἕκαστον ραδιενεργὸν στοιχεῖον.

**Χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ** ἑνὸς ραδιενεργοῦ στοιχείου καλεῖται ὁ χρόνος ἐντὸς τοῦ ὁποίου μεταστοιχειώνεται τὸ ἥμισυ τῆς μάζης τοῦ στοιχείου.

Ὁ χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ τῶν διαφόρων στοιχείων κυμαίνεται ἀπὸ  $10^{10}$  ἔτη (διὰ τὸ θόριον) ἕως  $10^{-9}$  sec (θόριον C'). Ἡ καμπύλη τοῦ σχήματος 355 δεικνύει τὸν νόμον, ὃ ὁποῖος διέπει τὴν μεταστοιχειώσιν ἑνὸς ραδιενεργοῦ στοιχείου.

*Ὑπαρχουσα μάζα*



Σχ. 355. Ὁ νόμος τῆς μεταστοιχειώσεως ἑνὸς ραδιενεργοῦ στοιχείου.

301. Αἱ τρεῖς σειραὶ τῶν φυσικῶν ραδιενεργῶν στοιχείων.—Ἐκτὸς τοῦ οὐρανίου, εὐρέθη ὅτι τὸ **ἀκτίνιον** (Ac) καὶ τὸ **θόριον** (Th) εἶναι τὰ πρῶτα μέλη δύο ἄλλων σειρῶν ραδιενεργῶν στοιχείων. Καὶ εἰς τὰς σειρὰς αὐτὰς τελικὸν πρῶτον τῶν μεταστοιχειώσεων εἶναι ὁ μόλυβδος. Ὡστε:

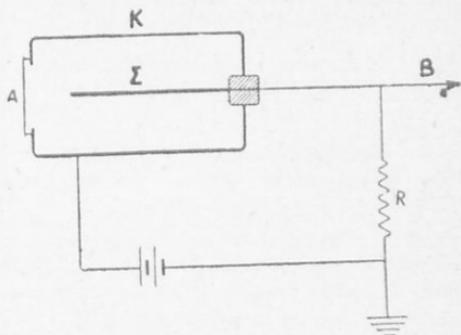
**Ὑπάρχουν τρεῖς σειραὶ φυσικῶν ραδιενεργῶν στοιχείων, εἰς τὰς ὁποίας πρῶτα μέλη εἶναι ἀντιστοιχῶς τὸ οὐράνιον, τὸ ἀκτίνιον καὶ τὸ θόριον.**

Ἐκτὸς τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων, τὰ ὁποῖα περιλαμβάνουν αἱ ἀνωτέρω τρεῖς σειραὶ τῶν φυσικῶν ραδιενεργῶν στοιχείων, ὑπάρχουν καὶ μερικὰ ἄλλα στοιχεῖα τὰ ὁποῖα, ἂν καὶ ἔχουν μέσα ἀτομικὰ βάρη, ἐν τούτοις εἶναι φυσικὰ ραδιενεργὰ στοιχεῖα καὶ ἐκπέμπουν πολὺ ἀσθενεῖς ἀκτινοβολίας. Τὰ στοιχεῖα αὐτὰ εἶναι σπάνια ἱσότοπα καὶ εἶναι τὰ ἑξῆς: τὸ τρίτιον, ὁ ἄνθραξ, τὸ κάλιον, τὸ ρουβίδιον, τὸ σαμάριον, τὸ λουτίτιον καὶ τὸ ρήφιον. Ἐκ τούτων μόνον τὸ σαμάριον ἐκπέμπει ἀκτίνια  $\alpha$ , ἐνῶ ὅλα τὰ ἄλλα ἐκπέμπουν ἀκτίνια  $\beta$ .

302. Μέθοδοι παρατηρήσεως τῶν σωματιδίων.—Διὰ τὴν παρατήρησιν τῶν σωματιδίων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὴν ἀκτινοβολίαν τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων, χρησιμοποιοῦνται διάφοροι διατάξεις: Ἐκ τούτων συνηθέστεραι εἶναι ὁ μετρητὴς Geiger καὶ ὁ θάλαμος Wilson.

α) **Μετρητὴς Geiger.**—Ὁ μετρητὴς Geiger ἀποτελεῖται ἀπὸ μεταλλικὸν κυλινδρικὸν σωλῆνα, ὃ ὁποῖος κατὰ τὸν ἄξονά του φέρει τεταμένον λεπτὸν σύμα (σχ. 356). Ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ὑπάρχει ἀέριον ὑπὸ μικρὰν πίεσιν. Ἡ φηλοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

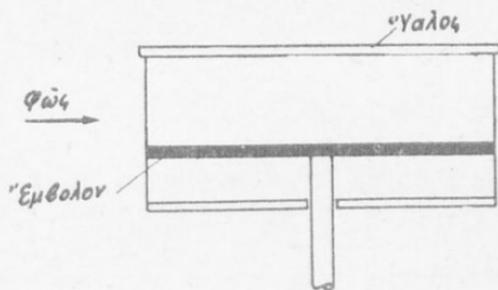
Ἡ συσκευή ἀποτελεῖ κυλινδρικὸν πυκνωτὴν, τοῦ ὁποῦ οὐλισμοὶ εἶναι τὸ σύρμα καὶ ὁ κύλινδρος. Μεταξὺ τῶν δύο ὀπισμῶν ἐφαρμόζεται κατάλληλος τάσις (1200 V περίπου), ἡ ὁποία δὲν δύναται νὰ προκαλέσῃ τὴν αὐτοτελεῖ ἐκκένωσιν. Ἐὰν ἐντὸς τοῦ σωλῆνος εἰσέλθῃ ἕνα φορτισμένον σωματίδιον, τότε τὸ ἀέριον θὰ ἰονισθῇ καὶ θὰ συμβῆῖ ἐκκένωσις. Τὸ παραχθὲν στιγμιαῖον ρεῦμα, ἀφοῦ ἐνισχυθῇ, δύναται νὰ καταγραφῇ ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακὸς ἢ νὰ διαβιβασθῇ εἰς μεγάφωνον, ὁπότε ἡ εἴσοδος ἐνὸς σωματιδίου ἐντὸς τοῦ σωλῆνος θὰ γίνῃ αἰσθητὴ ὡς ἕνας κρότος. Οὕτω δυνάμεθα νὰ ἀπαριθμήσωμεν τὰ σωματίδια τὰ ὁποῖα φθάνουν εἰς τὸν μετρητὴν ἐντὸς ὁρισμένου χρόνου. Ὁ μετρητὴς Geiger εἶναι πολὺτιμον ὄργανον καὶ χρησιμοποιεῖται εὐρύτατα. Ἰδιαιτέρως χρησιμοποιεῖται σήμερον διὰ νὰ ἀνιχνεύεται ἡ ὑπαρξὶς φορτισμένων σωματιδίων εἰς τὸ ἔδαφος ἢ εἰς τὸν ἀέρα..



Σχ. 356. Μετρητὴς Geiger.

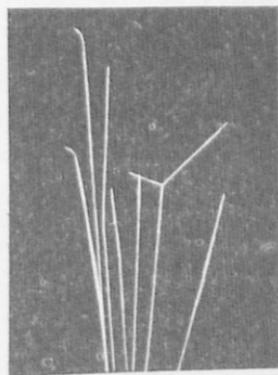
β) **Θάλαμος Wilson.**—Ὁ θάλαμος Wilson ἀποτελεῖται ἀπὸ ἕνα κύλινδρον ἐντὸς τοῦ ὁποῦ ὑπάρχει ἀήρ κεκορεσμένος ἀπὸ ὕδρατμους (σχ. 357).

Ἡ ἄνω βάση τοῦ κυλίνδρου εἶναι ὑαλινὴ πλάξ, ἡ δὲ κάτω βάση τοῦ κυλίνδρου εἶναι ἔμβολον. Ἄν αὐτῆ-



Σχ. 357. Θάλαμος Wilson

θῆ ἀποτόμως ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρος, οὗτος ψύχεται καὶ οἱ ἐντὸς αὐτοῦ ὕδρατμοὶ ὑγροποιοῦνται καὶ σχηματίζουν σταγονίδια. Κατὰ προτίμησιν τὰ σταγονίδια σχηματίζονται πέριξ τῶν ἰόντων, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν ἐντὸς τοῦ ἀέρος. Ἐπὶ τῆς ἀρχῆς αὐτῆς στηρίζεται ἡ λειτουργία τοῦ θαλάμου Wilson. Ἐὰν κατὰ τὴν στιγμὴν τῆς ἐκτονώσεως τοῦ ἀέρος εἰσέλθῃ ἐντὸς τοῦ θαλάμου ἕνα φορτισμένον σωματίδιον, τοῦτο σχηματίζει σειρὰν ἰόντων, τὰ ὁποῖα γίνονται κέντρα σταγονιδίων ὕδατος. Τὰ μικρὰ σταγονίδια ἀποτελοῦν μίαν λεπτὴν γραμμὴν ὀμί-



Σχ. 358. Φωτογραφία ἀκτίνων α μετὸν θάλαμον Wilson. Ἡ διακλάδωσις τῆς τροχιάς ἐνὸς σωματιδίου α φανερώνει τὴν κρούσιν τοῦ σωματιδίου μετὰ ἕνα ἀτομικὸν πυρῆνα.

χλης, ἡ ὁποία φανερώνει τὴν τροχίαν τοῦ σωματιδίου. Οὕτω δυνάμεθα νὰ παρατηρήσωμεν ἢ καὶ νὰ φωτογραφήσωμεν τὴν τροχίαν τοῦ σωματιδίου, τὸ ὁποῖον εἰσῆλθεν ἐντὸς τοῦ θαλάμου (σχ. 358 καὶ 358 α).

**303. Προσδιορισμός τῆς ἡλικίας τῶν πετρωμάτων.** — Εἶναι γνωστὸν (§ 299) ὅτι τὸ οὐράνιον ὑφίσταται διαδοχικὰς μεταστοιχειώσεις καὶ τελικῶς μεταπίπτει εἰς μόλυβδον. Ὅταν λοιπὸν ἓνα πέτρωμα περιέχῃ οὐράνιον καὶ μόλυβδον, πρέπει νὰ συμπεράνωμεν ὅτι ὁ μόλυβδος τοῦ πετρώματος προήλθεν ἐκ τῶν μεταστοιχειώσεων τοῦ οὐρανίου, τὸ ὁποῖον περιεῖχε τὸ πέτρωμα κατὰ τὴν ἐποχὴν τῆς στερεοποιήσεώς του. Οὕτω ἀπὸ τὴν περιεκτικότητα τοῦ πετρώματος εἰς οὐράνιον καὶ μόλυβδον δύναται νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἡλικία τοῦ πετρώματος.



Σχ. 358α. Φωτογραφία ἀκτίνων β μετὸν θάλαμον Wilson. Αἱ βραχεῖαι τροχίαι ἀνήκουν εἰς βραδέως κινούμενα ἠλεκτρόνια. Ἡ μακρὰ εὐθεῖα τροχία ἀνήκει εἰς ταχέως κινούμενον ἠλεκτρόνιον.

### Ο ΠΥΡΗΝ ΤΟΥ ΑΤΟΜΟΥ

**304. Μονὰς ἀτομικῆς μάζης.** — Εἰς τὴν Χημείαν διὰ τὴν σύγκρισιν τῶν ἀτόμων τῶν διαφόρων στοιχείων ἐδέχθησαν αὐθαιρέτως ὅτι τὸ ἀτομικὸν βάρος τοῦ ὀξυγόνου εἶναι ἴσον μετὰ 16. Οὕτω ἐδημιουργήθη ἡ χημικὴ κλίμαξ τῶν ἀτομικῶν βαρῶν. Ἀλλὰ τὸ φυσικὸν ὀξυγόνον, τὸ ὁποῖον λαμβάνει ὡς βάσιν ἡ χημικὴ κλίμαξ τῶν ἀτομικῶν βαρῶν, ἀπεδείχθη ὅτι εἶναι μείγμα τριῶν ἰσοτόπων (§ 234). Εἰς τὴν Ἀτομικὴν καὶ τὴν Πυρηνικὴν Φυσικὴν διὰ τὴν μέτρησιν τῆς μάζης τῶν ἀτόμων καὶ τῶν πυρηνῶν χρησιμοποιεῖται ἡ φυσικὴ κλίμαξ τῶν ἀτομικῶν μαζῶν, εἰς τὴν ὁποίαν ἡ μονὰς ὀρίζεται ὡς ἑξῆς:

*Εἰς τὴν φυσικὴν κλίμακα τῶν ἀτομικῶν μαζῶν ὡς μονὰς μάζης λαμβάνεται τὸ 1/16 τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου τοῦ ἀφθονώτερου εἰς τὴν Φύσιν ἀπαντῶντος ἰσοτόπου τοῦ ὀξυγόνου.*

Ἡ μονὰς αὕτη καλεῖται *μονὰς ἀτομικῆς μάζης* καὶ συμβολίζεται 1 amu (atomic - mass unit). Εὐρίσκεται δὲ ὅτι εἶναι :

$$1 \text{ μονὰς ἀτομικῆς μάζης: } 1 \text{ amu} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ gr}$$

305. Ἀτομικὴ μᾶζα καὶ μαζικός ἀριθμός.—Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ μᾶζα τοῦ ἀτόμου εἶναι σχεδὸν ὁλόκληρος συγκεντρωμένη εἰς τὸν ἀτομικὸν πυρῆνα, διότι ἡ μᾶζα τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι πολὺ μικρά. Ἡ μᾶζα τοῦ ἀτόμου, μετρηθεῖσα εἰς τὴν φυσικὴν κλίμακα τῶν ἀτομικῶν μαζῶν καλεῖται **ἀτομικὴ μᾶζα**. Εἰς τὸν παραπλεύρως πίνακα ἀναγράφεται ἡ ἀτομικὴ μᾶζα μερικῶν ἐκ τῶν πρώτων στοιχείων τοῦ περιοδικοῦ συστήματος μετὰ τῶν γνωστῶν ἰσοτόπων των. Ἡ φασματογραφικὴ μέτρησις τῶν ἀτομικῶν μαζῶν ἀπέδειξεν ὅτι ὁλαὶ αἱ ἀτομικαὶ μᾶζαι προσεγγίζουν πρὸς ἀκέραιον ἀριθμόν. Ὁ ἀκέραιος ἀριθμός, πρὸς τὸν ὁποῖον προσεγγίζει ἡ ἀτομικὴ μᾶζα τοῦ ἀτόμου καλεῖται **μαζικός ἀριθμὸς A** τοῦ ἀτόμου ὁ ἀριθμὸς οὗτος ἔχει μεγάλην σημασίαν διὰ τὴν σπουδὴν τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος.

Ἀτομικός ἀριθμός, ἀτομικὴ μᾶζα καὶ μαζικός ἀριθμός μερικῶν στοιχείων

Ἀτομικός ἀριθμός Z	Στοιχεῖον	Ἀτομικὴ μᾶζα	Μαζικός ἀριθμὸς A
1	H	1,008145	1
1	H	2,014741	2
1	H	3,016997	3
2	He	3,016977	3
2	He	4,003879	4
2	He	5,0137	5
3	Li	5,0136	5
2	He	6,020833	6
3	Li	6,01697	6
3	Li	7,01822	7
4	Be	7,01916	7
3	Li	8,02502	8

306. Πυκνότης τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος.—Με διαφόρους μεθόδους εὑρέθη ὅτι ἡ διάμετρος τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος εἶναι τῆς τάξεως  $10^{-12}$  cm. Ὁ μεγαλύτερος ἐξ ὄλων τῶν ἀτομικῶν πυρῆνων εἶναι ὁ ἀτομικός πυρῆν τοῦ ἰσοτόπου 238 τοῦ οὐρανίου. Ὁ πυρῆν οὗτος εὑρέθη ὅτι ἔχει ὄγκον  $V = 3,4 \cdot 10^{-36}$  cm<sup>3</sup>. Ἡ μᾶζα τοῦ πυρῆνος τούτου εἶναι:  $m = 1,66 \cdot 10^{-24} \times 238 = 396 \cdot 10^{-24}$  gr. Ἄρα ἡ πυκνότης τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος εἶναι:

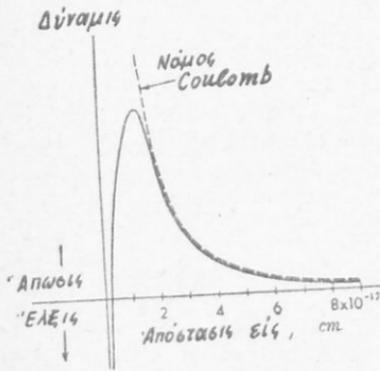
$$d = \frac{m}{V} = \frac{396 \cdot 10^{-24} \text{ (gr)}}{3,4 \cdot 10^{-36} \text{ (cm}^3\text{)}} = 1,16 \cdot 10^{14} \text{ gr/cm}^3$$

Τὸ ἀνωτέρω παράδειγμα δεικνύει ὅτι **ἡ πυκνότης τῶν ἀτομικῶν πυρῆνων εἶναι τεραστία**. Ἐὰν υποθέσωμεν ὅτι γεμίζομεν ἓνα κυβικὸν ἑκατοστόμετρον μετὰ πυρῆνας ἀτόμων οὐρανίου, χωρὶς νὰ μείνουν κενοὶ χῶροι μεταξὺ τῶν πυρῆνων, τότε αὐτὸ τὸ ἓνα κυβικὸν ἑκατοστόμετρον ὕλης θὰ εἶχε βάρους 116 ἑκατομμύρια τόννους.

307. Συμβολικὴ γραφὴ τῶν ἀτομικῶν πυρῆνων.—Εἰς κάθε ἀτομικὸν πυρῆνα ἀντιστοιχοῦν δύο θεμελιώδεις ἀριθμοί, ὁ **ἀτομικός ἀριθμὸς Z** καὶ ὁ **μαζικός ἀριθμὸς A**. Οἱ δύο αὐτοὶ ἀριθμοὶ ἔχουν ἰδιαιτέραν σημασίαν εἰς τὴν Πυρηνικὴν Φυσικὴν καὶ σημειώνονται ἑκατέρωθεν τοῦ συμβόλου (Σ) τοῦ στοιχείου ὡς ἐξῆς:  $Z\Sigma^A$ . Οὕτω γράφομεν (βλ. ἀνωτέρω πίνακα):

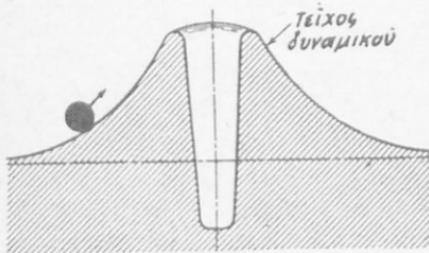


308. Τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος. — Εἶναι γνωστὸν (§ 283) ὅτι ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς  $Z$  τοῦ στοιχείου φανερώνει ὅτι ὁ ἀτομικὸς πυρὴν φέρει ἐπ' αὐτοῦ  $Z$  θετικὰ στοιχειώδη ἠλεκτρικὰ φορτία ( $+e$ ). Οὕτω κάθε ἀτομικὸς πυρὴν φέρει ἐπ' αὐτοῦ θετικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q = +Z \cdot e$ . Τὸ φορτίον τοῦτο δημιουργεῖ περίξ τοῦ πυρῆνος τοῦ ἀτόμου ἓνα ἠλεκτρικὸν πεδίου. Συνεπῶς ὁ πυρὴν ἀπὸ θεί κάθε θετικῶς ἠλεκτρισμένον σωματίδιον, τὸ ὁποῖον θὰ πλησιάζῃ πρὸς τὸν πυρὴνα. Ἡ ἀναπτυσσομένη τότε ἄπωσις ἀκολουθεῖ τὸν νόμον τοῦ Coulomb.

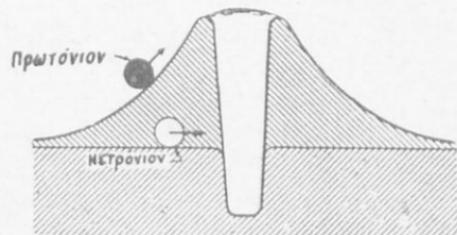


Σχ. 359. Ἡ ἄπωσις τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος ἐπὶ πλησιάζοντος θετικῶς φορτισμένου σωματιδίου.

γώτερον ἀποτόμους (σχ. 360). Εἰς μίαν σφαῖραν, εὐρισκομένην ἐπὶ τοῦ ὀριζοντίου ἐπιπέδου δίδομεν μίαν ἀρχικὴν ταχύτητα, διὰ νὰ εἰσέλθῃ ἡ σφαῖρα ἐντὸς τοῦ φρέατος. Κατὰ τὴν ἀνοδὸν τῆς σφαίρας ἐπὶ τῶν κλιτύων τοῦ φρέατος ἡ κίνησις



Σχ. 360. Τὸ τεῖχος δυναμικοῦ περίξ τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος.



Σχ. 360 α. Ἐνα οὐδέτερον σωματίδιον (νετρόνιον) διασχίζει ἐλευθέρως τὸ τεῖχος δυναμικοῦ.

τῆς σφαίρας εἶναι ἐπιβραδυνομένη· τὸ γεγονός τοῦτο δύναται νὰ ἐκληφθῇ ὡς ἄπωσις τοῦ φρέατος ἐπὶ τῆς σφαίρας. Ἐάν ἡ σφαῖρα ἔχῃ μεγάλην ἀρχικὴν ταχύτητα, ὥστε νὰ φθάσῃ ἕως τὸ χεῖλος τοῦ φρέατος, τότε ἡ σφαῖρα θὰ εἰσέλθῃ ἐντὸς τοῦ φρέατος· τὸ γεγονός τοῦτο δύναται νὰ ἐκληφθῇ ὡς ἔλξις τοῦ φρέατος ἐπὶ τῆς σφαίρας. Εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος τὸ θετικὸν φορ-

τίον δημιουργεῖ περίξ τοῦ πυρῆνος ἓνα **τεῖχος δυναμικοῦ**. Τοῦτο εἶναι τόσον δυσκολώτερον νὰ ὑπερπηδηθῇ, ὅσον μεγαλύτερον εἶναι τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:

**Τὸ περίξ τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος ὑπάρχον ἠλεκτρικὸν πεδίων ἐμποδίζει νὰ εἰσέλθουν ἐντὸς τοῦ πυρῆνος ἄλλα θετικῶς φορτισμένα σωματίδια, ἐκτὸς ἂν ταῦτα ἔχουν πολὺ μεγάλην ἐνέργειαν, ὥστε νὰ ὑπερπηθήσουν τὸ τεῖχος δυναμικοῦ.**

309. Στοιχειώδη σωματίδια τοῦ πυρῆνος. — Εἶναι γνωστὸν (§ 299), ὅτι ἡ φυσικὴ ραδιενέργεια ὀφείλεται εἰς αὐτόματον ἔκρηξιν τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος. Ἡ νεωτέρα πειραματικὴ ἔρευνα κατορθώνει νὰ προκαλῇ διάσπασιν τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος τῶν σταθερῶν στοιχείων (τεχνητή ραδιενέργεια). Κατὰ τὴν διάσπασιν αὐτὴν ἑξέρχονται ἀπὸ τὸν πυρῆνα σωματίδια, τὰ ὁποῖα δυνάμεθα νὰ τὰ παρατηρήσωμεν καὶ νὰ τὰ μελετήσωμεν. Ἀπὸ τὴν μελέτην τῆς διασπάσεως τῶν ἀτομικῶν πυρῆνων ἀπεδείχθη ὅτι ὅλοι οἱ ἀτομικοὶ πυρῆνες ἀποτελοῦνται ἀπὸ δύο εἶδη σωματιδίων, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **πρωτόνια** καὶ **νετρόνια**. Τὰ δύο αὐτὰ εἶδη σωματιδίων ἀποτελοῦν τὰ συστατικὰ τῶν ἀτομικῶν πυρῆνων καὶ καλοῦνται γενικῶς **νουκλεόνια** (ἀπὸ τὸ nucleus = πυρῆν).

α) **Τὸ πρωτόνιον.** — Τὸ πρωτόνιον εἶναι ὁ ἀτομικὸς πυρῆν τοῦ κοινοῦ ὕδρογονου, δηλ. εἶναι τὸ ἰὸν ὕδρογονου. Τὸ πρωτόνιον φέρει ἓνα στοιχειῶδες θετικὸν φορτίον  $+e$  καὶ ἔχει μᾶζαν περίπου ἴσην μὲ μίαν μονάδα ἀτομικῆς μᾶζης (1 amu). Εἰς τὴν Πυρηνικὴν Φυσικὴν παριστῶμεν τὸ πρωτόνιον μὲ τὸ σύμβολον  $1p^1$  ἢ  $1H^1$ , διότι τὸ πρωτόνιον ἔχει μαζικὸν ἀριθμὸν  $A = 1$  καὶ ἀτομικὸν ἀριθμὸν  $Z = 1$ .

β) **Τὸ νετρόνιον.** — Τὸ νετρόνιον εἶναι σωματίδιον, τὸ ὁποῖον δὲν ἔχει ἠλεκτρικὸν φορτίον. Ἡ μᾶζα τοῦ νετρονίου εἶναι ὀλίγον μεγαλύτερα ἀπὸ τὴν μᾶζαν τοῦ πρωτονίου. Τὸ νετρόνιον ἔχει μαζικὸν ἀριθμὸν  $A = 1$  καὶ ἀτομικὸν ἀριθμὸν  $Z = 0$ . Τὸ νετρόνιον τὸ παριστῶμεν μὲ τὸ σύμβολον  $0n^1$ . Ἐπειδὴ τὸ νετρόνιον δὲν ἔχει ἠλεκτρικὸν φορτίον, διὰ τοῦτο κατορθώνει νὰ εἰσδύῃ ἐλευθέρως ἐντὸς τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ἐπικρατεῖ περίξ ἐκάστου ἀτομικοῦ πυρῆνος (σχ. 360 α). Τὰ νετρόνια δὲν προκαλοῦν ἰονισμόν τῶν ἀερίων καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἀποκάλυψις τῆς παρουσίας τῶν νετρονίων γίνεται μὲ ἐμμέσους μεθόδους. Ἀφθονα νετρόνια λαμβάνονται, ὅταν βομβαρδίζεται τεμάχιον βηρυλλίου (Be) μὲ σωματίδια  $\alpha$ , δηλ. μὲ ἀκτίνες  $\alpha$  ἐνὸς ραδιενεργοῦ στοιχείου. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:

**I. Ὅλοι οἱ ἀτομικοὶ πυρῆνες ἀποτελοῦνται ἀπὸ πρωτόνια καὶ νετρόνια, τὰ ὁποῖα γενικῶς καλοῦνται νουκλεόνια.**

**II. Τὸ πρωτόνιον καὶ τὸ νετρόνιον ἔχουν μᾶζαν περίπου ἴσην μὲ μίαν μονάδα ἀτομικῆς μᾶζης (1 amu).**

**III.** Το πρωτόνιον φέρει ένα στοιχειώδες θετικόν ηλεκτρικόν φορτίον ( $+e$ ), ενώ το νετρόνιον είναι σωματίδιον ουδέτερον.

Ατομικός αριθμός $Z$	Νουκλεόνιον	Μάζα εις $amu$	Μαζικός αριθμός $A$	Ηλεκτρικόν φορτίον εις $Cb$
1	πρωτόνιον ${}_1H^1$	$m_p = 1,008145$	1	$+1,60 \cdot 10^{-19}$
0	νετρόνιον ${}_0n^1$	$m_n = 1,008987$	1	0

310. Αριθμός τῶν πρωτονίων καὶ τῶν νετρονίων τοῦ πυρῆνος.— Ἐκαστος ἀτομικὸς πυρῆν ἀποτελεῖται ἀπὸ πρωτόνια καὶ νετρόνια. Τὸ θετικὸν ηλεκτρικὸν φορτίον τοῦ πυρῆνος ὀφείλεται ἀποκλειστικῶς εἰς τὰ πρωτόνια, τὰ ὁποῖα περιέχει ὁ πυρῆν. Ἐκαστὸν στοιχειῶδες θετικὸν φορτίον τοῦ πυρῆνος ἀντιστοιχεῖ εἰς ἕνα πρωτόνιον. Ἄρα ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς  $Z$ , ὁ ὁποῖος δεικνύει τὸ πλῆθος τῶν στοιχειῶδων θετικῶν φορτίων τοῦ πυρῆνος, ἐκφράζει συγχρόνως καὶ τὸν ἀριθμὸν τῶν πρωτονίων τοῦ πυρῆνος. Οὕτω ὁ ἀτομικὸς πυρῆν τοῦ ἡλίου περιέχει  $Z=2$  πρωτόνια καὶ ὁ ἀτομικὸς πυρῆν τοῦ οὐρανίου περιέχει  $Z=92$  πρωτόνια. Ὡστε:

**Ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς  $Z$  ἐνὸς πυρῆνος εἶναι ἴσος μὲ τὸν ἀριθμὸν τῶν πρωτονίων, τὰ ὁποῖα περιέχει ὁ ἀτομικὸς πυρῆν.**

Ἡ μάζα τοῦ πρωτονίου καὶ τοῦ νετρονίου εἶναι σχεδὸν ἴση μὲ μίαν μονάδα ἀτομικῆς μάζης. Ἐξ ἄλλου ὁ μαζικὸς ἀριθμὸς  $A$  ἐνὸς πυρῆνος εἶναι πάντοτε ἀκέραιος ἀριθμὸς. Ἐπομένως ὁ μαζικὸς ἀριθμὸς  $A$  εἶναι ἴσος μὲ τὸν ἀριθμὸν τῶν νουκλεονίων, τὰ ὁποῖα περιέχει ὁ πυρῆν. Οὕτω ὁ ἀτομικὸς πυρῆν τοῦ ἡλίου περιέχει  $A=4$  νουκλεόνια καὶ ὁ ἀτομικὸς πυρῆν τοῦ οὐρανίου περιέχει  $A=238$  νουκλεόνια. Ὡστε:

**Ὁ μαζικὸς ἀριθμὸς  $A$  ἐνὸς πυρῆνος εἶναι ἴσος μὲ τὸ ἄθροισμα τοῦ ἀριθμοῦ  $Z$  τῶν πρωτονίων καὶ τοῦ ἀριθμοῦ  $N$  τῶν νετρονίων, τὰ ὁποῖα περιέχει ὁ ἀτομικὸς πυρῆν.**

$$\begin{array}{l} A = Z + N \\ \text{νουκλεόνια} = \text{πρωτόνια} + \text{νετρόνια} \end{array}$$

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

**Ὁ ἀριθμὸς  $N$  τῶν νετρονίων ἐνὸς πυρῆνος εἶναι ἴσος μὲ τὴν διαφορὰν τοῦ μαζικοῦ ἀριθμοῦ  $A$  καὶ τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ  $Z$  τοῦ πυρῆνος.**

$$\text{νετρόνια πυρῆνος: } N = A - Z$$

Ούτω ο ατομικός πυρήν του ήλιου περιέχει  $N = 4 - 2 = 2$  νετρόνια και ο ατομικός πυρήν του ουρανίου περιέχει  $N = 238 - 92 = 146$  νετρόνια. Ο ατομικός πυρήν  ${}_{80}\text{Hg}^{200}$  περιέχει  $Z = 80$  πρωτόνια και  $N = 200 - 80 = 120$  νετρόνια.

311. Οι ατομικοί πυρήνες των ισοτόπων.—Αί χημικά ιδιότητες έκαστου στοιχείου προσδιορίζονται από τον αριθμόν των ηλεκτρονίων του ατόμου και συνεπώς προσδιορίζονται από τον αριθμόν των πρωτονίων του πυρήνος. Οι ατομικοί πυρήνες των τριών ισοτόπων του οξυγόνου:



περιέχουν τον αυτόν αριθμόν πρωτονίων ( $Z = 8$  πρωτόνια)· άρα οί τρεις αυτοί ατομικοί πυρήνες προσδιορίζουν τās αττάς χημικάς ιδιότητας. Αυτοί όμως οί τρεις ατομικοί πυρήνες οξυγόνου δέν έχουν τήν αττήν ατομικήν μάζαν, διότι περιέχουν διαφορετικόν αριθμόν νετρονίων (8, 9, 10). Ωστε δυνάμεθα να ορίσωμεν τά ισότοπα στοιχεΐα ώς εξής:

**Ίσότοπα καλοϋνται τά στοιχεΐα, των οποίων οί ατομικοί πυρήνες περιέχουν τον αυτόν αριθμόν (Z) πρωτονίων, διάφορον όμως αριθμόν (N) νετρονίων.**

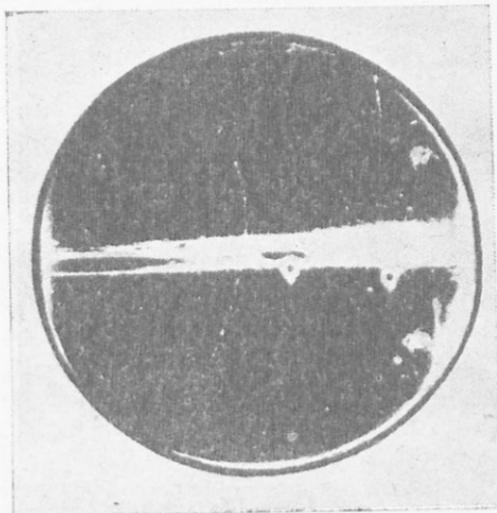
Ο ακόλουθος πίναξ περιέχει τά ισότοπα των πρώτων στοιχείων του περιοδικού συστήματος. Τά ισότοπα, τά οποΐα σημειώνονται εις τον πίνακα με μαϋρον μαζικόν αριθμόν, δέν απαντοϋν εις τήν Φύσιν, αλλά παράγονται τεχνητώς (τεχνητά ισότοπα).

Ίσότοπα στοιχεΐα

Ατομικός αριθμός Z	Στοιχείον	Μαζικός αριθμός A των ισοτόπων
1	Ύδρογόνον H	1 2 3
2	Ήλιον He	3 4 5 6
3	Λίθιον Li	5 6 7 8
4	Βηρύλλιον Be	7 8 9 10
5	Βόριον B	8 9 10 11
6	Άνθραξ C	10 11 12 13 14 15
7	Άζωτον N	12 13 14 15 16 17
8	Όξυγόνον O	15 16 17 18 19
9	Φθόριον F	17 18 19 20
10	Νέον Ne	19 20 21 22 23
11	Νάτριον Na	21 22 23 24
12	Μαγνήσιον Mg	23 24 25 26 27

312. Ποζιτρόνιον.—Ὁ Anderson (1932) πειραματιζόμενος μὲ τὸν θάλαμον Wilson ἀνεκάλυψεν ἕνα νέον σωματίδιον, τὸ ὁποῖον ἔχει μᾶζαν ἴσην μὲ τὴν μᾶζαν τοῦ ἠλεκτρονίου, ἀλλὰ φέρει ἕνα στοιχειῶδες θετικὸν ἢ λεκτρικὸν φορτίον  $+e$ . Τὸ σωματίδιον τοῦτο καλεῖται **ποζιτρόνιον** (σχ. 361). Ἡ θεωρία εἶχε προβλέψει τὴν ὑπαρξιν ἐνὸς τοιούτου σωματιδίου (Dirac, 1928). Χαρακτηριστικὸν εἶναι ὅτι τὸ ποζιτρόνιον ἐξαρτίζεται ταχέως. Εἰς τὰ ἐργαστήρια παράγονται σήμερον ἰσχυρὰ ρεύματα ποζιτρονίων. Ὡστε:

*Τὸ ποζιτρόνιον ἔχει μᾶζαν ἴσην μὲ τὴν μᾶζαν τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ φέρει ἕνα στοιχειῶδες θετικὸν ἢ λεκτρικὸν φορτίον.*



Σχ. 361. Φωτογραφία μὲ τὸν θάλαμον Wilson τῆς τροχιάς τοῦ ποζιτρονίου.

Σωματίδιον	Μᾶζα ( $m_e$ ) εἰς gr	Ἡλεκτρικὸν φορτίον ( $e$ ) εἰς Cb
ἠλεκτρόνιον $e^-$	$9,1085 \cdot 10^{-28}$	$-1,6 \cdot 10^{-19}$
ποζιτρόνιον $e^+$	$9,1085 \cdot 10^{-28}$	$+1,6 \cdot 10^{-19}$

313. Ὑλοποίησης τῆς ἐνεργείας φωτονίου.—Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι κατὰ τὴν κρούσιν ἐνὸς φωτονίου ἀκτίνων  $\gamma$ , μεγάλης ἐνεργείας, ἐπὶ τῶν ἀτόμων τῆς ὕλης παράγονται ἕνα ἢ λεκτρόνιον καὶ ἕνα ποζιτρόνιον (σχ. 362). Τὰ παραγόμενα δύο σωματίδια ἔχουν τὴν αὐτὴν μᾶζαν, ἀλλὰ τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία των εἶναι ἴσα καὶ ἀντίθετα. Διὰ τοῦτο ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν ἰσχυροῦ μαγνητικοῦ πεδίου τὰ δύο αὐτὰ σωματίδια ἐκτρέπονται πρὸς ἀντιθέτους κατευθύνσεις (σχ. 363). Ἡ γένεσις τοῦ ζεύγους τῶν ἑτερονύμων ἢ λεκτρονίων παρατηρεῖται μόνον, ὅταν τὸ προσπίπτον ἐπὶ τῆς ὕλης φωτόνιον  $\gamma$  ἔχη ἐνέργειαν τουλάχιστον ἴσην μὲ ἕνα ἑκατομμύριον ἠλεκτρονιοβόλτ ( $10^6$  eV). Τόση ὁμως εἶναι ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία ἰσοδυναμεῖ μὲ τὴν μᾶζαν τοῦ παραγομένου ζεύγους τῶν ἑτερονύμων ἠλεκτρονίων. Διότι ἡ μᾶζα ἐνὸς ἠλεκτρονίου ἰσοδυναμεῖ μὲ ἐνέργειαν:

$$W = m \cdot c^2 = 9,1 \cdot 10^{-28} \times 9 \cdot 10^{20} = 8,2 \cdot 10^{-7} \text{ erg}$$

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

Ἡ ἰσοδύναμος αὐτῆ ἐνέργεια μετρούμενη εἰς ἠλεκτρονιοβόλτ (eV) εἶναι :

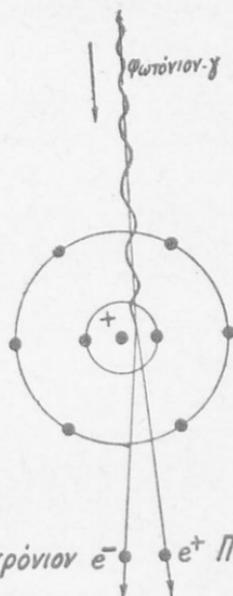
$$W = \frac{8,2 \cdot 10^{-7}}{1,6 \cdot 10^{-12}} = 500000 \text{ eV} = 0,5 \text{ MeV}$$

Ἐὰν ἡ ἐνέργεια  $h\nu$  τοῦ φωτονίου  $\gamma$  εἶναι μεγαλύτερα ἀπὸ 1 000 000 eV, τότε ἡ ἐπὶ πλέον ἐνέργεια τοῦ φωτονίου εὐρίσκειται ἐπὶ τῶν δύο ἑτερωνύμων σωματιδίων ὑπὸ μορφὴν κινητικῆς ἐνεργείας. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα :

**Ἡ ἐνέργεια ἑνὸς φωτονίου  $\gamma$  μετατρέπεται εἰς ἰσοδύναμον μᾶζαν ἑνὸς ἠλεκτρονίου καὶ ἑνὸς ποζιτρονίου.**

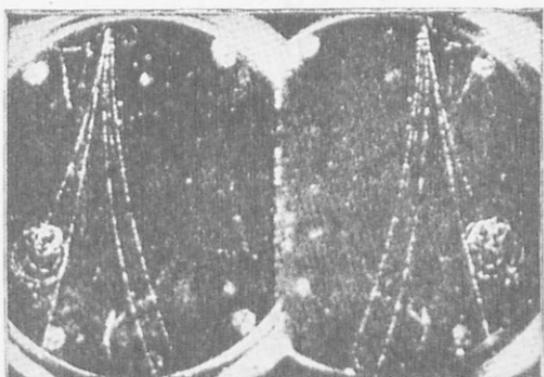
$$h\nu \rightarrow e^- + e^+$$

ἐνέργεια φωτονίου  $\gamma \rightarrow$  μᾶζα ἠλεκτρονίου + μᾶζα ποζιτρονίου



Σχ. 362. Ὑλοποίησης ἑνὸς φωτονίου  $\gamma$  καὶ δημιουργία ἑνὸς ζεύγους ἑτερωνύμων ἠλεκτρονίων.

Ἡ γένεσις ἑνὸς ἠλεκτρονίου καὶ ἑνὸς ποζιτρονίου ἀπὸ τὴν ἐνέργειαν τοῦ φωτονίου ἀποδεικνύει ὅτι εἶναι δυνατὴ ἡ **ὑλοποίησης τῆς ἐνεργείας**, συμφώνως πρὸς τὴν ἀρχὴν τῆς ἰσοδυναμίας μᾶζης καὶ ἐνεργείας. Τὸ ἀντί-



Σχ. 363. Φωτογραφία μετὸν θάλαμον Wilson ἑνὸς ζεύγους ἑτερωνύμων ἠλεκτρονίων.

στροφον φαινόμενον παρατηρεῖται κατὰ τὴν ἐξαφάνισιν τοῦ ποζιτρονίου. Ὅταν ἕνα σῶμα ἀπορροφᾷ ποζιτρόνια, τότε ἀπὸ τὸ σῶμα τοῦτο ἐκπέμπονται ἀκτίνες  $\gamma$  ἡ ἐνέργεια ἐκάστου ἐκπεμπομένου φωτονίου εἶναι ἰσοδύναμος πρὸς τὴν μᾶζαν ἑνὸς ποζιτρονίου ἢ ἑνὸς ἠλεκτρονίου, δηλ. εἶναι περίπου ἴση με 500 000 eV. Ἡ ἐκπομπὴ φωτονίου  $\gamma$  κατὰ τὴν ἐξαφάνισιν τοῦ ποζιτρονίου δύναται νὰ ἐξηγηθῇ ὡς ἑξῆς: Τὸ

ποζιτρόνιον ἐπιπίπτει, ἕνεκα τῆς ἀμοιβαίας ἑλξεως, ἐπὶ ἑνὸς ἠλεκτρονίου καὶ τότε ὀλόκληρος ἡ μᾶζα τῶν δύο τούτων σωματιδίων μετατρέπεται εἰς δύο φωτόνια  $\gamma$ , ἕκαστον τῶν ὁποίων ἔχει ἐνέργειαν ἰσοδύναμον πρὸς τὴν μᾶζαν ἑνὸς σωματιδίου. **Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς**

Ἡ παραγωγή φωτονίων  $\gamma$  κατὰ τὴν ἐξαφάνισιν τοῦ ποζιτρονίου ὀφείλεται εἰς **ἀφυλοποίησην τῆς ὕλης**, δηλ. εἰς ἐκμηδένισιν τῆς ὕλης τοῦ ποζιτρονίου καὶ τοῦ ἠλεκτρονίου.

314. Ἐλλειμμα μάζης τῶν πυρήνων.—Εἶναι γνωστὸν (§ 310) ὅτι ἕκαστος ἀτομικὸς πυρὴν ἀποτελεῖται ἀπὸ  $Z$  πρωτόνια καὶ ἀπὸ  $N$  νετρόνια. Ἐπομένως ἡ μᾶζα τοῦ πυρήνος θὰ ἰσοῦται μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν μαζῶν τῶν περιεχομένων ἐντὸς τοῦ πυρήνος  $Z$  πρωτονίων καὶ  $N$  νετρονίων. Οὕτω ἡ μᾶζα ἐνὸς ἀτομικοῦ πυρήνος πρέπει νὰ εἶναι :

$$Z \cdot m_p + N \cdot m_n$$

Μὲ τὸν φασματογράφον τῶν μαζῶν εὐρίσκομεν τὴν πραγματικὴν μᾶζαν ( $m_{\text{πυρ}}$ ) ἑκάστου πυρήνος. Ἀπὸ τὰς μετρήσεις εὐρέθη ὅτι γενικῶς ἡ μᾶζα τοῦ πυρήνος εἶναι μικρότερα ἀπὸ τὸ ἄθροισμα τῶν μαζῶν τῶν πρωτονίων καὶ τῶν νετρονίων τοῦ πυρήνος. Οὕτω εἰς ἕκαστον πυρὴνα παρουσιάζεται ἕνα **ἔλλειμμα μάζης** ( $\Delta m$ ), τὸ ὁποῖον εἶναι ἴσον μὲ τὴν διαφορὰν τοῦ ἄθροίσματος τῶν μαζῶν τῶν νουκλεονίων καὶ τῆς πραγματικῆς μάζης τοῦ πυρήνος :

$$\Delta m = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n) - m_{\text{πυρ}}$$

Ἐπειδὴ ὅλοι οἱ πυρῆνες ἐμφανίζουν ἔλλειμμα μάζης, χαρακτηριστικὸν δι' ἕκαστον εἶδος πυρήνος, καταλήγομεν εἰς τὸ ἀκόλουθον γενικὸν συμπέρασμα :

**Κατὰ τὴν συνένωσιν πρωτονίων καὶ νετρονίων πρὸς σχηματισμὸν ἀτομικοῦ πυρήνος πάντοτε συμβαίνει ἀπώλεια μάζης.**

Ἐπειδὴ ὁ ἀτομικὸς πυρὴν τοῦ στοιχείου δευτέριον καλεῖται εἰδικῶς **δευτερόνιον** ( ${}_1\text{H}^2$  ἢ  ${}_1\text{D}^2$ ) καὶ ἀποτελεῖται ἀπὸ ἕνα πρωτόνιον καὶ ἀπὸ ἕνα νετρόνιον. Ἐπομένως ἡ μᾶζα τοῦ πυρήνος τούτου ἔπρεπε νὰ εἶναι :

$$m_p + m_n = 1,008145 + 1,008987 = 2,017132 \text{ amu}$$

Μὲ τὸν φασματογράφον τῶν μαζῶν εὐρέθη ὅτι τὸ δευτερόνιον ἔχει μᾶζαν ἴσην μὲ 2,014741 amu. Ἄρα τὸ δευτερόνιον παρουσιάζει ἔλλειμμα μάζης :

$$\Delta m = 2,017132 - 2,014741 = 0,002391 \text{ amu}$$

315. Ἐνέργεια συνδέσεως.—Ἐντὸς τοῦ ἀτομικοῦ πυρήνος τὰ πρωτόνια καὶ τὰ νετρόνια συνδέονται στενώτατα μεταξύ των. Διὰ τὴν διάσπασιν τοῦ πυρήνος πρέπει νὰ δαπανηθῇ ἐνέργεια. Αὕτῃ ἡ ἐνέργεια εἶναι ἴση μὲ τὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία ἦλεν ερωθῆ κατὰ τὸν σχηματισμὸν τοῦ πυρήνος. Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἰσοδυναμίας μάζης καὶ ἐνεργείας ἡ ἐλευθερωθεῖσα ἐνέργεια κατὰ τὸν σχηματισμὸν τοῦ πυρήνος προέρχεται ἀπὸ τὴν μετατροπὴν ὠρισμένης μάζης εἰς ἐνέργειαν. Ἡ ἐνέργεια αὕτη καλεῖται **ἐνέργεια συνδέσεως** καὶ εἶναι σχεδὸν ἀνάλογος πρὸς τὸν μαζικὸν ἀριθμὸν  $A$  τοῦ πυρήνος. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι :

**Τὸ ἔλλειμμα μάζης ἐνὸς ἀτομικοῦ πυρήνος ἰσοδυναμεῖ πρὸς τὴν ἐνέργειαν συνδέσεως, ἥτοι πρὸς τὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία ἠλευθερώθη κατὰ τὸν σχηματισμὸν τοῦ πυρήνος.**

Όσον μεγαλύτερα είναι η ενέργεια συνδέσεως, τόσοσν σταθερώτερος είναι δ ατομικός πυρήν. Από τδ έλλειμμα μάζης δυνάμεθα νά ύπολογίσωμεν τήν ενέργειαν συνδέσεως.

316. Ύπολογισμός τής ενεργείας συνδέσεως.—Ο ατομικός πυρήν του ήλιου  ${}^4_2\text{He}$  αποτελείται από δύο πρωτόνια ( $Z=2$ ) και από 2 νετρόνια ( $N=4-2=2$ ). Η όλική μάζα τών τεσσάρων τούτων σωματιδίων, πρό τής συνενώσεως των εις ένα πυρήνα, είναι :

$$\text{μάζα 2 πρωτονίων: } 2 \times 1,008\ 145 = 2,016\ 290 \text{ amu}$$

$$\text{μάζα 2 νετρονίων: } 2 \times 1,008\ 987 = \underline{2,017\ 974} \text{ amu}$$

$$\text{μάζα 4 σωματιδίων} = 4,034\ 264 \text{ amu}$$

Με τόν φασματογράφο των μαζών εύρίσκομεν ότι η μάζα του ατομικού πυρήνος του ήλιου είναι ίση με 4,003 879 amu. Άρα τδ έλλειμμα μάζης του ατομικού πυρήνος του ήλιου είναι :

$$\Delta m = 4,034\ 264 - 4,003\ 879 = 0,030\ 385 \text{ amu}$$

Θά ύπολογίσωμεν με πόσην ενέργειαν ισοδυναμεί μία μονάς ατομικής μάζης (1 amu), σύμφωνα με τήν αρχήν τής ισοδυναμίας μάζης και ενεργείας. Είναι γνωστόν (§ 304) ότι :

$$1 \text{ μονάς ατομικής μάζης (1 amu)} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ gr}$$

Άρα μάζα ίση με 1 amu ισοδυναμεί με ενέργειαν :

$$w = m \cdot c^2 = 1,66 \cdot 10^{-24} \times (3 \cdot 10^{10})^2 = 1,494 \cdot 10^{-3} \text{ erg}$$

Έπειδή εις τήν Ατομικήν και τήν Πυρηνικήν Φυσικήν η ενέργεια μετρείται εις ηλεκτρονιοβόλτ, θά ύπολογίσωμεν με πόσην ενέργειαν εις ηλεκτρονιοβόλτ ισοδυναμεί μάζα ίση με 1 amu. Είναι γνωστόν (§ 231) ότι :

$$1 \text{ ηλεκτρονιοβόλτ (1 eV)} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$$

Άρα μάζα ίση με 1 amu ισοδυναμεί με ενέργειαν :

$$w = \frac{1,494 \cdot 10^{-3}}{1,60 \cdot 10^{-12}} = 930 \cdot 10^6 \text{ eV} = 930 \text{ MeV}$$

Όστε τδ έλλειμμα μάζης  $\Delta m$  του ατομικού πυρήνος του ήλιου αντιπροσωπεύει ενέργειαν συνδέσεως  $W$  ίσην με :

$$W = \Delta m \cdot w = 0,030\ 385 \times 930 = 28,26 \text{ MeV}$$

Παρατηρούμεν ότι εις έκαστον νουκλεόνιον του ατομικού πυρήνος του ήλιου αντιστοιχεί ενέργεια συνδέσεως 7 MeV (περίπου). Ανάλογοι ύπολογισμοί και διά τούς άλλους ατομικούς πυρήνας αποδεικνύουν ότι :

**Η ενέργεια συνδέσεως δι' έκαστον νουκλεόνιον του ατομικού πυρήνος άνέρχεται εις 6 έως 8 MeV.**

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

τρίνο, ἐνώ τὸ οὐδέτερον π-μεσόνιον διασπᾶται εἰς δύο φωτόνια ἀκτινοβολίας γ.

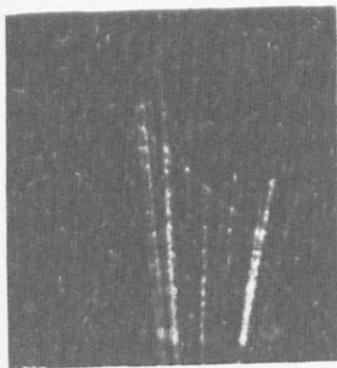
Εἰς τὴν κατηγορίαν L-μεσόνια ὑπάγονται καὶ ὅλα τὰ ἄλλα μεσόνια, τὰ ὁποῖα ἔχουν μᾶζαν μικροτέραν ἀπὸ τὴν μᾶζαν τοῦ π-μεσονίου.

β) **Τὰ K-μεσόνια.**—Ἡ κατηγορία αὕτη περιλαμβάνει μεσόνια, τῶν ὁποίων ἡ μᾶζα εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν μᾶζαν τοῦ π-μεσονίου καὶ μικροτέρα ἀπὸ τὴν μᾶζαν τοῦ πρωτονίου. Εἰς τὴν κατηγορίαν αὕτην ὑπάγονται τὰ τ-μεσόνια (σύμβολον  $\tau^\pm$ ), τὰ ὁποῖα ἀνεκαλύφθησαν ὡς συστατικὸν τῆς κοσμικῆς ἀκτινοβολίας εἰς μεγάλα ὕψη ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαιράς. Ἡ μᾶζα των εἶναι περίπου 1000 φορές μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν μᾶζαν ( $m_e$ ) τοῦ ἠλεκτρονίου. Διασπῶνται εἰς τρία π-μεσόνια (σχ. 364).

γ) **Τὰ ὑπερόνια** (σύμβολον  $\Lambda$ ).—Τὰ ὑπερόνια (ἡ σωματίδια Y) εἶναι σωματίδια, τὰ ὁποῖα φέρουν ἠλεκτρικὸν φορτίον (θετικὸν ἢ ἀρνητικὸν) ἢ εἶναι οὐδέτερα. Ἡ μᾶζα των εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν μᾶζαν τοῦ πρωτονίου καὶ μικροτέρα ἀπὸ τὴν μᾶζαν τοῦ δευτερονίου. Τὰ ὑπερόνια ἀνεκαλύφθησαν τελευταίως (1950). Μερικὰ ἐξ αὐτῶν εὗρέθη ὅτι ἔχουν μᾶζαν 2370 φορές μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν μᾶζαν ( $m_e$ ) τοῦ ἠλεκτρονίου, ἤτοι ἔχουν μᾶζαν μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν μᾶζαν τοῦ πρωτονίου (1837  $m_e$ ). Κατὰ τὴν διάσπασιν τοῦ ὑπερονίου παράγονται πρωτόνιον ἢ νετρόνιον καὶ π-μεσόνιον.

#### ΤΕΧΝΗΤΗ ΜΕΤΑΣΤΟΙΧΕΙΩΣΙΣ

320. Τὸ πείραμα τοῦ **Rutherford**.—Ὁ Rutherford (1919), διὰ τὴν μελετήσῃ τὴν διέλευσιν τῶν ἀκτίνων α διὰ μέσου τῶν ἀερίων, διεβίβασε ταχύτατα

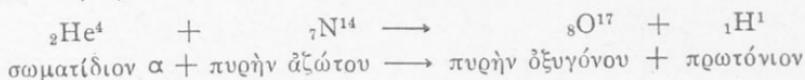


Σχ. 365. Ἡ μεταστοιχείωσις εἰς τὸ πείραμα τοῦ Rutherford.

σωματίδια α διὰ μέσου καθαροῦ ἀζώτου. Παρατήρησεν ὅτι ἐνεφανίσθησαν ἰόντα ὑδρογόνου, δηλ. π ρ ω τ ό ν ι α. Τὸ πείραμα τοῦ Rutherford ὑπῆρξεν ἡ πρώτη τεχνητὴ μεταστοιχείωσις. Ὁ Blackett ἐπανάλαβε ἀργότερον τὸ πείραμα τοῦ Rutherford καὶ μετὰ τὴν βοήθειαν τοῦ θαλάμου Wilson ἔλαβεν ἐπὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς μίαν τροχιάν, ἣ ὁποῖα διακλαδίζεται εἰς δύο ἀνίστους κλάδους (σχ. 365). Ἡ διακλαδιζομένη τροχιά εἶναι ἡ τροχιά τοῦ σωματιδίου α ( ${}_2\text{He}^4$ ). Ὁ μακρότερος κλάδος τῆς διακλαδώσεως εἶναι ἡ τροχιά τοῦ σχηματισθέντος πρωτονίου ( ${}_1\text{H}^1$ ) ὃ δὲ βραχύτερος

κλάδος εἶναι ἡ τροχιά τοῦ σχηματισθέντος νέου ἀτομικοῦ πυρῆνος ὀξυγόνου ( ${}_8\text{O}^{17}$ ). Οὕτω τὸ πείραμα τοῦ Rutherford ἀπέδειξεν ὅτι εἶναι δυνατὴ ἡ τεχνητὴ μεταστοιχείωσις τῶν σταθερῶν φυσικῶν πυρῆνων.

321. Πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις.—Κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὰς χημικὰς ἀντιδράσεις δυνάμεθα νὰ ἐκφράσωμεν τὴν ἀπὸ τὸν Rutherford ἐπιτευχθεῖσαν μεταστοιχειώσιν μὲ μίαν ἐξίσωσιν :



Ἡ ἐξίσωσις αὕτῃ ἐκφράζει μίαν **πυρηνικὴν ἀντίδρασιν**. Κατὰ τὴν ἀντίδρασιν αὕτην προσκύπτουν σ τ α θ ε ρ ο ἰ ἄτομικοὶ πυρῆνες (ὀξυγόνου καὶ ὕδρογόνου).

Ἡ ἀνωτέρω πυρηνικὴ ἀντίδρασις γράφεται συντόμως ὡς ἑξῆς :



322. Τεχνητὴ ραδιενέργεια.—Ἐὰν τὸ ἀργίλλιον ( ${}_{13}\text{Al}^{27}$ ) βομβαρδισθῆ μὲ σωματίδια α, τότε κατὰ τὴν διάρκειαν τοῦ βομβαρδισμοῦ ἐκπέμπονται ἀπὸ τὸ ἀργίλλιον ν ε τ ρ ὄ ν ι α. Ὅταν παύσῃ ὁ βομβαρδισμὸς τοῦ ἀργιλίου μὲ τὰ σωματίδια α, τότε τὸ βομβαρδισθὲν ὑλικὸν ἐξ ἀκολουθεῖ νὰ ἀκτινοβολῆ ἢ ἀκτινοβολία ὅμως αὕτῃ ἀποτελεῖται ἀπὸ πο ζ ι τ ρ ὄ ν ι α. Τὸ φαινόμενον τοῦτο ἐρμηνεύεται ὡς ἑξῆς: Κατὰ τὸν βομβαρδισμὸν τοῦ ἀργιλίου μὲ σωματίδια α συμβαίνει ἡ ἀκόλουθος πυρηνικὴ ἀντίδρασις :



Ὁ σχηματισθεὶς πυρὴν τοῦ φωσφόρου εἶναι ἄ σ τ α θ ῆ ς καὶ αὐτομάτως μεταστοιχειώνεται εἰς σταθερὸν πυρῆνα ἐνὸς ἰσοτόπου τοῦ πυρίτιου διὰ τῆς ἐκπομπῆς ἐνὸς ποζιτρονίου :



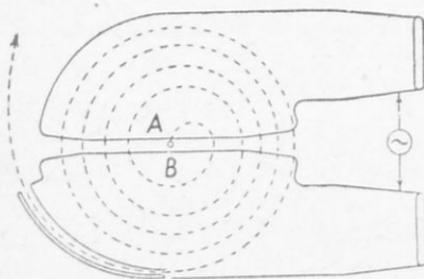
Ὁ ἀσταθὴς πυρὴν τοῦ φωσφόρου εἶναι ἓνας τεχνητὸς ραδιενεργὸς πυρὴν καὶ καλεῖται ραδιενεργὸς φωσφόρος. Οὗτος εἶναι ραδιενεργὸν ἰσότοπον τοῦ φωσφόρου. Τοιαῦτα ραδιοἰσότοπα παρασκευάζονται σήμερον εὐρύτατα. Ὁ χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ τοῦ ραδιενεργοῦ φωσφόρου εἶναι 3 min. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ μετάπτωσις τοῦ ραδιενεργοῦ φωσφόρου εἰς πυρίτιον ἐγένετο διὰ τῆς μετατροπῆς ἐνὸς πρωτονίου τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος φωσφόρου εἰς νετρόνιον (§ 318). Ὡστε :

**Ἀπὸ ὀρισμένης πυρηνικῆς ἀντιδράσεως προκύπτουν ἀσταθεῖς ἀτομικοὶ πυρῆνες, οἱ ὁποῖοι αὐτομάτως μεταστοιχειώνονται διὰ τῆς ἐκπομπῆς ἀκτινοβολίας (τεχνητὴ ραδιενέργεια).**

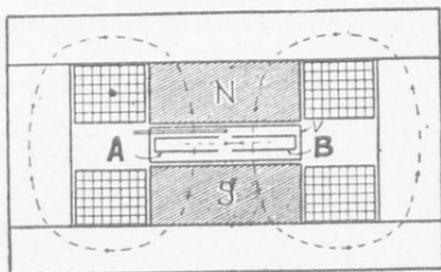
Ἐκτὸς τοῦ ραδιενεργοῦ φωσφόρου παρασκευάζονται σήμερον καὶ πολλὰ ἄλλα ραδιοϊσότοπα, π.χ. ραδιενεργὸς ἄνθραξ, ραδιενεργὸν νάτριον, ραδιενεργὸν ἰώδιον κ.ά. Τὰ ραδιοϊσότοπα ἔχουν μεγάλην σημασίαν ἰδίως διὰ τὴν νεωτέραν βιολογικὴν ἔρευναν. Πολλὰ ἐξ αὐτῶν ἀφομοιώνονται ἀπὸ τοὺς ὀργανισμούς. Ἐπειδὴ ἐκπέμπον ἀκτινοβολίας, τὰς ὁποίας εὐκόλως δυνάμεθα νὰ τὰς ἀνιχνεύσωμεν, τὰ εἰσερχόμενα εἰς τὸν ὀργανισμὸν ραδιοϊσότοπα μᾶς ἀποκαλύπτουν τὴν κυκλοφορίαν τοῦ στοιχείου τούτου ἐντὸς τοῦ ὀργανισμοῦ. Εἰς ἄλλας περιπτώσεις ἡ ἀκτινοβολία τῶν ἰσοτόπων χρησιμοποιεῖται διὰ θεραπευτικούς σκοπούς.

323. Βλήματα διά τόν βομβαρδισμόν του πυρήνος. — Διά νά ἐπιτύχωμεν τήν μεταστοιχείωσιν ἑνὸς πυρήνος, πρέπει νά βομβαρδισθῇ ὁ πυρῆν με βλήμα μεγάλης ἐνεργείας. Ὡς φυσικά βλήματα δύνανται νά χρησιμοποιηθοῦν τὰ σωματίδια  $\alpha$ , τὰ ὁποῖα ἐκπέμπουν τὰ φυσικά ραδιενεργὰ στοιχεῖα. Σήμερον χρησιμοποιοῦνται κυρίως τεχνητὰ βλήματα. Ταῦτα εἶναι ἠλεκτρισμένα σωματίδια (πρωτόνια, δευτερόνια, σωματίδια  $\alpha$ , ἠλεκτρόνια), τὰ ὁποῖα ἐπιταχύνονται με τήν βοήθειαν ἠλεκτρικῶν καὶ μαγνητικῶν πεδίων, διά νά ἀποκτήσουν μεγάλην κινητικὴν ἐνέργειαν. Ἰδιαίτερον σημασίαν ἔχουν ὡς βλήματα τὰ νετρόνια ταῦτα, ἐπειδὴ εἶναι οὐδέτερα, δὲν ἐπηρεάζονται ἀπὸ τὸ τεῖχος δυναμικοῦ (§ 308), τὸ ὁποῖον περιβάλλει τὸν πυρῆνα καὶ οὕτω τὰ νετρόνια κατορθώνουν νά φθάσουν εὐκόλα εἰς τὸν πυρῆνα. Διά τὴν δημιουργίαν βλημάτων μεγάλης ἐνεργείας χρησιμοποιοῦνται διάφοροι ἐπιταχυντικοὶ διατάξεις.

α) Τὸ κύκλωτρον. Τὸ κύκλωτρον ἀποτελεῖται ἀπὸ κοῖλον μεταλλικὸν κύλινδρον, ὁ ὁποῖος ἔχει κοπεῖ κατὰ μῆκος μιᾶς διαμέτρου τῆς βάσεως εἰς δύο ἡμίσεια Α καὶ Β σχήματος D (σχ. 366) τὰ δύο αὐτὰ ἡμίσεια ἀποτελοῦν δύο ἠλεκτρόδια καὶ εὐρίσκονται μεταξύ τῶν πόλων ἰσχυροῦ ἠλεκτρομαγνήτου (σχ. 367). Μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων Α καὶ Β ὑπάρ-



Σχ. 366. Ἡ τροχιά ἑνὸς φορτισμένου σωμαδίου ἐντὸς τοῦ κύκλωτρον.



Σχ. 367. Σχηματικὴ διάταξις τοῦ κύκλωτρον.

χει στενὸν διάκενον. Εἰς τὸ κέντρον τῶν δύο ἠλεκτροδίων εὐρίσκεται ἡ πηγή, ἡ ὁποῖα παράγει τὰ πρὸς ἐπιτάχυνσιν φορτισμένα σωματίδια, π.χ. πρωτόνια. Ἡ ὅλη συσκευή εὐρίσκεται ἐντὸς χώρου τελείως κενοῦ ἀπὸ ἀέρα. Εἰς τὰ δύο ἠλεκτρόδια Α καὶ Β ἐφαρμόζεται ἐναλλασσομένη τάσις μεγάλης συχνότητος. Ἡ ἐπιτάχυνσις τῶν πρωτονίων συμβαίνει ὡς ἑξῆς: Τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου ὑπάρχει μόνον εἰς τὸ μεταξύ τῶν ἠλεκτροδίων διάκενον· ἐντὸς τῶν ἠλεκτροδίων δὲν ὑπάρχει ἠλεκτρικὸν πεδίου. Ὄταν τὸ ἠλεκτρόδιον Α εἶναι θετικόν, τὸ πρωτόνιον κινεῖται ἐπιταχυνόμενον πρὸς τὸ ἠλεκτρόδιον Β. Τὸ μαγνητικὸν πεδίου ἀναγκάζει τὸ πρωτόνιον νά διαγράψῃ ἐντὸς τοῦ Β κυκλικὴν τροχιάν καὶ νά φθάσῃ πάλιν εἰς τὸ διάκενον. Τότε ὅμως τὸ ἠλεκτρόδιον Α ἔχει γίνει ἀρνητικόν καὶ τὸ Β θετικόν· τὸ πρωτόνιον κινεῖται πάλιν ἐπιταχυνόμενον πρὸς τὸ ἠλεκτρόδιον Α. Οὕτω εἰς ἐκάστην ἐναλλαγὴν τῆς τάσεως τὸ πρωτόνιον εὐρίσκειται νέαν ἐπιτάχυνσιν καὶ ἡ ταχύτης του βαίνει συνεχῶς αὐξανομένη. Ἐπειδὴ δέ, ὅσον αὐξάνεται ἡ ταχύτης τοῦ πρωτονίου, αὐξάνεται καὶ ἡ ἀκτίς τῆς κυκλικῆς τροχιάς τοῦ πρωτονίου, διὰ τοῦτο ἡ τροχιά τοῦ πρωτονίου γίνεται ἑλικοειδής. Τελικῶς τὸ πρωτόνιον ἐκφεύγει ἀπὸ κατάλληλον ἄνοιγμα καὶ ἐπιπίπτει με μεγάλην ταχύτητα ἐπὶ τοῦ στόχου, δηλ. ἐπὶ τῶν πυρῆνων τοὺς ὁποῖους θέλομεν νά βομβαρδίσωμεν. Με τὸ κύκλωτρον λαμβάνονται εὐκόλως σήμερον βλήματα μεγάλης ἐνεργείας, ἢτοι πρωτόνια με ἐνέργειαν 10 MeV, δευτερόνια με ἐνέργειαν 20 MeV καὶ σωμα-

τίδια α με  $\epsilon$ νέργειαν 40 MeV. Με τὸ συγχροκὺ κλότρον, τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖ τροποποίησιν τοῦ κύκλουτρον, ἐπέτυχον (1952) νὰ προσδώσουν εἰς ἰόντα ἀνθρακος  $\epsilon$ νέργειαν μεγαλύτεραν ἀπὸ 1 δισεκατομμύριον ἠλεκτρονιοβόλτ ( $10^9$  MeV = 1 BeV).

β) *Τὸ βήτατρον.*—Τὸ βήτατρον εἶναι διάταξις μετὰ τὴν ὁποίαν ἐπιταχύνονται ἠλεκτρόνια. Ἡ διάταξις περιλαμβάνει ἕνα ἠλεκτρομαγνήτην, τροφοδοτούμενον μετὰ ἐναλλασσόμετον ρεῦμα. Μεταξὺ τῶν πόλων τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου ὑπάρχει δακτυλοειδῆς σωλὴν, τελειῶς κενὸς ἀπὸ ἀέρα. Ἐντὸς τοῦ σωλῆνος τούτου εἰσάγονται ἠλεκτρόνια ἀπὸ κατάλληλον πηγὴν ἠλεκτρονίων. Τὰ ἠλεκτρόνια ὑφίστανται διαδοχικὰς ἐπιταχύνσεις εἰς τὸ πρῶτον τέταρτον ἐκάστης περιόδου τοῦ ρεύματος. Μετὰ τὸ βήτατρον δημιουργοῦμεν τεχνητὰς ἀκτῖνας β, τῶν ὁποίων τὰ ἠλεκτρόνια ἔχουν ταχύτητα ἴσην μετὰ τὴν 0,9999 τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς καὶ  $\epsilon$ νέργειαν 100 MeV. Μετὰ αὐτὰς τὰς τεχνητὰς ἀκτῖνας β δημιουργοῦμεν ἀκτῖνας Röntgen ἐξαιρετικῶς μικροῦ μήκους κύματος, αἱ ὁποῖαι διέρχονται διὰ μέσου πλακῶν χάλυβος ἢ μολύβδου, πάχους πολλῶν δεκάδων ἑκατοστομέτρων. Αὐταὶ αἱ λίαν διεισδυτικαὶ ἀκτῖνες Röntgen εἶναι τεχνηταὶ ἀκτῖνες γ.

γ) *Τὸ σύγχροτρον.*—Τὸ σύγχροτρον ἀποτελεῖ συνδυασμὸν τοῦ κύκλουτρον καὶ τοῦ βήτατρον καὶ χρησιμεύει διὰ τὴν ἐπιτάχυνσιν πρωτονίων, δευτερονίων καὶ ἄλλων βαρύτερων ἰόντων. Μετὰ σύγχροτρον προσδίδεται εἰς τὰ πρωτόνια  $\epsilon$ νέργεια ἕως 6000 MeV (6 BeV).

δ) *Ἄλλοι τύποι ἐπιταχυντικῶν διατάξεων.*—Ἐκτὸς τῶν ἀνωτέρω διατάξεων ὑπάρχουν καὶ διάφοροι ἄλλοι τύποι διὰ τὴν ἐπιτάχυνσιν ἠλεκτρισμένων σωματιδίων. Οὕτω ὑπάρχουν εὐθύγραμμοι ἐπιταχυντικαὶ διατάξεις, εἰς τὰς ὁποίας τὸ σωματίδιον διέρχεται διὰ σειρᾶς ὁμοαξονικῶν κυλίνδρων καὶ ὑφίσταται κλιμακωτὴν ἐπιτάχυνσιν. Ἐπίσης χρησιμοποιοῦνται διάφοροι ἠλεκτροστατικαὶ διατάξεις, ὅπως π.χ. ἡ μηχανὴ τοῦ Van de Graaff, ἡ ὁποία δημιουργεῖ τάσεις 2,5—5 ἑκατομμυρίων Volt.

324. Ἀπελευθέρωσις  $\epsilon$ νεργείας κατὰ τὰς πυρηνικὰς ἀντιδράσεις.—Κατὰ τὸν βομβαρδισμόν τοῦ λιθίου μετὰ πρωτόνια ἀνεκαλύφθη μετὰ τὸν θάλαμον Wilson ὅτι σχηματίζονται σωματίδια α, τὰ ὁποῖα ἔχουν πολὺ μεγάλην κινητικὴν  $\epsilon$ νέργειαν. Κατὰ τὴν πυρηνικὴν αὐτὴν ἀντίδρασιν συμβαίνει διάσπασις τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος λιθίου εἰς δύο ἀτομικοὺς πυρῆνας ἡλίου, συμφώνως πρὸς τὴν ἀκόλουθον ἐξίσωσιν:



\* Ἀκριβεῖς μετρήσεις ἀπέδειξαν ὅτι τὰ δύο σχηματιζόμενα σωματίδια α μεταφέρουν  $\epsilon$ νέργειαν 17,36 MeV. Αὕτη ἡ  $\epsilon$ νέργεια προέρχεται ἀπὸ μετατροπὴν ἰσοδυναμοῦ μάζης τοῦ πυρῆνος εἰς  $\epsilon$ νέργειαν, ὅπως καταφαίνεται ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον ὑπολογισμόν:

ἀτομικὴ μάζα λιθίου	:	${}_3\text{Li}^7 = 7,018220$	amu
μάζα πρωτονίου	:	${}_1\text{H}^1 = 1,008145$	amu
ἄθροισμα μαζῶν	:	8,026365	amu
μάζα 2 σωματιδίων α ( ${}_2\text{He}^4$ ):	:	$2 \times 4,003879 = 8,007758$	amu
ἔλλειμμα μάζης	:	$\Delta m = 0,018607$	amu

Εἶναι γνωστὸν (S. 316) ὅτι 1 amu ἰσοδυναμεῖ μετὰ  $\epsilon$ νέργειαν 931,2 MeV. Ἄρα ἠφισποιοῦθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

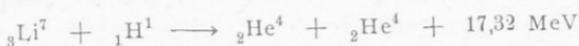
τὸ ἐμφανιζόμενον κατὰ τὴν ἀνωτέρω πυρηνικὴν ἀντίδρασιν ἔλλειμμα μάζης ἰσοδυναμεῖ μὲ ἐνέργειαν:

$$W = 0,018607 \times 931,2 = 17,32 \text{ MeV}$$

Ἡ εὐρεθεῖσα τιμὴ συμφωνεῖ μὲ τὴν τιμὴν, ἡ ὁποία εὐρέθη πειραματικῶς. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι:

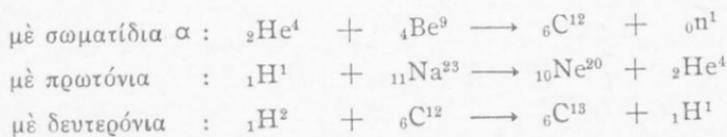
**Κατὰ τὰς πυρηνικὰς ἀντιδράσεις προκύπτει ἐνέργεια, ἡ ὁποία προέρχεται ἀπὸ τὴν μετατροπὴν ἰσοδύναμου πυρηνικῆς μάζης εἰς ἐνέργειαν.**

Αἱ τοιαῦται πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις καλοῦνται, κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὰς χημικὰς ἀντιδράσεις, ἐξ ὄψεως ἰσοδύναμοι πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις. Ὑπάρχουν καὶ ἐνδόθερμοι πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις, κατὰ τὰς ὁποίας ἀπορροφᾶται ἐνέργεια· αὕτη μετατρέπεται εἰς ἰσοδύναμον πυρηνικὴν μᾶζαν (ύλοποίησης ἐνεργείας). Διὰ τοῦτο αἱ πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις συμπληρώνονται, ὅπως καὶ αἱ χημικαὶ ἀντιδράσεις, μὲ τὴν ἐκλυομένην ἢ ἀπορροφωμένην ἐνέργειαν:



325. Ἡ πρόκλησις πυρηνικῶν ἀντιδράσεων.—Αἱ πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις προκαλοῦνται σήμερον κυρίως μὲ ὠρισμένα εἶδη βλημάτων. Θὰ ἀναφέρωμεν μερικὰ παραδείγματα πυρηνικῶν ἀντιδράσεων μὲ τὰ συνηθέστερα εἶδη βλημάτων.

α) **Τὰ ἠλεκτρισμένα σωματίδια ὡς βλήματα.**—Τὰ συνηθέστερα ἠλεκτρισμένα σωματίδια, τὰ ὁποῖα χρησιμοποιοῦνται διὰ τὸν βομβαρδισμόν τῶν ἀτομικῶν πυρήνων εἶναι τὸ σωματίδιον α, τὸ πρωτόνιον καὶ τὸ δευτερόνιον. Τὰ σωματίδια αὐτὰ ἐπιταχύνονται μὲ καταλλήλους διατάξεις (§ 323) καὶ ἀποκτοῦν μεγάλην ταχύτητα. Οὕτω προσπίπτουν ἐπὶ τῶν ἀτομικῶν πυρήνων καὶ προκαλοῦν πυρηνικὰς ἀντιδράσεις. Ἀναφέρωμεν παραδείγματα τοιούτων ἀντιδράσεων μὲ διάφορα εἶδη σωματιδίων:



Τὸ δευτερόνιον εἶναι πολὺ ἐνδιαφέρον σωματίδιον διὰ τὸν βομβαρδισμόν τῶν ἀτομικῶν πυρήνων καὶ παράγεται εὐκόλα ἀπὸ τὸ βαρὺ ὕδωρ.

β) **Τὰ φωτόνια ὡς βλήματα.**—Τὸ πείραμα ἀπέδειξεν ὅτι εἰς μερικὰς περιπτώσεις προκαλοῦνται πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις καὶ μὲ φωτόνια γ μεγάλης ἐνεργείας. Μία τοιαύτη πυρηνικὴ ἀντίδρασις μὲ φωτόνια εἶναι ἡ ἀκόλουθος:



γ) **Τὰ νετρόνια ὡς βλήματα.**—Τὰ νετρόνια παράγονται εὐκόλως, ὅταν ἐλαφρὰ στοιχεῖα, καὶ ἰδιαίτερος τὸ βηρύλλιον καὶ τὸ βόριον, βομβαρδίζωνται μὲ ἀκτῖνας α ἐνὸς φυσικοῦ ραδιενεργοῦ στοιχείου. Ἡ πυρηνικὴ ἀντίδρασις τῆς παραγωγῆς νετρονίων ἀπὸ τὸ βηρύλλιον ἀναφέρεται ἀνωτέρω (βλ. πρώτην ἐξίσωσιν

αντιδράσεων με σωματίδια  $\alpha$ ). Ἐπειδὴ τὸ νετρόνιον εἶναι οὐδέτερον σωματίδιον, διὰ τοῦτο δὲν ἐπηρεάζεται ἀπὸ τὸ τεῖχος δυναμικοῦ τοῦ πυρῆνος καὶ δύναται νὰ φθάσῃ μέχρι τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος χωρὶς κανένα ἐμπόδιον (σχ. 360 α).

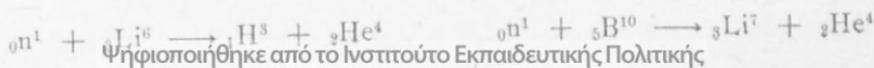
**Ταχέα νετρόνια.** Τὰ νετρόνια, ὅταν παράγονται ἀπὸ τὸ βηρύλλιον, ἔχουν πολὺ μεγάλην ταχύτητα· τὰ νετρόνια αὐτὰ καλοῦνται ταχέα νετρόνια καὶ ἔχουν μεγάλην διεισδυτικὴν ἰκανότητα, πολὺ μεγαλύτεραν ἀπὸ τὴν διεισδυτικὴν ἰκανότητα τῶν σκληροτέρων ἀκτίνων  $\gamma$ . Τὰ ταχέα νετρόνια προκαλοῦν πυρηνικὰς ἀντιδράσεις, κατὰ τὰς ὁποίας σχηματίζονται καὶ τεχνητοὶ ραδιενεργοὶ πυρῆνες (ραδιοϊσότοπα). Παραδείγματα τοιούτων ἀντιδράσεων εἶναι τὰ ἀκόλουθα:



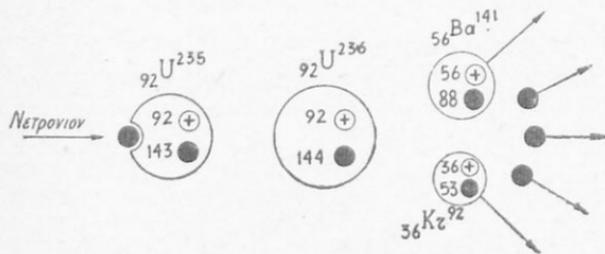
Μὲ νετρόνια μεγάλης ἐνεργείας ἐπέτυχον (1952) πυρηνικὰς ἀντιδράσεις, κατὰ τὰς ὁποίας προκύπτουν ἐλαφρότεροι ἀτομικοὶ πυρῆνες καὶ πολλὰ σωματίδια. Οὕτω ἀπὸ τὸν ἀτομικὸν πυρῆνα χαλκοῦ προέκυψαν ἕνας ἀτομικὸς πυρῆν σιδήρου, ἕνας πυρῆν ἡλίου (σωματίδιον  $\alpha$ ), ἕνα πρωτόνιον καὶ ἑπτὰ νετρόνια.



**Βραδέα νετρόνια.** Ἐπειδὴ τὸ νετρόνιον στερεῖται ἠλεκτρικοῦ φορτίου, κατορθώνει νὰ διέρχεται ἐλευθέρως διὰ μέσου τῶν ἀτόμων τῆς ὕλης. Οὕτω ἕνα ταχέως κινούμενον νετρόνιον σπανίως θὰ συγκρουσθῇ μὲ ἕνα ἀτομικὸν πυρῆνα. Διὰ τὴν πρόκλησιν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων ἀπεδείχθησαν κατάλληλα τὰ βραδέα νετρόνια. Ἡ ἐπιβράδυνσις τῶν ταχέων νετρονίων ἐπιτυγχάνεται ὡς ἐξῆς: Ἀφήνομεν τὰ ταχέα νετρόνια νὰ διέλθουν διὰ μέσου σωμάτων, τὰ ὁποῖα περιέχουν πολὺ ὕδρογόνον (παραφίνη, βαρὺ ὕδωρ). Ὁ ἀτομικὸς πυρῆν τοῦ ὕδρογόνου, δηλ. τὸ πρωτόνιον, ἔχει μᾶζαν περίπου ἴσην μὲ τὴν μᾶζαν τοῦ νετρονίου. Ὅταν τὸ ταχὺ νετρόνιον συγκρούεται μὲ ἕνα πρωτόνιον, τότε τὸ νετρόνιον παραχωρεῖ τὸ μεγαλύτερον μέρος τῆς ἐνεργείας του εἰς τὸ πρωτόνιον καὶ οὕτω τὸ νετρόνιον μεταπίπτει εἰς βραδὺ νετρόνιον. Ἐὰν τὰ βραδέα νετρόνια εἰσέλθουν ἐντὸς ἑνὸς σώματος, τότε ἀναμειγνύονται μὲ τὰ ἄτομα τοῦ σώματος καὶ ἀποτελοῦν ἕνα εἶδος ἀερίου, τοῦ ὁποίου τὰ μόρια ἔχουν τὴν ταχύτητα, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ περιβάλλοντος. Διὰ τοῦτο τὰ νετρόνια αὐτὰ καλοῦνται θερμοικὰ νετρόνια. Τὰ βραδέα νετρόνια πλησιάζουν εἴτε συγχρότητα πρὸς τοὺς ἀτομικοὺς πυρῆνας. Μόλις ὅμως ἡ ἀπόστασις μεταξὺ τοῦ πυρῆνος καὶ τοῦ νετρονίου γίνῃ μικροτέρα ἑνὸς ὄριου, τότε τὸ νετρόνιον ἔλκεται ἀπὸ τὸν πυρῆνα καὶ εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ πυρῆνος. Οὕτω προκύπτει ἕνας νέος ἀτομικὸς πυρῆν, ὁ ὁποῖος εἶναι ἀσταθής. Παραδείγματα τοιούτων ἀντιδράσεων μὲ βραδέα νετρόνια εἶναι τὰ ἀκόλουθα:



326. Διάσπασις τοῦ πυρῆνος οὐρανίου. — Ὁ Fermi (1935) προσεπάθησε νὰ δημιουργήσῃ τεχνητὰ ὑπεροϋράνια στοιχεία διὰ βομβαρδισμού τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος οὐρανίου μὲ νετρόνιον. Μὲ τὸ πείραμα τοῦ Fermi ἠσχολήθησαν διάφοροι φυσικοὶ (Joliot-Curie, Savitch, Meitner, Hahn, Strassmann). Αἱ φωτογραφίαι, αἱ ὁποῖαι ἐλήφθησαν μὲ τὸν θάλαμον Wilson, ἀπέδειξαν



Σχ. 368. Ἡ διάσπασις τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος τοῦ οὐρανίου ( $U^{235}$ ).

τὸ 1938 ὅτι κατὰ τὸν βομβαρδισμόν τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος οὐρανίου μὲ βραδύ νετρόνιον συμβαίνει **διάσπασις** (ἢ **σχάσις**) τοῦ πυρῆνος οὐρανίου εἰς δύο νέους ἀτομικοὺς πυρῆνας (σχ. 368). Αἱ ἀτομικαὶ μᾶζαι τῶν δύο

νέων πυρῆνων ἔχουν μεταξὺ των λόγον περίπου 2 : 3. Κατὰ τὴν διάσπασιν αὐτὴν εὐρέθη πειραματικῶς ὅτι ἐλευθερώεται ἐνέργεια περίπου 175 MeV καὶ συγχρόνως παράγονται 3 νετρόνια. Ἡ συστηματικὴ ἔρευνα τοῦ φαινομένου τῆς διασπάσεως τοῦ πυρῆνος οὐρανίου ἀπέδειξεν ὅτι μόνον ἓνα ἰσότοπον τοῦ οὐρανίου εἶναι ἐπιδεκτικὸν διασπάσεως. Τὸ εἰς τὴν Φύσιν ὑπάρχον οὐράνιον ἀποτελεῖται ἀπὸ τὰ ἀκόλουθα τρία ἰσότοπα :

${}_{92}U^{238}$	${}_{92}U^{235}$	${}_{92}U^{234}$
99,274 %	0,720 %	0,006 %

Τὸ ἐλαφρότερον ἰσότοπον εἶναι πολὺ σπάνιον καὶ διὰ τοῦτο παραλείπεται. Τὸ βαρύτερον ἰσότοπον, τὸ ὁποῖον ἔχει μαζικὸν ἀριθμὸν  $A = 238$ , δὲν διασπᾶται μὲ βραδέα νετρόνια: Τὸ  ${}_{92}U^{238}$ , ὅταν βομβαρδισθῇ μὲ νετρόνια, ἔχοντα ὀρισμένες τιμὰς ἐνεργείας, μεταβάλλεται εἰς νέον ἀτομικὸν πυρῆνα  ${}_{92}U^{239}$ , ὁ ὁποῖος εἶναι ραδιενεργός (§ 330). Μόνον τὸ ἰσότοπον τοῦ οὐρανίου, τὸ ὁποῖον ἔχει μαζικὸν ἀριθμὸν  $A = 235$ , διασπᾶται μὲ βραδέα νετρόνια (θερμικὰ νετρόνια)· τὸ ἰσότοπον  ${}_{92}U^{235}$  ἀπαντᾷ εἰς τὸ φυσικὸν οὐράνιον ἐπὶ τὴν ἀναλογίαν 1 : 140 πρὸς τὸ ἰσότοπον  ${}_{92}U^{238}$ . Ἡ διάσπασις τοῦ οὐρανίου ἐκφράζεται ἀπὸ τὴν ἀκόλουθον πυρηνικὴν ἀντίδρασιν :



ὅπου W εἶναι ἡ ἐκλυομένη ἐνέργεια. Ἡ ἐνέργεια αὐτὴ προέρχεται ἀπὸ τὴν διαφορὰν μάζης, ἡ ὁποία ἐμφανίζεται μεταξὺ τῶν ἀρχικῶν καὶ τῶν τελικῶν προϊόντων τῆς πυρηνικῆς αὐτῆς ἀντιδράσεως. Αὐτὴ ἡ διαφορὰ μάζης ( $\Delta m$ ) ὑπολογίζεται ὅτι εἶναι περίπου ἴση μὲ  $\Delta m = 0,2$  amu καὶ ἰσοδυναμεῖ μὲ ἐνέργειαν περίπου 180 MeV. Οὕτω κατὰ τὴν διάσπασιν 1 kgf οὐρανίου ἠφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ ἴνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

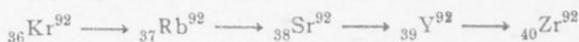
νίου ( ${}_{92}\text{U}^{235}$ ) ἐκλύεται ἐνέργεια ἴση περιπου μὲ 20 ἑκατομμύρια κιλοβατώρια. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα :

**“Όταν ὁ πυρὴν οὐρανίου ( ${}_{92}\text{U}^{235}$ ) βομβαρδίζεται μὲ βραδὺ νετρόνιον, τότε ὁ πυρὴν οὗτος διασπᾶται εἰς δύο νέους ἀτομικοὺς πυρῆνας καὶ συγχρόνως ἐκπέμπονται τρία νετρόνια καὶ ἐλευθερώνεται τεραστίᾳ ἐνέργεια ἴση μὲ 175 MeV.**

Οἱ παραγόμενοι κατὰ τὴν διάσπασιν τοῦ οὐρανίου δύο νέοι ἀτομικοὶ πυρῆνες εἶναι ἄσταθεῖς καὶ δι' ἐκπομπῆς ἀκτινοβολίας β ὑφίστανται διαδοχικὰς μεταστοιχειώσεις, ἕως ὅτου μεταπέσουν εἰς σταθεροὺς ἀτομικοὺς πυρῆνας. Οὕτω ὁ πυρὴν βαρίου μεταβάλλεται τελικῶς εἰς πυρῆνα πρᾶσεοδυμίου :

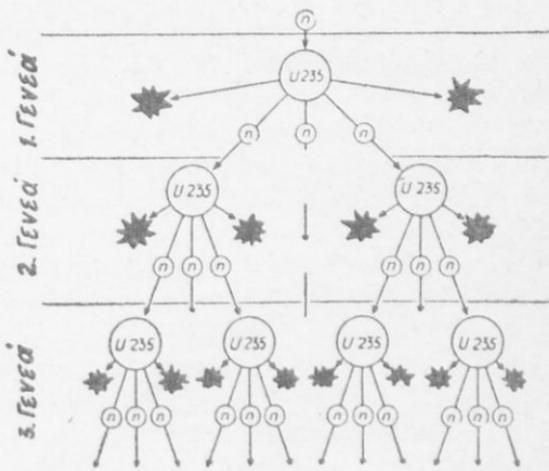


καὶ ὁ πυρὴν κρυπτοῦ μεταβάλλεται τελικῶς εἰς πυρῆνα ζιρκονίου :



Παρατηροῦμεν ὅτι κατ' αὐτὰς τὰς διαδοχικὰς μεταστοιχειώσεις βαίνει συνεχῶς αὐξανόμενον τὸ θετικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ πυρῆνος, διότι ἓνα νετρόνιον μεταβάλλεται εἰς πρωτόνιον (§ 318).

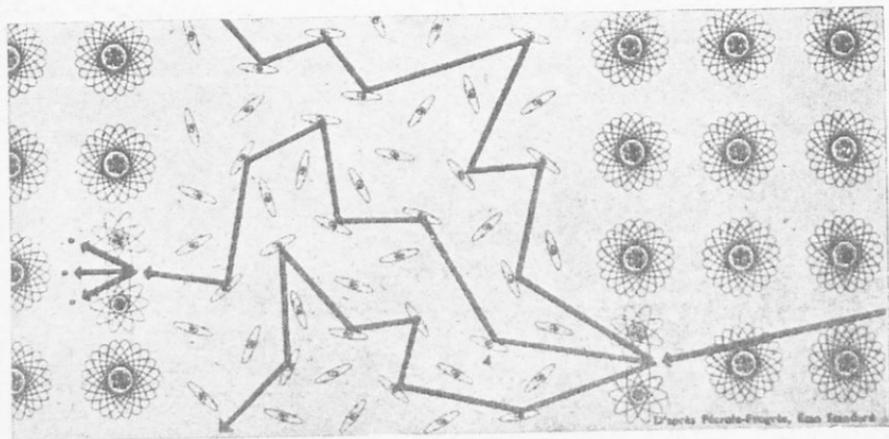
**327. Ἄλυσιδωτὴ ἀντίδρασις.**—Κατὰ τὴν διάσπασιν ἑνὸς πυρῆνος οὐρανίου ( ${}_{92}\text{U}^{235}$ ) παράγονται τρία νετρόνια (δευτερογενῆ νετρόνια). Ἐκαστὸν τῶν νετρονίων τούτων εἶναι δυνατὸν νὰ προκαλέσῃ τὴν διάσπασιν ἄλλου πυρῆνος οὐρανίου, ὅποτε θὰ προκύψουν πάλιν τρία δευτερογενῆ νετρόνια, τὰ ὁποῖα δύνανται νὰ προκαλέσουν τὴν διάσπασιν νέων πυρῆνων οὐρανίου (σχ. 369). Οὕτω ἡ διάσπασις τῶν πυρῆνων οὐρανίου ἡμπορεῖ νὰ συνεχισθῇ αὐτομάτως. Ἡ τοιαύτη πυρηνικὴ ἀντίδρασις καλεῖται **ἀλυσιδωτὴ ἀντίδρασις**. Διὰ νὰ διατηρηθῇ ὁμως μία ἀλυσιδωτὴ ἀντίδρασις, πρέπει νὰ πληροῦνται ὠρισμένοι συνθηκαί. Καὶ πρῶτον πρέπει τὰ δευτερογενῆ νετρόνια νὰ μὴ ἀπορροφῶνται ἀπὸ ξένας προσμίξεις· διὰ τοῦτο τὸ πρὸς διάσπασιν ὑλικόν, πρέπει νὰ εἶναι ἀπολύτως καθαρὸν οὐράνιον. Ἐπίσης πρέπει τὰ δευτερογενῆ νετρόνια νὰ μὴ διαφεύγουν ἔκτος τῆς μάζης τοῦ οὐρανίου· εὐρέθη ὅτι διὰ τὴν διατήρησιν μιᾶς ἀλυσιδωτῆς ἀντιδράσεως, πρέπει ἡ μάζα τοῦ οὐρανίου νὰ μὴ εἶναι μικρότερα



Σχ. 369. Σχηματικὸν διάγραμμα ἀλυσιδωτῆς ἀντιδράσεως.

μιᾶς ὠρισμένης μάζης, ἡ ὁποῖα καλεῖται **κρίσιμος μάζα**. Τέλος πρέπει

τὰ δευτερογενῆ νετρόνια νὰ εἶναι βραδέα νετρόνια, διότι ἡ διάσπασις τοῦ οὐρα-  
νίου  ${}_{92}\text{U}^{235}$  ἐπιτυγχάνεται μόνον μὲ βραδέα νετρόνια. Ἄλλὰ τὰ παραγόμενα δευτε-  
ρογενῆ νετρόνια ἔχουν πολὺ μεγάλην ταχύτητα, περίπου 10 000 km/sec. Συνεπῶς  
τὰ δευτερογενῆ νετρόνια, διὰ νὰ καταστοῦν ἱκανὰ νὰ προκαλέσουν διασπάσεις πυ-  
ρήνων οὐρανίου  ${}_{92}\text{U}^{235}$ , πρέπει νὰ ἐπιβραδυνθοῦν, ὥστε ἡ ταχύτης των νὰ γίνῃ  
περίπου 500 m/sec. Διὰ τὴν ἐπιβράδυνσιν τῶν νετρονίων (§ 325 γ) χρησιμοποι-  
οῦνται ὑλικά, τὰ ὁποῖα δὲν ἀπορροφοῦν νετρόνια· τοιαῦτα ὑλικά εἶναι ὁ καθαρός



Σχ. 370. Σχηματικὸν διάγραμμα τῆς πορείας μιᾶς ἄλυσιδωτῆς ἀντιδράσεως. Ἐνα  
βραδὺ νετρόνιον (ἐρχόμενον ἐκ δεξιῶν) προκαλεῖ τὴν διάσπασιν ἑνὸς ἀτομικοῦ πυ-  
ρήνου οὐρανίου 235. Τὰ παραγόμενα τρία νέα νετρόνια προσκρούουν ἐπὶ τῶν  
ἐλαφρῶν ἀτομικῶν πυρήνων τοῦ «μετριστοῦ» καὶ οὕτω ἀποβάλλοντα διαρκῶς μέρος  
τῆς ἐνεργείας των καταλήγουν εἰς «θερμικὰ νετρόνια», τὰ ὁποῖα εἶναι ἱκανὰ νὰ  
προκαλέσουν τὴν διάσπασιν νέων ἀτομικῶν πυρήνων οὐρανίου.

γραφίτης καὶ τὸ βαρὺ ὕδωρ (σχ. 370). Ἡ διάταξις ἐπιβραδύνσεως τῶν νετρο-  
νίων καλεῖται μετριστής (moderator).

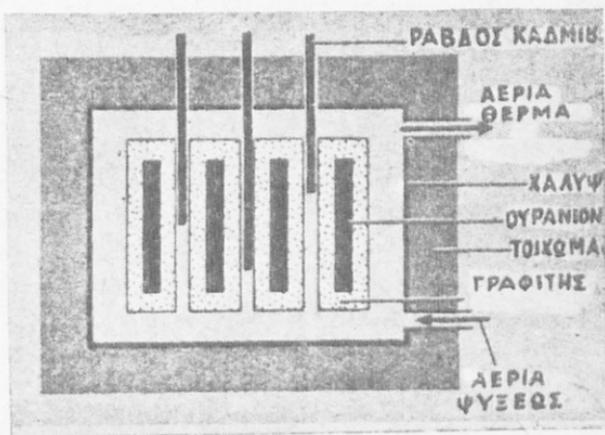
Κατὰ μίαν ἄλυσιδωτὴν ἀντίδρασιν παράγονται διαδοδικαὶ γενεαὶ δευτερο-  
γενῶν νετρονίων (σχ. 369). Καλεῖται συντελεστής πολλαπλασιασμοῦ ὁ λόγος τοῦ ἀριθμοῦ τῶν νετρονίων μιᾶς γενεᾶς πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν  
νετρονίων τῆς προηγουμένης γενεᾶς. Ἐὰν ὁ συντελεστής πολλαπλασιασμοῦ εἶναι  
ἴσος μὲ τὴν μονάδα, τότε ὁ ἀριθμὸς τῶν διασπάσεων κατὰ μονάδα χρόνου εἶναι  
σταθερὸς καὶ συνεπῶς ἔχομεν σταθερὰν ἔκλυσιν ἐνεργείας. Ἐὰν ὁ συντελεστής  
πολλαπλασιασμοῦ εἶναι μεγαλύτερος ἀπὸ τὴν μονάδα, τότε ὁ ἀριθμὸς τῶν  
διασπάσεων κατὰ μονάδα χρόνου βαίνει ταχέως ἀξανόμενος καὶ ἡ ἔκλυσις ἐνε-  
ργείας δύναται νὰ λάβῃ τὴν μορφήν ἐκρήξεως. Τέλος, ἐὰν ὁ συντελεστής πολλα-  
πλασιασμοῦ εἶναι μικρότερος ἀπὸ τὴν μονάδα, τότε ἡ ἄλυσιδωτὴ ἀντί-  
δρασις παύει μετὰ παρέλευσιν ὀρισμένου χρόνου. Διὰ τὴν ρύθμισιν τῆς τιμῆς  
τοῦ συντελεστοῦ πολλαπλασιασμοῦ, καὶ συνεπῶς διὰ τὸν ἔλεγχον τῆς ταχύτητος  
μιᾶς ἄλυσιδωτῆς ἀντιδράσεως, χρησιμοποιοῦνται ράβδοι ἀπὸ κάδμιον ἢ βόρειον·  
τὰ ὑλικά αὐτὰ ἀπορροφῶνται ἀπὸ τὸν ἄτομικὸν οὐρανίου καὶ βραδέα νετρόνια

328. **Άτομικός αντιδραστήρ.** — Κατὰ τὴν διάσπασιν ἑνὸς πυρῆνος οὐρανίου ( ${}_{92}\text{U}^{235}$ ) ἐκλύεται μεγάλη ποσότης ἐνεργείας. Τὰ 20% τῆς ἐνεργείας αὐτῆς ἐμφανίζονται ὑπὸ μορφήν διαφόρων ἀκτινοβολιῶν καὶ τὰ 80% τῆς ἐκλυομένης ἐνεργείας ἐμφανίζονται ὑπὸ μορφήν κινητικῆς ἐνεργείας τῶν θραυσμάτων τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος. Οὕτω τὰ θραύσματα τοῦ πυρῆνος ἐκσφενδονίζονται μὲ μεγάλην ταχύτητα, συγκρούονται μὲ τὰ γειτονικά ἄτομα καὶ συνεπῶς διαχέουν τὴν ἐνέργειάν των ὑπὸ μορφήν θερμότητος. Αὐτὴν τὴν θερμότητα ἐκμεταλλεύομεθα εἰς τὸν **ἀτομικὸν ἀντιδραστήρα** διὰ τὴν παραγωγὴν ὑδρατμοῦ ὁ ὑδρατμὸς χορηγιοποιεῖται διὰ τὴν κίνησιν ἀτμοστροβίλου, ὁ ὁποῖος παρέχει μηχανικὴν ἐνέργειαν εἰς ἕνα ἐναλλακτῆρα. Οὕτω ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν θραυσμάτων τοῦ πυρῆνος οὐρανίου μετατρέπεται τελικῶς εἰς ἡλεκτρικὴν ἐνέργειαν. Σήμερον ὑ-

πάρχουν διάφοροι τύποι ἀτομικῶν ἀντιδραστήρων. Εἰς τὸ σχῆμα 371 δεικνύεται σχηματικῶς ἕνας ἀπλοῦς τύπος ἀτομικοῦ ἀντιδραστήρος. Τὸ οὐράνιον ὑπὸ μορφήν ράβδων εὐρίσκεται ἐντὸς κυλίνδρων ἀπὸ ἀργίλλιον. Οἱ κύλινδροι οὗτοι εἶναι βυθισμένοι ἐντὸς μεγάλης μάζης καθαροῦ γραφίτου, διὰ τὴν ἐπιβράδυνσιν τῶν δευτερογενῶν νετρονίων.

Ἐντὸς τῆς μάζης τοῦ γραφίτου βυθίζονται κινηταὶ ράβδοι ἀπὸ κάδμιον διὰ τὴν ρύθμισιν τῆς ταχύτητος τῆς ἀντιδράσεως. Τὸ ὅλον σύστημα περιβάλλεται ἀπὸ χάλυβα καὶ ἔξωθεν αὐτοῦ ὑπάρχει παχὺ τοίχωμα (ἀπὸ μπετόν), τὸ ὁποῖον ἀπορροφᾷ τὰς ἐπικινδύνους ἀκτινοβολίας. Ἡ ἀναπτυσσομένη κατὰ τὴν πυρηνικὴν ἀντίδρασιν θερμότης παραλαμβάνεται ἀπὸ ἕνα συνεχὲς ρεῦμα ἀερίου, τὸ ὁποῖον, μετὰ τὴν ἔξοδόν του ἀπὸ τὸν ἀντιδραστήρα, φέρεται εἰς κατάλληλον διάταξιν, ὅπου ἡ θερμότης τοῦ ἀερίου προσφέρεται εἰς τὸ ὕδωρ ἑνὸς λέβητος.

Ἐκτὸς τῆς ἀνωτέρω χρησιμοποίησεως ὁ ἀτομικὸς ἀντιδραστήρ χρησιμοποιεῖται εὐρύτατα καὶ διὰ τὴν παραγωγὴν διαφόρων ραδιοϊσοτόπων καὶ διὰ τὴν πρόκλησιν ἄλλων πυρηνικῶν ἀντιδράσεων. Τὰ πρὸς μεταστοιχείωσιν στοιχεῖα εἰσάγονται ἐντὸς κατατάλλῃων θέσεων τοῦ ἀτομικοῦ ἀντιδραστήρος.



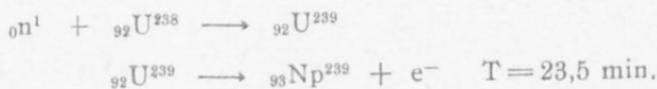
Σχ. 371. Σχηματικὸν διάγραμμα ἀτομικοῦ ἀντιδραστήρος

329. **Άτομικὴ βόμβα.** — Εἰς τὴν **ἀτομικὴν βόμβαν** συμβαίνει ἀλυσιδωτὴ ἀντίδρασις, ὅπως καὶ εἰς τὸν ἀτομικὸν ἀντιδραστήρα, μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι εἰς τὴν ἀτομικὴν βόμβαν εἰσάγονται ἀπὸ τὸ ἰστίοντο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ἀντίδρασις προχωρεῖ ταχύτατα καὶ ἡ τεραστία ἐνέργεια ἐκλύεται ἐντὸς ἐλαχίστου χρόνου. Ἡ ἀκαριαία ἔκλυσις τῆς ἐνεργείας ἀποτελεῖ τὴν ἔκρηξιν. Εἰς τὸ κέντρον τῆς ἔκρηξως ἡ θερμοκρασία ἀνέρχεται εἰς ἑκατομμύρια βαθμούς, ἡ δὲ πίεσις ἀνέρχεται εἰς πολλὰς ἑκατοντάδας χιλιάδων ἀτμοσφαιρῶν. Συγχρόνως κατὰ τὴν ἔκρηξιν παράγεται ἔντονος ἀκτινοβολία ἀκτίνων  $\gamma$ . Διὰ τὰ μὴ συμβῆ πρόωρος ἔκρηξις τῆς ἀτομικῆς βόμβας, διὰ τοῦτο ἡ βόμβα μεταφέρεται εἰς δύο τεμάχια ἕκαστον τεμάχιον ἔχει μᾶζαν μικροτέραν ἀπὸ τὴν κρίσιμον μᾶζαν (§ 327). Ὀλίγον πρὸ τῆς ἔκρηξως τὰ δύο τεμάχια συναρμολογοῦνται, ὁπότε ἡ ὀλικὴ μᾶζα τοῦ οὐρανίου γίνεται μεγαλύτερα ἀπὸ τὴν κρίσιμον μᾶζαν καὶ τότε δύναται νὰ συμβῆ ἡ ἄλυσιδωτὴ ἀντίδρασις. Αἱ ἐπὶ τοῦ ἀνθρώπου ἐπιδράσεις τῆς ἀτομικῆς βόμβας ὀφείλονται εἰς τὰς παραγομένας μεγάλας πιέσεις, εἰς τὰς δημιουργουμένας θερμοκρασίας καὶ εἰς τὰς ἀκτινοβολίας, αἱ ὁποῖαι ἐκπέμπονται κατὰ τὴν ἔκρηξιν τῆς βόμβας, ἀλλὰ καὶ ἐπὶ μακρὸν χρόνον μετὰ τὴν ἔκρηξιν, διότι τὰ προϊόντα τῆς διασπάσεως τοῦ πυρῆνος οὐρανίου εἶναι ραδιενεργὰ ἐπὶ μακρὸν. Οὕτω, ἐπὶ μακρὸν χρόνον μετὰ τὴν ἔκρηξιν, μία μεγάλη ἔκτασις γίνεται ἐπικίνδυνος διὰ τὴν ζωὴν τοῦ ἀνθρώπου.

**330. Ὑπερουράνια στοιχεῖα.**—Εἰς τὴν Φύσιν ὁ βαρύτερος ἀτομικὸς πυρῆν εἶναι ὁ πυρῆν τοῦ ἰσοτόπου τοῦ οὐρανίου, ὁ ὁποῖος ἔχει μαζικὸν ἀριθμὸν  $A = 238$ , δηλ. ὁ πυρῆν  ${}_{92}\text{U}^{238}$ . Πρῶτος ὁ Fermi προσεπάθησε νὰ δημιουργήσῃ τεχνητὸν ἀτομικὸν πυρῆνα, βαρύτερον ἀπὸ τὸν πυρῆνα οὐρανίου καὶ πρὸς τοῦτο ἐβομβάρδισε μὲ νετρόνια ἀτομικοὺς πυρῆνας οὐρανίου. Τὰ πειράματα τοῦ Fermi ὠδήγησαν εἰς τὴν ἀνακάλυψιν τῆς διασπάσεως τοῦ ἀτόμου (§ 326) καὶ διήνοιξαν τὴν ὁδὸν διὰ τὴν παραγωγὴν ἀτομικῶν πυρῆνων βαρυτέρων τοῦ πυρῆνος οὐρανίου. Οἱ νέοι οὗτοι ἀτομικοὶ πυρῆνες ἀνήκουν εἰς στοιχεῖα, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀτομικὸν ἀριθμὸν  $Z$  μεγαλύτερον ἀπὸ 92 καὶ συνεπῶς εἰς τὸ περιοδικὸν σύστημα κατατάσσονται πέραν τοῦ οὐρανίου. Διὰ τοῦτο τὰ νέα αὐτὰ τεχνητῶς παραγόμενα στοιχεῖα καλοῦνται **ὑπερουράνια στοιχεῖα**. Μέχρι σήμερον παρήχθησαν ὑπερουράνια στοιχεῖα μέχρι τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ  $Z = 101$ , ἥτοι ἔννεα ὑπερουράνια στοιχεῖα. Διὰ μερικὰ ἐξ αὐτῶν εἶναι γνωστὰ πολλὰ ἰσότοπά των.

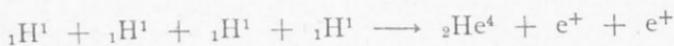
Τὸ πρῶτον ὑπερουράνιον στοιχεῖον εἶναι τὸ νεπτοούνιον ( ${}_{93}\text{Np}^{239}$ ), τὸ ὁποῖον παράγεται διὰ βομβαρδισμοῦ τοῦ οὐρανίου 238 μὲ βραδέα νετρόνια. Ἀπὸ τὴν πυρηνικὴν αὐτὴν ἀντίδρασιν προκύπτει ἕνας νέος ἀσταθὴς πυρῆν ἰσοτόπου τοῦ οὐρανίου, ὁ ὁποῖος ἔχει μαζικὸν ἀριθμὸν  $A = 239$  ὁ πυρῆν οὗτος μεταστοιχειώνεται διὰ τῆς ἐκπομπῆς ἀκτίνων  $\beta$  (δηλ. ἠλεκτρονίων) εἰς ἀτομικὸν πυρῆνα νεπτουνίου. Ἡ πυρηνικὴ αὐτὴ ἀντίδρασις ἔχει ὡς ἑξῆς:



Τὸ δεύτερον ὑπερουράνιον στοιχεῖον εἶναι τὸ πλουτώνιον ( ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ), τὸ ὁποῖον προκύπτει ἀπὸ τὴν ἀντίδρασιν τοῦ νεπτουνίου καὶ δέκετι τὸ νεπτούνιον



ὅτι εἰς τοὺς περισσότερους ἀστέρας ὁ συνθιέστερον ἀπαντώμενος ἀτομικὸς πυρὴν εἶναι τὸ π ρ ω τ ὀ ν ῖ ο ν. Εἰς τὸν ἥλιον τὰ 36% τῆς ὅλης ἡλιακῆς μάζης ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἀτομικοὺς πυρῆνας ὕδρογόνου, δηλ. ἀπὸ πρωτόνια. Διάφοροι θεωρητικοὶ φυσικοὶ (Bethe, Atkinson, Houtermans, Weizsäcker) διετύπωσαν τὴν θεωρίαν, ὅτι ἡ ἀστρική ἐνέργεια ἐκλύεται κατὰ τὴν σ ὦ ν τ η ξ ῖ ν τ ε σ σ ἄ ρ ω ν π ρ ω τ ο ν ῖ ω ν π ρ ὸ ς σ χ η μ α τ ῖ σ μ ὸ ν ἕ ν ὸ ς ἄ τ ο μ ῖ κ ο ὦ π υ ρ ῆ ν ο ς ἡ λ ῖ ο υ. Αὐτὴ ἡ σύντηξις συμβαίνει εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τῶν ἀστέρων, ὅπου ἐπικρατοῦν θερμοκρασίαι 10 ἕως 20 ἑκατομμυρίων βαθμῶν. Ἔνεκα τῆς τεραστίας θερμοκρασίας τὰ πρωτόνια ἔχουν πολὺ μεγάλην ταχύτητα καὶ οὕτω προκαλοῦνται **θερμοπυρηνικαὶ ἀντιδράσεις**. Κατὰ τὰς ἀντιδράσεις αὐτὰς πιθανὸν νὰ παίζουσι ῥόλον καὶ οἱ ἀτομικοὶ πυρῆνες ἀνθρακος καὶ ἀζώτου, τὸ τελικὸν ὅμως ἀποτέλεσμα τῶν ἀντιδράσεων τούτων εἶναι ἡ συνένωσις τ ε σ σ ἄ ρ ω ν π ρ ω τ ο ν ῖ ω ν π ρ ὸ ς σ χ η μ α τ ῖ σ μ ὸ ν ἕ ν ὸ ς π υ ρ ῆ ν ο ς ἡ λ ῖ ο υ, σύμφωνα μὲ τὴν ἀκόλουθον ἀντίδρασιν:



Τὰ δύο ποζιτρόνια προκύπτουν ἀπὸ τὴν μετατροπὴν δύο πρωτονίων εἰς νετρόνια. Κατ' αὐτὴν τὴν πυρηνικὴν ἀντίδρασιν παρουσιάζεται ἔλλειμμα μάζης  $\Delta m = 0,0276 \text{ amu}$  τὸ ἔλλειμμα τοῦτο εἶναι περίπου ἴσον μὲ τὰ ἑπτὰ χιλιοστά τῆς μάζης τοῦ πυρῆνος ἡλίου καὶ ἰσοδυναμεῖ μὲ ἐνέργειαν 25,7 MeV. Οὕτω ἡ ἀστρική ἐνέργεια προέρχεται ἀπὸ τὴν συνεχῆ μετατροπὴν μέρους τῆς ἀστρικής ὕλης εἰς ἐνέργειαν. Ὑπολογίζεται ὅτι εἰς τὸν ἥλιον μετατρέπονται κατὰ δευτερόλεπτον εἰς ἐνέργειαν 4,5 ἑκατομμύρια τόννοι ἡλιακῆς μάζης. Ἐκαστον γραμμάριον τῆς μάζης τοῦ ἥλιου περιέχει  $2 \cdot 10^{23}$  πρωτόνια. Τὰ ὑπάρχοντα εἰς τὸν ἥλιον πρωτόνια ἐξασφαλίζουν εἰς αὐτὸν τὴν ἱκανότητα νὰ ἐκπέμπῃ ἐνέργειαν μὲ τὸν σημερινὸν ρυθμὸν ἐπὶ 30 δισεκατομμύρια ἔτη.

**332. Θερμοπυρηνικαὶ ἀντιδράσεις.**—Ἡ θεωρία, ἡ ὁποία ἐρμηνεύει τὴν προέλευσιν τῆς ἀστρικής ἐνεργείας, δεικνύει ὅτι δυνάμεθα νὰ ἔχωμεν πυρηνικὴν ἐνέργειαν ἀπὸ τὴν σ ὦ ν τ η ξ ῖ ν ἐλαφρῶν ἀτομικῶν πυρῆνων πρὸς σχηματισμὸν ἑνὸς βαρύτερου ἀτομικοῦ πυρῆνος. Οἱ δύο ὅμως ἐλαφροὶ πυρῆνες φέρουν θετικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία καὶ συνελπῶς μεταξὺ τῶν δύο τούτων πυρῆνων ἀναπτύσσεται τεραστία ἀμοιβαία ἀπωσις. Διὰ νὰ καταστῇ δυνατὴ ἡ σύντηξις δύο ἐλαφρῶν πυρῆνων, πρέπει νὰ ἀποκτήσουν καὶ οἱ δύο πυρῆνες πολὺ μεγάλην ταχύτητα. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται θ ε ρ μ ῖ κ ῶ ς. Δημιουργοῦμεν πολὺ ὑψηλὴν θερμοκρασίαν, ἀνάλογον πρὸς τὴν θερμοκρασίαν ἡ ὁποία ἐπικρατεῖ εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τῶν ἀστέρων. Τότε οἱ ἐλαφροὶ πυρῆνες ἀποκτοῦν τὴν ταχύτητα, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτήν, σύμφωνα μὲ τὴν κινητικὴν θεωρίαν (B' τόμ., § 106). Διὰ τοῦτο αἱ πυρηνικαὶ αὐταὶ ἀντιδράσεις καλοῦνται **θερμοπυρηνικαὶ ἀντιδράσεις**.

Μίαν θερμοπυρηνικὴν ἀντίδρασιν ἐπιτυγχάνομεν σήμερον εἰς τὴν **βόμβα ὕδρογόνου**. Κατὰ τὴν ἀντίδρασιν αὐτὴν συνενώνονται δύο ἀτομικοὶ πυρῆνες  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

δευτερίου, δηλ. δύο δευτερόνια ( ${}_1\text{H}^2$ ), πρὸς σχηματισμὸν ἀτομικοῦ πυρῆνος ἡλίου ( ${}_2\text{He}^4$ ). Ἡ ἀπαιτουμένη διὰ τὴν ἀντίδρασιν αὐτὴν θερμοκρασία δημιουργεῖται διὰ τῆς διασπάσεως οὐρανίου ἢ πλουτωνίου. Οὕτω ἐπὶ ἓνα ἐλάχιστον χρόνον (περίπου ἐπὶ ἓνα χιλιοστὸν τοῦ δευτερολέπτου) ἐπιτυγχάνομεν νὰ δημιουργήσωμεν τὰς θερμοκρασίας τῶν ἑκατομμυρίων βαθμῶν, αἱ ὁποῖα ἐπικρατοῦν καὶ εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ Ἡλίου. Κατ' αὐτὴν τὴν θερμοπυρηνικὴν ἀντίδρασιν ἡ ἔκλυσις τῆς ἐνεργείας εἶναι ἀκαριαία.

Ἡ διατήρησις τῆς ἀνωτέρω θερμοπυρηνικῆς ἀντιδράσεως πρὸς συνεχῆ παραγωγὴν ἐνεργείας προσκρούει εἰς ἀνυπέροβλητα ἐμπόδια. Διότι εἶναι ἀδύνατος ἡ διατήρησις ἐπὶ μακρὸν χρόνον τῆς ἀπαιτουμένης ὑψηλῆς θερμοκρασίας. Ἄλλὰ καὶ ἂν ἦτο δυνατὸν νὰ ἐπιτευχθῆ τοῦτο, κανένα ὕλικὸν τῆς Γῆς δὲν θὰ ἠδύνατο νὰ ἀνθέξῃ εἰς αὐτήν, διότι ὅλα τὰ γήινα ὕλικά ἐξατμίζονται ἀκαριαίως εἰς θερμοκρασίαν  $6000^\circ \text{C}$ . Εἰς ὠρισμένας ἐργαστηριακὰς συσκευὰς (Stellarator, Zeta) χρησιμοποιοῦν μαγνητικὰ πεδία, τὰ ὁποῖα ἐμποδίζουν τὰ ταχύτατα δευτερόνια νὰ ἔλθουν εἰς ἐπαφὴν μὲ τὰ τοιχώματα τοῦ σωλῆνος, ἐντὸς τοῦ ὁποῖου κινοῦνται τὰ δευτερόνια. Μὲ τὰς συσκευὰς αὐτὰς μελετᾶται ἡ παραγωγὴ καὶ ἡ δέσμευσις τῆς θερμοπυρηνικῆς ἐνεργείας. Τὸ ἀπαιτούμενον δευτέριον λαμβάνεται ἀπὸ τὸ θαλάσσιον ὕδωρ.

#### ΚΟΣΜΙΚΑΙ ΑΚΤΙΝΕΣ

333. Ἀνακάλυψις τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων.— Εἶχε παρατηρηθῆ πρὸ πολλοῦ ὅτι ἓνα φορτισμένον ἠλεκτροσκόπιον, εὐρισκόμενον ἐντὸς τοῦ ἀέρος, χάνει τὸ ἠλεκτρικὸν του φορτίον ἐντὸς μικροῦ σχετικῶς χρόνου. Ἡ ἐκφόρτισις τοῦ ἠλεκτροσκοπίου ὀφείλεται εἰς ἰονισμὸν τοῦ ἀέρος. Ἡ ἐκφόρτισις τοῦ ἠλεκτροσκοπίου συμβαίνει ἀνεξαρτήτως τοῦ σημείου τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου. Ἄρα ἐντὸς τοῦ ἀέρος ὑπάρχοντες θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ ἰόντα. Ὑπελογίσθη ὅτι εἰς ἕκαστον κυβικὸν ἑκατοστόμετρον τοῦ ἀέρος περιέχονται πολλαὶ ἑκατοντάδες ἰόντων. Ἀκριβεῖς μετρήσεις ἀπέδειξαν ὅτι ἡ ταχύτης ἐκφορτίσεως τοῦ ἠλεκτροσκοπίου αὐτῆς κατ' ὅσον ἀνερχόμεθα ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαιρας. Αὐτὴ ἡ ἐξάρτησις τῆς ταχύτητος ἐκφορτίσεως ἀπὸ τὸ ὕψος ἀνωθεν τῆς ἐπιφανείας τῆς θαλάσσης ἀποδεικνύει ὅτι αἰτία τοῦ ἰονισμοῦ τοῦ ἀέρος εἶναι κυρίως μία νέα ἀκτινοβολία, ἡ ὁποία φθάνει εἰς τὴν Γῆν ἐκ τοῦ ἀστρικοῦ διαστήματος. Ἡ ἀκτινοβολία αὕτη καλεῖται *κοσμικὴ ἀκτινοβολία* ἢ *κοσμικαὶ ἀκτίνες*.

334. Ἐξωγήινος προέλευσις τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων.— Ἡ αὔξησις τῆς ἐντάσεως τῆς κοσμικῆς ἀκτινοβολίας μετὰ τοῦ ὕψους, φανερώνει ὅτι αἱ κοσμικαὶ ἀκτίνες φθάνουν εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν ἐκ τοῦ ἀστρικοῦ διαστήματος. Αἱ μετρήσεις, αἱ ὁποῖαι ἐγένοντο εἰς διάφορα γεωγραφικὰ πλάτη, ἀπέδειξαν ὅτι ἡ ἔντασις τῆς κοσμικῆς ἀκτινοβολίας μεταβάλλεται μετὰ τοῦ γεωγραφικοῦ πλάτους. Οὕτω εὐρέθη ὅτι ἡ ἔντασις τῆς κοσμικῆς ἀκτινοβολίας αὐξάνεται, κατ' ὅσον προχωροῦμεν ἐκ τοῦ ἰσημερινοῦ πρὸς τοὺς πόλους. Τὸ γεγονός τοῦτο ἀποδεικνύει ὅτι αἱ κοσμικαὶ ἀκτίνες, αἱ ὁποῖαι φθάνουν εἰς τὰ ἀνώτερα στρώ-

ματα τῆς ἀτμοσφαιρας, εἶναι ἡλεκτρισμένα σωματίδια, τὰ ὁποῖα ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τῆς Γῆς ἀναγκάζονται νὰ συγκεντρωθῶν κατὰ προτίμησιν εἰς τὰς πολικὰς περιοχὰς. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα :

**Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τῆς κοσμικῆς ἀκτινοβολίας μετὰ τοῦ ὕψους καὶ μετὰ τοῦ γεωγραφικοῦ πλάτους ἀποδεικνύει διὰ αἱ κοσμικαὶ ἀκτίνες ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἡλεκτρισμένα σωματίδια, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἐξωγήγονον προέλευσιν.**

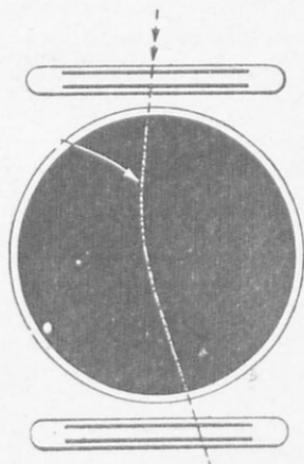
335. Μέθοδοι μελέτης τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων. — Διὰ τὴν μελέτην τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων ἐχρησιμοποίηθη κατ' ἀρχὰς τὸ ἡλεκτροσκόπιον. Ἰδιαιτέρως ὅμως κατάλληλον ὄργανον ἀπεδείχθη ὁ μετρητὴς Geiger, ὁ ὁποῖος δύναται νὰ ἀποδείξῃ τὴν ὕπαρξιν τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων καὶ νὰ καταμετρήσῃ τὰς κοσμικὰς ἀκτίνες, αἱ ὁποῖα εἰσέρχονται ἐντὸς αὐτοῦ. Αἱ κοσμικαὶ ἀκτίνες φθάνουν εἰς τὸν μετρητὴν ἀπὸ ὅλας τὰς διευθύνσεις. Διὰ νὰ ἐντοπίζωσιν τὴν ἔρευναν πρὸς μίαν μόνον διεύθυνσιν, ἐπενόησαν τὸ τηλεσκόπιον κοσμικῶν ἀκτίνων.



Σχ. 372. Σχηματικὴ παράστασις τηλεσκοπίου κοσμικῶν ἀκτίνων. Οἱ τρεῖς μετρηταὶ Geiger παριστῶνται μὲ τρεῖς κύκλους. Τὸ σωματίδιον Α διέρχεται καὶ διὰ τῶν τριῶν μετρητῶν, ἐνῶ τὸ σωματίδιον Β διέρχεται μόνον διὰ τοῦ ἐνὸς μετρητοῦ.

Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ πολλοὺς μετρητὰς Geiger, τῶν ὁποίων οἱ ἄξονες εἶναι παράλληλοι καὶ εὗρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου (σχ. 372). Ἡ ταχύτης τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων πλησιάζει πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός. Ὄταν λοιπὸν μία κοσμικὴ ἀκτὶς διέρχεται δι' ὅλων τῶν μετρητῶν τοῦ συστήματος, διέρχεται σχεδὸν συγχρόνως διὰ μέσου ὅλων τῶν μετρητῶν· μόνον εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν λειτουργεῖ τὸ σύστημα καταγραφῆς.

Γενικῶς αἱ κοσμικαὶ ἀκτίνες ἔχουν μεγάλην διεισδυτικὴν ἱκανότητα· ἐξ αὐτῆς συνάγονται συμπεράσματα διὰ τὴν ἐνέργειαν τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων. Διὰ τὴν μελέτην τῆς ἐνεργείας τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων παρεμβάλλονται μετὰ τῶν μετρητῶν

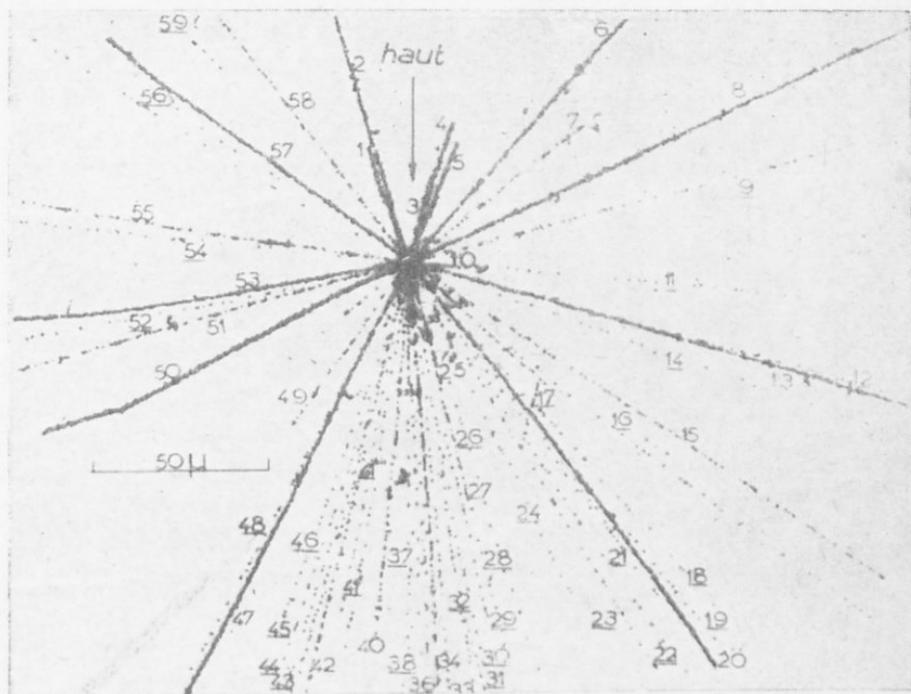


Σχ. 373. Αυτόματος λειτουργία τοῦ θαλάμου Wilson κατὰ τὴν διέλευσιν ἐνὸς κοσμικοῦ σωματιδίου καὶ διὰ τῶν δύο μετρητῶν Geiger.

διαφοράγματα διαφόρου πάχους καὶ οὕτω μετρεῖται ἡ διεισδυτικὴ ἱκανότης τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων. Διὰ νὰ μελετηθῇ ἡ φύσις τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων, χρησιμοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

ποιεῖται ὁ θάλαμος Wilson, ὁ ὁποῖος παρεμβάλλεται μεταξὺ τῶν μετρητῶν Geiger καὶ λειτουργεῖ αὐτομάτως, μόλις μια κοσμικὴ ἀκτὶς φθάσῃ εἰς τὸ σύστημα τῶν μετρητῶν. Τὰ ἠλεκτρισμένα σωματίδια τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων προδίδουν τὴν φύσιν των ἀπὸ τὰς τροχιάς, τὰς ὁποίας διαγράφουν ἐντὸς τοῦ θαλάμου Wilson ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ὑπάρχοντος ἰσχυροῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἡ παρουσία τῶν μὴ ἠλεκτρισμένων σωματιδίων προδίδεται ἐμμέσως ἀπὸ διάφορα φαινόμενα, τὰ ὁποῖα ἐμφανίζονται (ἐλαστικαὶ κρούσεις, τεχνητὴ ραδιενέργεια). Εἰς τὸ σχῆμα 373 φαίνεται ἡ τροχιά ἑνὸς κοσμικοῦ σωματιδίου, τὸ ὁποῖον εἰσῆλθεν ἐντὸς τοῦ θαλάμου Wilson.

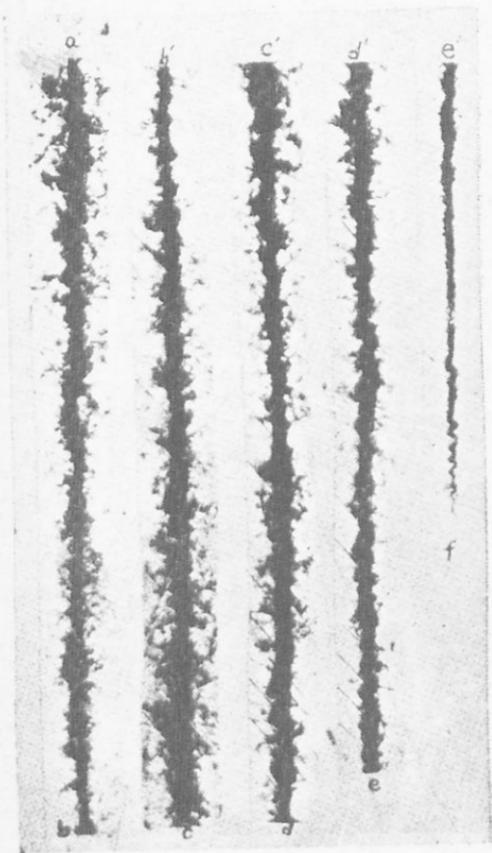
Τελευταίως χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν Πυρηνικὴν Φυσικὴν καὶ διὰ τὴν μελέτην τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων φωτογραφικαὶ πλάκες, παρασκευαζόμεναι ἀπὸ εἰδικὸν γαλάκτωμα. Αἱ πλάκες αὐταὶ ἀφήνονται ἐπὶ μακρὸν ἐκτεθειμέναι εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν. Ἐὰν κατὰ τύχην προσπέσῃ ἓνα κοσμικὸν σωματίδιον ἐπὶ ἑνὸς ἀτομικοῦ πυρῆνος τοῦ φωτογραφικοῦ γαλακτώματος, τότε ὁ πυρὴν οὗτος συντρίβεται καὶ ἐπὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακῶς σχηματίζεται ἓνας ἀστὴρ (σχ. 374) ὁ ἀστὴρ σχηματίζεται ἀπὸ τὰς τροχιάς τῶν θραυσμάτων τοῦ πυρῆνος.



Σχ. 374. Σχηματισμὸς ἀστέρος ἐπὶ φωτογραφικοῦ γαλακτώματος ἀπὸ τὴν κρούσιν ἑνὸς κοσμικοῦ σωματιδίου μὲ ἓνα ἀτομικὸν πυρῆνα ἀργύρου. Αἱ μελανώτεροι τροχιαὶ ἀνήκουν εἰς τὰ πρωτόνια τοῦ πυρῆνος. Ἡ δέσμη τῶν λεπτῶν τροχιῶν, αἱ ὁποῖαι διευθύνονται πρὸς τὰ κάτω ἀνήκει εἰς μεσόνια, σχηματισθέντα κατὰ τὴν πυρηνικὴν ἀντίδρασιν. Μόνον τὰ φορτισμένα σωματίδια ἀναγνωρίζονται ἀπὸ τὰς τροχιάς των. Τὰ οὐδέτερα σωματίδια διαφεύγουν ἐδῶ ἀπὸ τὴν παρατήρησιν.

336. Πρωτογενής και δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία.—Ἡ μελέτη τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων ἀποτελεῖ σήμερον ἐκτεταμένον πεδῖον τῆς ἐπιστημονικῆς ἐρεῦνης. Μὲ τὴν βοήθειαν ἀεροστάτων καὶ πυραύλων, ὡς καὶ μὲ σταθμοὺς ἐγκατεστημένους εἰς ὑψηλὰ ὄρη μελετῶνται αἱ κοσμικαὶ ἀκτίνες εἰς μεγάλα ὕψη.

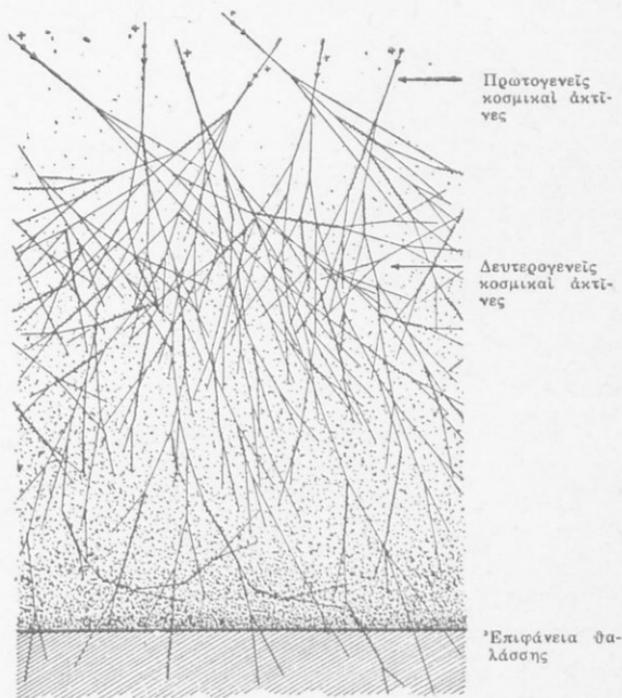
Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τῆς κοσμικῆς ἀκτινοβολίας μετὰ τοῦ γεωγραφικοῦ πλάτους ἀποδεικνύει ὅτι ἡ ἀκτινοβολία, ἡ ὁποία φθάνει εἰς τὰ ἀνώτερα στρώματα τῆς ἀτμοσφαιρας, ἀποτελεῖται κυρίως ἀπὸ θετικῶς ἠλεκτρισμένα σωματίδια, μεταξὺ τῶν ὁποίων ἐπικρατοῦν κατὰ πολὺ τὰ πρωτόνια. Ἡ κοσμικὴ αὐτὴ ἀκτινοβολία, ἡ ὁποία φθάνει εἰς τὰ ἀνώτατα στρώματα τῆς ἀτμοσφαιρας ἀποτελεῖ τὴν **πρωτογενῆ κοσμικὴν ἀκτινοβολίαν**. Τὰ σωματίδια, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελεῖται ἡ πρωτογενὴς κοσμικὴ ἀκτινοβολία, ἔχουν πολὺ μεγάλην ἐνέργειαν, διότι κατορθώνουν νὰ εἰσχωροῦν ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τῆς Γῆς. Ὑπολογίζεται ὅτι ἡ ἐνέργεια τῶν σωματιδίων τῆς πρωτογενούς κοσμικῆς ἀκτινοβολίας ἀνέρχεται εἰς  $10^3$  ἕως  $10^9$  MeV. Τὰ σωματίδια τῆς πρωτογενούς ἀκτινοβολίας συγκρούονται μὲ ἀτομικοὺς πυρῆνας τῶν συστατικῶν τῆς ἀτμοσφαιρας καὶ ἔνεκα τῆς μεγάλης ἐνεργείας τῶν προκαλοῦν πυρηνικὰς ἀντιδράσεις (σχ. 375). Οὕτω τὰ πρωτογενῆ κοσμικὰ σωματίδια σπαινώτατα φθάνουν μέχρι τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς· τὰ πρωτογενῆ σωματίδια ἐξαφανίζονται εἰς μεγάλα ὕψη κατὰ τὰς πυρηνικὰς ἀντιδράσεις, τὰς ὁποίας προκαλοῦν. Ἀπὸ αὐτὰς τὰς πυρηνικὰς ἀντιδράσεις παράγονται κατ' ἀρχὰς π-μεσόνια (§ 318), τὰ ὁποῖα ἔχουν χρόνον ὑποδιπλασιασμοῦ  $10^{-8}$  sec καὶ οὕτω ταχύτατα μεταβάλλονται εἰς μ-μεσόνια. Τὰ τελευταῖα αὐτὰ μεσόνια ἀντιδρῶν ὀλιγώτερον μὲ τοὺς ἀτομικοὺς πυρῆνας τῶν συστατικῶν τῆς ἀτμοσφαιρας· ἐπειδὴ δὲ ἔχουν



Σχ. 375. Μικροφωτογραφία ἐνὸς ταχυτάτου πρωτογενούς κοσμικοῦ σωματιδίου, ἀνήκοντος εἰς ἀτομικὸν πυρῆνα μὲ ἀτομικὸν ἀριθμὸν  $Z=42 \pm 4$ . Τὸ φωτογραφικὸν γαλάκτωμα ἐξετέθη εἰς ὕψος ἄνω τῶν 30 km. Τὸ σημεῖον α (ἄνω ἀριστερά) εἶναι τὸ σημεῖον τῆς ἐνάρξεως τῆς προσβολῆς τοῦ φωτογραφικοῦ γαλακτώματος, ἡ δὲ διαδρομὴ τοῦ σωματιδίου εἶναι ἡ συνεχῆς γραμμὴ a b b' c c' d d' e e' f.

Ἡ φηριοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

πολὺ μεγάλην ταχύτητα καὶ μακροτέραν διάρκειαν ζωῆς (περίπου  $10^{-6}$  sec) κατορθώνουν νὰ φθάνουν μέχρι τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς καὶ νὰ εἰσχωροῦν ἐντὸς τοῦ ἐδάφους καὶ τοῦ ὕδατος. Κατὰ τὴν παραγωγὴν τῶν μεσονίων, ὅπως καὶ κατὰ τὴν διάσπασιν αὐτῶν παράγονται ἠλεκτρόνια, ποζιτρόνια καὶ φωτόνια μεγάλης ἐνεργείας. Αὐτὰ προκαλοῦν μὲ τὴν σειρὰν των νέας πυρηνικὰς ἀντιδράσεις, ἀπὸ τὰς ὁποίας προκύπτουν νέα πάλιν σωματίδια. Οὕτω ἐφ' ὅσον ἐλαττώνεται τὸ ὕψος, τὸ πλῆθος τῶν σωματιδίων καὶ τῶν φωτονίων αὐξάνεται. Αὐτὴ ἡ ποικιλία τῶν σωματιδίων καὶ τῶν φωτονίων, ἡ ὁποία διαμορφώνεται εἰς τὰ κατώτερα στρώματα τῆς ἀτμοσφαιρας ἀποτελεῖ τὴν **δευτερογενῆ κοσμικὴν ἀκτινοβολίαν** (σχ. 376).



Σχ. 376. Σχηματικὸν διάγραμμα τῆς παραγομένης εἰς τὰ κατώτερα στρώματα τῆς ἀτμοσφαιρας δευτερογενούς κοσμικῆς ἀκτινοβολίας.

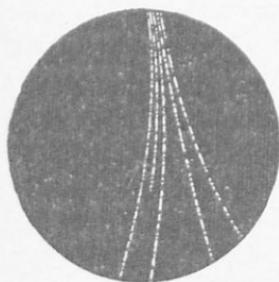
(σχ. 376). Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα :

- I. Ἡ πρωτογενὴς κοσμικὴ ἀκτινοβολία ἀποτελεῖται ἀπὸ θετικῶς ἠλεκτρισμένα σωματίδια καὶ κυρίως ἀπὸ πρωτόνια μεγάλης ἐνεργείας.
- II. Ἡ δευτερογενὴς κοσμικὴ ἀκτινοβολία ἀποτελεῖται ἀπὸ σωματίδια καὶ φωτόνια, τὰ ὁποία παράγονται δευτερογενῶς ἀπὸ τὰς ἀρχικὰς πυρηνικὰς ἀντιδράσεις, τὰς ὁποίας προκαλεῖ εἰς τὰ ἀνώτερα στρώματα τῆς ἀτμοσφαιρας ἡ πρωτογενὴς κοσμικὴ ἀκτινοβολία.

337. Αἱ δέσμαι. — Εἰς φωτογραφίας, αἱ ὁποιαὶ λαμβάνονται μὲ τὸν θάλαμον Wilson, παρατηρεῖται ὅτι ἀπὸ ἓνα σημεῖον ἀναχωροῦν ἑκατοντάδες τροχιῶν, αἱ ὁποιαὶ ἀποτελοῦν μίαν δέσμη ν (σχ. 377). Ὁ σχηματισμὸς τῆς δέσμης ἐρμηνεύεται εἰς τὸ σχῆμα 378. Ἐνα φωτόνιον  $\gamma$  μεγάλης ἐνεργείας διέρχεται πολὺ πλησίον ἀπὸ ἓνα ἀτομικὸν πυρῆνα. Τότε τὸ φωτόνιον μεταβάλλεται εἰς ἓνα ἠλεκτρόνιον καὶ ἓνα ποζιτρόνιον (§ 313). Ἐκαστον τῶν σωματιδίων τούτων, ὅταν διέρχεται διὰ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐνὸς πυρῆνος, ὑφίσταται ἐπιτάχυνσιν

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

καὶ ἀποβάλλει ἐνέργειαν ὑπὸ τὴν μορφήν ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας (φωτονίου). Τὸ φαινόμενον τοῦτο ἐπαναλαμβάνεται καὶ οὕτω προκύπτει μία δέσμη.



Σχ. 377. Φωτογραφία δέσμης κοσμικῶν ἀκτίνων.



Σχ. 378. Ἐξήγησις τοῦ σχηματισμοῦ τῆς δέσμης.

338. Προέλευσις καὶ σημασία τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων. — Μέχρι σήμερον δὲν εἶναι γνωστὴ ἡ προέλευσις τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων. Ἐνα μικρὸν μέρος τούτων προέρχεται ἀπὸ τὸν ἥλιον. Αἱ κοσμικαὶ ἀκτίνες φθάνουν εἰς τὸν πλανήτην μας ἀπὸ ὅλας τὰς διευθύνσεις. Αἱ μετρήσεις ἀποδεικνύουν ὅτι εἰς τὸ ἀστρικὸν διάστημα ἡ πυκνότης τῆς ἐνεργείας τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων εἶναι μεγαλύτερα ἀπὸ τὴν πυκνότητα τῆς ἐνεργείας τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας, τὴν ὁποίαν ἐκπέμπουν οἱ ἀστέρες. Ἀνεξήγητος παραμένει ἀκόμη καὶ ἡ τεραστίαι ἐνέργεια τῶν πρωτογενῶν κοσμικῶν ἀκτίνων.

Αἱ κοσμικαὶ ἀκτίνες μεταφέρουν μεγάλας ποσότητας ἐνεργείας καὶ προκαλοῦν πυρηνικὰς ἀντιδράσεις. Οἱ ἴστοι τῶν ὀργανισμῶν ὑπόκεινται εἰς τὴν συνεχῆ ἐπίδρασιν τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων. Μερικοὶ βιολόγοι ἀποδίδουν τὴν ἀπότομον ἐμφάνισιν νέων γνωρισμάτων εἰς τὴν κροῦσιν ἑνὸς κοσμικοῦ σωματιδίου μὲ ἕνα γόνον, ὃ ὁποῖος εἶναι φορεὺς τῶν κληρονομικῶν γνωρισμάτων τοῦ εἴδους· κατὰ τὴν κροῦσιν αὐτὴν ἐπέρχονται μεταβολαὶ εἰς τὸν γόνον, αἱ ὁποῖαι ἐπιφέρουν ἀλλαγὴν τῶν γνωρισμάτων τοῦ εἴδους. Ἡ δρᾶσις τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων ἐπὶ τῶν ὀργανισμῶν δὲν ἔχει ἀκόμη ἐρευνηθῆ. Εἶναι ὅμως γεγονός ὅτι οἱ ὀργανισμοὶ ζοῦν ἐντὸς τοῦ ὠκεανοῦ τῶν δευτερογενῶν κοσμικῶν ἀκτίνων.

## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

339. Τὰ συστήματα μονάδων.—Τὸ σύστημα μονάδων C. G. S. λαμβάνει ὡς θεμελιώδεις μονάδας τὸ ἑκατοστόμετρον, τὸ γραμμάριον μάζης καὶ τὸ δευτερόλεπτον. Τὸ σύστημα τοῦτο ἀπεδείχθη ὅτι εἶναι ἀπλούστατον καὶ δύναται νὰ καλύψῃ τὰς ἀνάγκας τῆς Φυσικῆς. Παρουσιάζει ὅμως τὸ μειονέκτημα ὅτι πολλαὶ μονάδες του εἶναι πολὺ μικραὶ διὰ τὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς, ὅπως π.χ. αἱ μονάδες δυνάμεως, ἔργου, ἰσχύος, πίεσεως, ἠλεκτρικοῦ φορτίου κ.ἄ. Τὸ σύστημα μονάδων M. K\*. S. ἢ τεχνικὸν σύστημα λαμβάνει ὡς θεμελιώδεις μονάδας τὸ μέτρον, τὸ χιλιόγραμμον βάρους καὶ τὸ δευτερόλεπτον. Τὸ σύστημα τοῦτο ἀπεδείχθη χρήσιμον διὰ πολλὰς ἐφαρμογὰς τῆς Μηχανικῆς, παρουσιάζει ὅμως μειονεκτήματα. Λαμβάνει ὡς θεμελιώδη μονάδα τὸ χιλιόγραμμον βάρους. Ἐπιπλέον ἡ δύναμις αὕτη δὲν εἶναι σταθερά, διότι ἡ ἐπιτάχυνσις τῆς πτώσεως τῶν σωμάτων μεταβάλλεται μετὰ τοῦ ὕψους καὶ μετὰ τοῦ γεωγραφικοῦ πλάτους. Διὰ τὴν ἐφαρμογὴν τοῦ συστήματος τούτου εἶναι ἀπαραίτητον νὰ γίνῃ δεκτὸν σ υ μ β α τ ι κ ῶ ς ὅτι ἡ θεμελιώδης μονὰς δυνάμεως ὑπολογίζεται ἐπὶ τῇ βάσει μιᾶς μέσης τιμῆς τοῦ  $g$ , ἡ ὁποία ὅμως εἰς τὴν πραγματικότητα δὲν εἶναι ἡ αὕτη εἰς ὅλους τοὺς τόπους. Ἐπὶ πλέον τὸ σύστημα τοῦτο δὲν ἐπεξετάθη εἰς τὰ ἠλεκτρικὰ μεγέθη.

Τὸ σύστημα μονάδων M. K. S. λαμβάνει ὡς θεμελιώδη μεγέθη τὸ μῆκος, τὴν μᾶζαν καὶ τὸν χρόνον, ὅπως συμβαίνει καὶ εἰς τὸ σύστημα C. G. S. Ἐπιπλέον τὸ σύστημα M. K. S. λαμβάνει ὡς θεμελιώδεις μονάδας τὸ μέτρον, τὸ χιλιόγραμμον μάζης καὶ τὸ δευτερόλεπτον. Οὕτω αἱ μονάδες τοῦ συστήματος M. K. S. εἶναι γενικῶς μεγαλύτεραι ἀπὸ τὰς ἀντιστοίχους μονάδας τοῦ συστήματος C. G. S. καὶ δύναται νὰ καλύψουν τὰς ἀνάγκας τῶν πρακτικῶν ἐφαρμογῶν. Τὸ πλεονέκτημα τοῦ συστήματος M. K. S. εἶναι ὅτι ὡς μονὰς ἔργου προκύπτει τὸ 1 Joule καὶ ὡς μονὰς ἰσχύος τὸ 1 Watt (τόμ. Α', § 342).

Εἰς τὸν ἠλεκτρισμὸν ἐδημιουργήθησαν τὰ συστήματα ἠλεκτροστατικῶν, ἠλεκτρομαγνητικῶν καὶ πρακτικῶν μονάδων. Οὕτω διὰ τὰς ἀνάγκας τῆς Φυσικῆς καὶ τῆς Τεχνικῆς ἐδημιουργήθη μία μεγάλη ποικιλία συστημάτων καὶ μονάδων διὰ τὴν μέτρησιν τῶν αὐτῶν φυσικῶν μεγεθῶν. Ἀπὸ πολλῶν ἐτῶν συνεζητήθη εἰς διεθνή συνέδρια ἡ ἀνάγκη διαμορφώσεως ἑνὸς διεθνικοῦ συστήματος μονάδων, τὸ ὁποῖον νὰ ἐνοποιήσῃ τὴν μέτρησιν τῶν φυσικῶν μεγεθῶν καὶ νὰ διευκολύνῃ τὴν διδακτικὴν τῆς Φυσικῆς καὶ τὰς διεθνεῖς ἀνταλλαγὰς τῶν ἐπιστημονικῶν καὶ τεχνικῶν κατακτησεῶν. Οὕτω κατόπιν μακρῶν μελετῶν ἡ Διεθνὴς Ἐπιτροπὴ Μέτρων καὶ Σταθμῶν διεμόρφωσεν (1956) ἕνα νέον σύστημα μονάδων. Τὸ σύστημα τοῦτο ἀπεφασίσθη νὰ ὀνομασθῇ **Διεθνὲς Σύστημα Μονάδων** (σύστημα M. K. S. A.) καὶ ἤδη ἐγένετο δεκτὸν ἐπισήμως ἀπὸ πολλὰς Χώρας καὶ ἀπὸ πολλὰς διεθνεῖς ἐπιστημονικὰς καὶ τεχνικὰς ὀργανώσεις.

340. Τὸ διεθνὲς σύστημα μονάδων.—Τὸ διεθνὲς σύστημα μονάδων εἶναι προέκτασις τοῦ συστήματος M. K. S. διὰ τὰ συμπεριληφθῶν αἱ μονάδες τοῦ Ἡλεκτρισμοῦ, τῆς Ὀπτικῆς καὶ τῆς Θερμότητος. Οὕτω εἰς τὸ σύστημα τοῦτο λαμβάνονται ὡς **θεμελιώδεις μονάδες** αἱ ἑξῆς :

μονὰς μήκους	: 1 μέτρον (1 m)
μονὰς μάζης	: 1 χιλιόγραμμαν (1 kg)
μονὰς χρόνου	: 1 δευτερόλεπτον (1 s)
μονὰς ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ ρεύματος	: 1 Ampère (1 A)
μονὰς θερμοκρασίας	: 1 βαθμὸς Kelvin (1° K)
μονὰς ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς	: 1 candela (1 cd)

Τὸ διεθνὲς σύστημα μονάδων σημειώνεται συντόμως M. K. S. A. (Mètre, Kilogramme, Seconde, Ampère). Ἡ θεμελιώδης μονὰς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, δηλ. τὸ 1 Ampère, ὀρίζεται ὡς ἑξῆς :

*Ἐντασις 1 Ampère καλεῖται ἡ ἐντασις ρεύματος, τὸ ὁποῖον, διὰν διέρχεται διὰ δύο παραλλήλων, εὐθύγραμμων καὶ ἀπειρώς μακρῶν συρμάτων, εὐρισκομένων εἰς τὸ κενόν καὶ ἀπεχόντων 1 m ἀπ' ἀλλήλων, ἀναπτύσσει μεταξὺ τῶν συρμάτων τούτων δύναμιν ἴσην μὲ  $2 \cdot 10^{-7}$  newton κατὰ μέτρον.*

Ὁ ἀνωτέρω ἠλεκτροδυναμικὸς ὀρισμὸς τῆς μονάδος Ampère ἐπιβάλλεται ἀπὸ θεωρητικὸς λόγους. Μετὰ τὸν ὀρισμὸν τῆς μονάδος ἐντάσεως ρεύματος αἱ λοιπαὶ μονάδες εὐρίσκονται εὐκόλα ἀπὸ τὰς γνωστὰς σχέσεις τοῦ Ἡλεκτρισμοῦ. Οὕτω εὐρίσκομεν ὅτι ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$U = \frac{P}{I} \quad \text{ἔχομεν} \quad 1 \text{ Volt} = \frac{1 \text{ Watt}}{1 \text{ Ampère}} \quad \eta \quad 1 \text{ V} = \frac{1 \text{ W}}{1 \text{ A}}$$

δηλ. ἡ μονὰς Volt ὀρίζεται ὡς ἑξῆς :

*Τάσις 1 Volt καλεῖται ἡ τάσις, ἡ ὁποία ὑπάρχει μεταξὺ δύο σημείων ἑνὸς σύρματος, διὰν ἕνα ρεῦμα ἐντάσεως 1 Ampère ἀναπτύσσει ἐπὶ τοῦ μῆματος τούτου τοῦ σύρματος θερμικὴν ἰσχὴν ἴσην μὲ 1 Watt.*

Ὁμοίως ἀπὸ τὴν σχέσιν :  $Q = I \cdot t$  ὀρίζεται ἡ μονὰς ἠλεκτρικοῦ φορτίου :

$$1 \text{ Coulomb} = 1 \text{ Ampère} \cdot 1 \text{ δευτερόλεπτον}$$

Εὐκόλα ὀρίζονται καὶ αἱ ἄλλαι μονάδες κατὰ τὸν ἴδιον τρόπον. Οὕτω ὅλαι αἱ συνήθεις πρακτικαὶ μονάδες τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐντάσσονται εἰς ἕνα ἐνιαῖον σύστημα μονάδων. Ἡ Διεθνὴς Ἐπιτροπὴ Μέτρων καὶ Σταθμῶν ἀπεφάσισεν ἐπίσης, ὅπως ἐπιβληθῆ ὁ προτεινόμενος διεθνὴς συμβολισμὸς τῶν μονάδων. Κατωτέρω παρατίθεται πίναξ περιέχων τὰς συνηθεστέρας μονάδας τοῦ Διεθνοῦς Συστήματος Μονάδων. Ἐπίσης παρατίθεται πίναξ περιέχων μόνον τὰς ἠλεκτρικὰς μονάδας εἰς τὰ τρία συστήματα, τὸ ἠλεκτροστατικόν, τὸ ἠλεκτρομαγνητικόν καὶ τὸ πρακτικὸν σύστημα, τὸ ὁποῖον εἶναι προέκτασις εἰς τὸν Ἡλεκτρισμὸν τοῦ συστήματος M. K. S. Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

## Διεθνές Σύστημα Μονάδων (M.K.S.A.)

Μέγεθος	Μονάς	Σύμβολο	Τιμή της μονάδος
<b><u>Θεμελιώδεις μονάδες</u></b>			
Μήκος . . . . .	μέτρον	m	
Μάζα . . . . .	χιλιόγραμμα	kg	
Χρόνος . . . . .	δευτερόλεπτον	s	
Θερμοκρασία . . . . .	βαθμός Kelvin	°K	
*Ένταση ηλεκτρικού ρεύματος . . .	ampère	A	
*Ένταση φωτεινής πηγής . . . . .	candela	cd	
<b><u>Συμπληρωματικά μονάδες</u></b>			
*Επίπεδος γωνία . . . . .	ἀκτίνιον	rad	
Στερεά γωνία . . . . .	στερακτίνιον	sr	
<b><u>Παράγωγοι μονάδες</u></b>			
*Επιφάνεια . . . . .	τετραγων. μέτρον	m <sup>2</sup>	
*Όγκος . . . . .	κυβικόν μέτρον	m <sup>3</sup>	
Συχνότης . . . . .	hertz	Hz	1/s
Πυκνότης . . . . .	χιλιόγραμμα/m <sup>3</sup>	kg/m <sup>3</sup>	
Ταχύτης . . . . .	μέτρον / s	m/s	
*Επιτάχυνσις . . . . .	μέτρον / s <sup>2</sup>	m/s <sup>2</sup>	
Γωνιακή επιτάχυνσις . . . . .	ἀκτίνιον / s <sup>2</sup>	rad/s <sup>2</sup>	
Δύναμις . . . . .	newton	N	kg · m / s <sup>2</sup>
Πίεσις . . . . .	newton / m <sup>2</sup>	N/m <sup>2</sup>	
*Έργον, ενέργεια, ποσότης θερμότητος . . . . .	joule	J	N · m
*Ισχύς . . . . .	watt	W	J/s
*Ηλεκτρικόν φορτίον . . . . .	coulomb	C	A · s
*Ηλεκτρεγερτική δύναμις, διαφορά δυναμικοῦ . . . . .	volt	V	W/A
*Ένταση ηλεκτρικοῦ πεδίου . . . . .	volt / m	V/m	
*Ηλεκτρική ἀντίστασις . . . . .	ohm	Ω	V/A
*Ηλεκτρική χωρητικότης . . . . .	farad	F	A · s/V
Μαγνητική ροή . . . . .	weber	Wb	V · s
Αὐτεπαγωγή . . . . .	henry	H	V · s/A
Μαγνητική ἐπαγωγή . . . . .	tesla	T	Wb/m <sup>2</sup>
*Ένταση μαγνητικοῦ πεδίου . . . . .	ampère / m	A/m	
Φωτεινή ροή . . . . .	lumen	lm	cd · sr
Φωτισμός . . . . .	lux	lx	lm/m <sup>2</sup>

ΣΗΜΕΙΩΣΙΣ. Ὁ ἀνωτέρω πίναξ ἐλήφθη ἀπό τὸ περιοδικόν « Nature », Ὀκτώβριος 1958 (δημοσίευμα H. Moreau, τοῦ Διεθνoῦς Γραφείου Μέτρων καὶ Σταθμῶν).

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

Σχέσις τῶν μονάδων τοῦ πρακτικοῦ συστήματος μετὰ τὰς μονάδας τοῦ ηλεκτρικοῦ συστήματος καὶ τοῦ ηλεκτρομαγνητικοῦ συστήματος.

Μέγεθος	Πρακτικὸν σύστημα	Ἡλεκτροστατικὸν σύστημα (C.G.S.)	Ἡλεκτρομαγνητικὸν σύστημα (C.G.S.)
Μήκος	1 μέτρον	1 m	100 cm
Μάζα	1 χιλιόγραμμον	1 kg	1000 gr
Χρόνος	1 δευτερόλεπτον	1 sec	1 sec
Δύναμις	1 newton	1 N	$10^5$ dyn
Ἐνέργεια	1 joule	1 J	$10^7$ erg
Ἴσχύς	1 watt	1 W	$10^7$ erg/sec
Ἡλεκτρικὸν φορτίον	1 coulomb	1 C	$3 \cdot 10^9$ HEM
Ἐντάσις ρεύματος	1 ampère	1 A	$3 \cdot 10^9$ HEM
Διαφορὰ δυναμικοῦ, ΗΕΔ	1 volt	1 V	$1/300$ HEM
Ἐντάσις ἠλεκτρικοῦ πεδίου	1 volt/m	1 V/m	$1/3 \cdot 10^{-4}$ HEM/cm
Ἀντίστασις	1 ohm	1 Ω	$\frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$ HEM
Εἰδικὴ ἀντίστασις	1 ohm · m	1 Ω · m	$\frac{1}{9 \cdot 10^{10}}$ HEM · cm
Χωρητικότης	1 farad	1 F	$9 \cdot 10^{11}$ HEM
Αὐτεπαγωγὴ, ἀμοιβαία ἐπαγωγὴ	1 henry	1 H	$\frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$ HEM
Μαγνητικὴ ροὴ	1 weber (ή V · sec)	1 Wb	$10^8$ Maxwell
Μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ	1 weber/m <sup>2</sup>	1 Wb/m <sup>2</sup>	$10^4$ Gauss
Ἐντάσις μαγνητικοῦ πεδίου	1 A · στροφῆ/m		$4\pi \cdot 10^{-8}$ Gauss
Ποσότης μαγνητισμοῦ	1 weber	1 Wb	$\frac{10^9}{4\pi}$ HEM
Συχνότης	1 hertz	1 Hz	1 Hertz

Φυσικαί σταθεραί

Ταχύτης φωτός . . . . .	c	= 2,997929 · 10 <sup>10</sup> cm/sec
Ἐπιτάχυνσις πτώσεως (45°) . . . . .	g	= 980,665 cm/sec <sup>2</sup>
Πυκνότης ὕδατος (μεγίστη) . . . . .	d	= 0,999972 gr/cm <sup>3</sup>
Πυκνότης ὑδραργύρου (0° C) . . . . .	d	= 13,5950 gr/cm <sup>3</sup>
Μοριακὸς ὄγκος ἀερίων (0° C, 1 atm). V <sub>c</sub>		= 22420,7 cm <sup>3</sup> /mol
Σταθερὰ τῶν ἀερίων . . . . .	R	= 8,31436 · 10 <sup>7</sup> erg/mol · grad
Σταθερὰ παγκοσμίου ἐλξεως . . . . .	k	= 6,670 · 10 <sup>-8</sup> dyn·cm <sup>2</sup> /gr <sup>2</sup>
Σταθερὰ τοῦ Planck . . . . .	h	= 6,6252 · 10 <sup>-27</sup> erg · sec
Σταθερὰ τοῦ Faraday . . . . .	F	= 96520,1 Cb/γραμμοῖσοδύναμον
Ἀριθμὸς τοῦ Avogadro . . . . .	N <sub>A</sub>	= 6,02447 · 10 <sup>23</sup> μόρια/mol
Ἀριθμὸς τοῦ Loschmidt . . . . .	N <sub>L</sub>	= 2,687 · 10 <sup>19</sup> μόρια/cm <sup>3</sup>
Φόρτιον ἠλεκτρονίου . . . . .	e	= 1,60207 · 10 <sup>-19</sup> Cb
Μᾶζα ἠλεκτρονίου . . . . .	m <sub>e</sub>	= 9,1085 · 10 <sup>-28</sup> gr
» . . . . .	m <sub>e</sub>	= 5,4876 · 10 <sup>-4</sup> amu
Μᾶζα πρωτονίου . . . . .	m <sub>p</sub>	= 1,6725 · 10 <sup>-24</sup> gr
» . . . . .	m <sub>p</sub>	= 1,008145 amu
Μᾶζα νετρονίου . . . . .	m <sub>n</sub>	= 1,6747 · 10 <sup>-24</sup> gr
» . . . . .	m <sub>n</sub>	= 1,008987 amu
Μᾶζα ἀτόμου ὑδρογόνου . . . . .	m <sub>H</sub>	= 1,008142 amu
Μονὰς μάζης (ἰσοδυναμία) . . . . .	1 gr	= 5,60999 · 10 <sup>26</sup> MeV
Μονὰς ἀτομικῆς μάζης . . . . .	1 amu	= 931,162 MeV
Μονὰς ἀτομικῆς μάζης . . . . .	1 amu	= 1,6603 · 10 <sup>-24</sup> gr
Μονὰς ἐνεργείας . . . . .	1 eV	= 1,60207 · 10 <sup>-12</sup> erg
Λόγος πρωτονίου πρὸς ἠλεκτρόνιον . .	m <sub>p</sub> /m <sub>e</sub>	= 1836,3



## Τὰ ἰσότοπα τῶν σταθερῶν φυσικῶν στοιχείων.

Ἀτομικὸς ἀριθμὸς	Στοιχείον		Μαζικὸς ἀριθμὸς
1	Ὑδρογόνον	H	1 2
2	Ἡλιον	He	3 4
3	Λίθιον	Li	6 7
4	Βηρύλλιον	Be	9
5	Βόριον	B	10 11
6	Ἀνθραξ	C	12 13
7	Ἀζωτον	N	14 15
8	Ὄξυγόνον	O	16 17 18
9	Φθόριον	F	19
10	Νέον	Ne	20 21 22
11	Νάτριον	Na	23
12	Μαγνήσιον	Mg	24 25 26
13	Ἀργίλλιον	Al	27
14	Πυρίτιον	Si	28 29 30
15	Φωσφόρος	P	31
16	Θεῖον	S	32 33 34 36
17	Χλώριον	Cl	35 37
18	Ἀργόν	A	36 38 40
19	Κάλιον	K	39 40 41
20	Ἀσβέστιον	Ca	40 42 43 44 46 48
21	Σκάνδιον	Sc	45
22	Τιτάνιον	Ti	46 47 48 49 50
23	Βανάδιον	V	50 51
24	Χρώμιον	Cr	50 52 53 54
25	Μαγγάνιον	Mn	55
26	Σίδηρος	Fe	54 56 57 58
27	Κοβάλτιον	Co	59
28	Νικέλιον	Ni	58 60 61 62 64
29	Χαλκός	Cu	63 65
30	Ψευδάργυρος	Zn	64 66 67 68 70
31	Γάλλιον	Ga	69 71
32	Γερμάνιον	Ge	70 72 73 74 76
33	Ἀρσενικόν	As	75
34	Σελήνιον	Se	74 76 77 78 80 82
35	Βρώμιον	Br	79 81
36	Κρυπτόν	Kr	78 80 82 83 84 86
37	Ρουβίδιον	Rb	85 87
38	Στρόντιον	Sr	84 86 87 88
39	Ύτριον	Y	89
40	Ζιρκόνιον	Zr	90 91 92 94 96
41	Νιόβιον	Nb	93
42	Μολυβδαίνιον	Mo	92 94 95 96 97 98 100
43	Τεχνητίον	Tc	99
44	Ρουθήνιον	Ru	96 98 99 100 101 102 104

Ατομικός αριθμός	Στοιχείον		Μαζικός αριθμός
45	Ρόδιον	Rh	103
46	Παλλάδιον	Pd	102 104 105 106 108 110
47	*Αργυρος	Ag	107 109
48	Κάδμιον	Cd	106 108 110 111 212 113 114 116
49	*Ινδιον	In	113 115
50	Κασσίτερος	Su	112 114 115 116 117 118 119 120 122 124
51	*Αντιμόνιον	Sb	121 123
52	Τελλούριον	Te	120 122 123 124 125 126 128 130
53	*Ιώδιον	I	127
54	Ξένον	Xe	124 126 128 129 130 131 132 134 136
55	Καίσιον	Cs	133
56	Βάριον	Ba	130 132 134 135 136 137 138
57	Λανθάνιον	La	138 139
58	Δημήτριον	Ce	136 138 140 142
59	Πρασεοδύμιον	Pr	141
60	Νεοδύμιον	Nd	142 143 144 145 146 148 150
61	Προμήθιον	Pm	145 147
62	Σαμάριον	Sm	144 147 148 149 150 152 154
63	Ευρώπιον	Eu	151 153
64	Γαδολίνιον	Gd	152 154 155 156 157 158 160
65	Τέρβιον	Tb	159
66	Δυπρόσιον	Dy	156 158 160 161 162 163 164
67	*Όλμιον	Ho	165
68	*Ερβιον	Er	162 164 166 167 168 170
69	Θούλιον	Tm	169
70	*Υπτέρβιον	Yb	168 170 171 172 173 174 176
71	Λουτίτιον	Lu	175 176
72	*Αφνιον	Hf	174 176 177 178 179 180
73	Ταντάλιον	Ta	181
74	Βολφράμιον	W	180 182 183 184 186
75	Ρήνιον	Re	185 187
76	*Όσμιον	Os	184 186 187 188 189 190 192
77	*Ιρίδιον	Ir	191 193
78	Λευκόχρυσος	Pt	190 192 194 195 196 198
79	Χρυσός	Au	197
80	*Υδράργυρος	Hg	196 198 199 200 201 202 204

# Π Ρ Ο Β Λ Η Μ Α Τ Α

## ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

1. Δύο βόρειοι μαγνητικοί πόλοι απέχουν μεταξύ των 5 cm. Έκαστος πόλος έχει ποσότητα μαγνητισμού 80 C. G. S. Πόση είναι η άμοιβαία άπωση των πόλων τούτων;

2. Δύο όμοιοι εὐθύγραμμοι μαγνήται ἔχουν μήκος 15 cm, ἕκαστος δὲ πόλος των ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ 500 C. G. S. Οἱ δύο μαγνήται εὐρίσκονται ἐπὶ ὀριζοντίου ἐπιπέδου κατὰ μήκος τῆς αὐτῆς εὐθείας καὶ ἔχουν τοὺς βορείους πόλους των ἀπέναντι ἀλλήλων. Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο βορείων πόλων εἶναι 10 cm. Πόση εἶναι ἡ δύναμις, ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ ἑκάστου μαγνήτου;

3. Βόρειος μαγνητικὸς πόλος ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ 1000 C.G.S. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς ἀπόστασιν 5 cm;

4. Εὐθύγραμμος μαγνήτης ἔχει μήκος 8 cm καὶ ἕκαστος πόλος του ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ 400 C.G.S. Νὰ εὐρεθῇ ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς ἓνα σημεῖον Α, εὐρισκόμενον ἐπὶ τῆς καθέτου εἰς τὸ μέσον Ο τοῦ μαγνήτου καὶ εἰς ἀπόστασιν 3 cm ἀπὸ τὸ Ο.

5. Εὐθύγραμμος μαγνήτης ἔχει μήκος 10 cm, ἕκαστος δὲ πόλος του ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ 200 C.G.S. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς ἓνα σημεῖον εὐρισκόμενον ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ μαγνήτου καὶ εἰς ἀπόστασιν 35 cm ἀπὸ τὸ μέσον Ο τοῦ μαγνήτου;

6. Δύο βόρειοι μαγνητικοὶ πόλοι Α καὶ Β ἔχουν ἀντιστοίχως μαγνητικὰς μάζας 20 καὶ 30 μονάδων C.G.S., ἀπέχουν δὲ μεταξύ των 10 cm. Νὰ εὐρεθῇ τὸ σημεῖον τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ ἔντασις αὐτοῦ εἶναι μηδέν.

7. Εἰς τὰ σημεῖα Α καὶ Β εὐρίσκονται δύο μαγνητικαὶ μάζαι  $+m$  καὶ  $-4m$ . Ἡ ἀπόστασις ΑΒ εἶναι ἴση μὲ 30 cm. Νὰ προσδιορισθῇ ἡ ἔντασις καὶ ἡ διεύθυνσις τοῦ παραγομένου ὑπὸ τῶν δύο μαζῶν μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ σημεῖον Γ, ἂν εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ ΑΓ εἶναι κάθετος πρὸς τὴν ΑΒ καὶ ἔχει μήκος  $10\sqrt{3}$  cm.

8. Μία εὐθεῖα ΜΜ' ἔχει μήκος 20 cm καὶ ἓνα σημεῖον τῆς Α ἀπέχει 6 cm ἀπὸ τὸ ἄκρον Μ. Ἀπὸ τὸ Α φέρεται ἡ ΑΒ κάθετος πρὸς τὴν ΜΜ'. Τὸ μήκος τῆς ΑΒ εἶναι 8 cm. Ἐὰν εἰς τὸ σημεῖον Μ' τοποθετηθῇ μαγνητικὴ μάζα  $m' = -2$  C.G.S., νὰ εὐρεθῇ ποία μαγνητικὴ μάζα  $m$  πρέπει νὰ τοποθετηθῇ εἰς τὸ σημεῖον Μ, ὥστε ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον δημιουργοῦν αἱ δύο αὐταὶ μαγνητικαὶ μάζαι εἰς τὸ σημεῖον Β, νὰ διευθύνεται πρὸς τὸ μέσον Ο τῆς εὐθείας ΜΜ'.

9. Μικρὸς εὐθύγραμμος μαγνήτης ἔχει μαγνητικὴν ροπὴν 500 C.G.S. Νὰ εὐρεθῇ ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς ἓνα σημεῖον Α, τὸ ὁποῖον ἀπέχει 30 cm ἀπὸ τὸ μέσον Ο τοῦ μαγνήτου, εἰς τὰς ἑξῆς δύο περιπτώσεις: 1) τὸ Α εὐρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ μαγνήτου 2) τὸ Α εὐρίσκεται ἐπὶ τῆς καθέτου εἰς τὸ μέσον Ο τοῦ μαγνήτου.

10. Εἰς ἓνα τόπον ἡ ὀριζοντία συνιστᾶσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι  $H_0 = 0,2$  Gauss, ἡ δὲ ἔγκλισις εἶναι θετικὴ καὶ ἴση μὲ 60°. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸν τόπον τούτον;

11. Μαγνητικὴ βελὸν ἔγκλισις ἔχει μήκος 10 cm, ἕκαστος δὲ τῶν πόλων τῆς ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ 30 C.G.S. Ἡ βελὸν ἀιωρεῖται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβριοῦ. Ἡ ὀριζοντία συνιστᾶσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι  $H_0 = 0,2$  Gauss, ἡ δὲ ἔγκλισις εἶναι 60°. Διὰ νὰ διατηρησῶμεν τὴν βελὸν ὀριζοντίαν, θέτομεν ἐπ' αὐτῆς

μικρόν ἰππέα ἔχοντα βάρος 0,050 gr\*. Εἰς πόσῃν ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν ἄξονα τῆς βελόνης πρέπει νὰ τεθῆ ὁ ἰππέυς;

12. Ἐκαστος τῶν πόλων μιᾶς μαγνητικῆς βελόνης ἀποκλίσεως ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ 50 C.G.S. Ἡ μαγνητικὴ βελόνη ἔχει μήκος 10 cm. Ἡ ὀριζοντία συνιστῶσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι  $H_0 = 0,18$  Gauss. Πόσον ἔργον δαπανῶμεν, διὰν ἀπομακρύνωμεν τὴν βελόνην κατὰ  $60^\circ$  ἀπὸ τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας τῆς;

13. Εὐθύγραμμος μαγνήτης ἡμπορεῖ νὰ στρέφεται περὶ κατακόρυφον ἄξονα εἰς τόπον ὅπου ἡ ὀριζοντία συνιστῶσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι  $H_0 = 0,18$  Gauss. Ἡ μαγνητικὴ ροπὴ τοῦ μαγνήτου εἶναι  $M = 500$  C.G.S. Νὰ εὐρεθῆ πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ροπὴ τοῦ ζεύγους, τὸ ὅποion πρέπει νὰ ἐφαρμόσωμεν ἐπὶ τοῦ μαγνήτου, ὥστε ὁ ἄξων του νὰ σχηματίζῃ γωνίαν  $30^\circ$  μὲ τὸν μαγνητικὸν μεσημβρινόν.

14. Εὐθύγραμμος μαγνήτης NS ἔχει μήκος 20 cm καὶ στηρίζεται κατακορύφως ἐπὶ ὀριζοντίου ἐπιπέδου διὰ τοῦ πόλου του N. Μὲ μίαν μικρὰν πυξίδα ἀποκλίσεως εὐρίσκωμεν ὅτι εἰς ἓνα σημεῖον A τοῦ ἐπιπέδου τούτου δὲν ὑπάρχει ὀριζοντία συνιστῶσα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τὸ σημεῖον A ἀπέχει 15 cm ἀπὸ τὸ σημεῖον στηρίξεως N. Ἡ ὀριζοντία συνιστῶσα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τῆς Γῆς εἶναι  $H_0 = 0,20$  Gauss. Νὰ εὐρεθῆ ἡ μαγνητικὴ ροπὴ τοῦ μαγνήτου.

15. Δύο ἀπολύτως ὅμοιοι εὐθύγραμμοι μαγνήται, ἕκαστος τῶν ὁποίων ἔχει μήκος 10 cm, εἶναι τοποθετημένοι ἐπὶ ὀριζοντίας τραπέζης οὕτως, ὥστε οἱ γότιοι πόλοι των νὰ εὐρίσκωνται ὁ ἓνας ἐπὶ τοῦ ἄλλου, οἱ δὲ ἄξονες τῶν μαγνητῶν νὰ σχηματίζουν ὀρθὴν γωνίαν καὶ ὁ μαγνητικὸς μεσημβρινὸς νὰ διχοτομῆ τὴν ὀρθὴν γωνίαν. Ἐκαστὸς πόλος ἔχει μαγνητικὴν μᾶζαν 45 C.G.S. Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ σημεῖον, τὸ ὅποion εἶναι ἡ τετάρτη κορυφὴ τοῦ τετραγώνου τὸ ὅποion σχηματίζουν οἱ δύο μαγνήται. Ἡ ὀριζοντία συνιστῶσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι  $H_0 = 0,18$  Gauss.

16. Δύο ἰσομήκεις εὐθύγραμμοι μαγνήται Γ καὶ Δ τίθενται ὁ ἓνας ἐπὶ τοῦ ἄλλου οὕτως, ὥστε οἱ ὁμώνυμοι πόλοι των νὰ εὐρίσκωνται ὁ ἓνας ἄνωθεν τοῦ ἄλλου. Τὸ σύστημα τῶν μαγνητῶν ἐξαριθμᾶται καταλλήλως, ὥστε νὰ ἡμπορῆ νὰ ἐκτελέσῃ ὀριζοντίας αἰωρήσεις. Εὐρίσκεται τότε ὅτι τὸ σύστημα ἐκτελεῖ 50 αἰωρήσεις ἐντὸς 2 min 32 sec. Ὅταν ἀναστραφῆ ὁ μαγνήτης Δ, τότε τὸ σύστημα ἐκτελεῖ 50 αἰωρήσεις ἐντὸς 10 min 15 sec. Ποῖον λόγον ἔχουν αἱ μαγνητικαὶ ροπαὶ τῶν δύο μαγνητῶν;

17. Μικρὰ μαγνητικὴ βελόνη B ἐκτελεῖ 20 αἰωρήσεις ἐντὸς 25 sec, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου. Ὅπισθεν αὐτῆς τοποθετεῖται εὐθύγραμμος μαγνήτης A, τοῦ ὁποίου ὁ ἄξων εὐρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Τότε ἡ βελόνη ἐκτελεῖ 10 αἰωρήσεις ἐντὸς 12 sec. Πόσας αἰωρήσεις θὰ ἐκτελῆ ἡ βελόνη κατὰ λεπτόν, ἐὰν ὁ μαγνήτης ἀναστραφῆ;

18. Μικρὰ μαγνητικὴ βελόνη B, αἰωρουμένη ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου, ἐκτελεῖ 20 αἰωρήσεις κατὰ λεπτόν. Εὐθύγραμμος μαγνήτης A τοποθετεῖται πλησίον τῆς βελόνης οὕτως, ὥστε ὁ χρόνος αἰωρήσεώς της γίνεται ἀπείρως μεγάλος. Ἐὰν ὁ μαγνήτης A ἀναστραφῆ, πόσας αἰωρήσεις θὰ ἐκτελῆ ἡ βελόνη κατὰ λεπτόν;

19. Εὐθύγραμμος μαγνήτης ἔχει διαστάσεις:  $10 \times 1,5 \times 0,5$  καὶ μαγνητικὴν ροπὴν 1500 C.G.S. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις μαγνητίσεως αὐτοῦ;

## ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

### Ἡλεκτρικὸν φορτίον — Ἡλεκτρικὸν πεδίον

20. Δύο ἠλεκτρικά φορτία  $Q_1 = +60$  C.G.S. καὶ  $Q_2 = +80$  C.G.S. εὐρίσκονται ἐντὸς τοῦ ἀέρος. Ἡ μεταξὺ τῶν φορτίων τούτων ἀπόστασις εἶναι 10 cm. Πόση εἶναι ἡ ἀναπυσομένη ἄπωσις;

21. Δύο ἴσα ὁμώνυμα ἠλεκτρικά φορτία ἀποθῶνται μὲ δύναμιν 100 dyn, διὰν ἡ μεταξὺ τῶν ἀπόστασις εἶναι 10 cm. Πόσον εἶναι ἡ ἀπόστασις τῶν φορτίων ἀπὸ τὴν ἀποθῶν;

**22.** Είς δύο σημεία Α και Β, τὰ ὁποῖα ἀπέχουν μεταξύ των 15 cm, φέρονται δύο ἠλεκτρικὰ φορτία, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ ἓνα εἶναι διπλάσιον ἀπὸ τὸ ἄλλο. Νὰ εὐρεθῇ εἰς ποῖαν θέσιν πρέπει νὰ τεθῇ ἡ μονὰς τοῦ θετικοῦ φορτίου, ὥστε αἱ ἐπ' αὐτῆς ἀσκούμεναι δράσεις ἐκ μέρους τῶν δύο ἀνωτέρω φορτίων νὰ ἔχουν συσταταμένην ἴσην μὲ μηδέν. Νὰ ἐξετασθῇ ἡ περίπτωσις κατὰ τὴν ὁποίαν: α) τὰ δύο φορτία εἶναι ὁμώνυμα καὶ β) τὰ δύο φορτία εἶναι ἐτερόνυμα.

**23.** Δύο ὅμοιαι μικραὶ μεταλλικαὶ σφαῖραι ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὸ αὐτὸ σημεῖον μὲ δύο νήματα μετάξης μήκους 20 cm. Ἐκάστη σφαῖρα ἔχει βάρους 0,5 gr\* καὶ φέρει φορτίον + Q. Ὄταν αἱ σφαῖραι ἰσορροποῦν, τὰ δύο νήματα σχηματίζουν γωνίαν 30°. Πόσον εἶναι τὸ φορτίον ἐκάστης σφαίρας;

**24.** Τρία ἠλεκτρικὰ ἐκκρεμῆ ἀποτελοῦνται ἀπὸ μονωτικὸν νήμα μήκους l καὶ ἀπὸ μεταλλικὴν σφαῖραν ἢ ὁποῖα ἔχει μᾶζαν m. Τὰ ἐκκρεμῆ εἶναι στερεωμένα εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον Ο. Φορτίζομεν ἕκαστον τῶν τριῶν ἐκκρεμῶν μὲ τὸ αὐτὸ φορτίον Q. Τὰ ἐκκρεμῆ, ἀπωθούμενα μεταξύ των, ἰσορροποῦν εἰς τοιαύτην θέσιν, ὥστε τὸ νήμα ἐκάστου ἐκκρεμοῦς νὰ σχηματίζῃ τὴν αὐτὴν γωνίαν α μετὰ τὴν κατακόρυφον ἢ ὁποῖα διέρχεται διὰ τοῦ Ο. Νὰ εὐρεθῇ ποῖα σχέσις συνδέει τότε τὰ μεγέθη l, m, Q, καὶ εφ σ.

**25.** Εἰς ἓνα σημεῖον εὐρίσκειται ἠλεκτρικὸν φορτίον  $Q = 500$  C.G.S. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ὑπὸ τοῦ φορτίου Q παραγομένου ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς ἀπόστασιν 5 cm καὶ 10 cm;

**26.** Εἰς τὰ ἄκρα εὐθείας μήκους 20 cm εὐρίσκονται δύο ἠλεκτρικὰ φορτία + Q καὶ + 4 Q. Εἰς ποῖον σημεῖον ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μὲ μηδέν;

**27.** Εἰς τὰς κορυφὰς τετραγώνου, ἔχοντος πλευρὰν 4 cm, εὐρίσκονται κατὰ σειράν τὰ φορτία +100, +100, -100 καὶ -100 C.G.S. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον τοῦ τετραγώνου;

**28.** Εἰς τὰς τρεῖς κορυφὰς Α, Β, Γ, ἑνὸς ὀρθογωνίου παραλληλογράμμου, ἔχοντος πλευρὰς 3 cm καὶ 4 cm, εὐρίσκονται τρία ἠλεκτρικὰ φορτία ἴσα μὲ: +125, +36 καὶ -32 C.G.S. Νὰ εὐρεθῇ ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς τὴν τετάρτην κορυφὴν Δ τοῦ παραλληλογράμμου. Τὰ φορτία εὐρίσκονται ἐντὸς τοῦ ἀέρος.

**29.** Εἰς τὰς κορυφὰς ἰσοπλευροῦ τριγώνου ΑΒΓ εὐρίσκονται τρία ἴσα θετικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία, ἕκαστον τῶν ὁποίων εἶναι ἴσον μὲ  $Q = +250$  mCb. Ἐνα σημεῖον Δ εὐρίσκειται ἐντὸς τοῦ τριγώνου καὶ ἀπέχει 10 cm ἀπὸ ἐκάστην κορυφὴν τοῦ τριγώνου. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἰς τὸ σημεῖον Δ;

**30.** Μία μικρὰ ἠλεκτριζομένη μεταλλικὴ σφαῖρα φέρεται κατακορύφως ἄνωθεν ἠλεκτρικοῦ φορτίου  $Q = +100$  C.G.S. καὶ εἰς ἀπόστασιν 3 cm ἀπὸ τὸ φορτίον τοῦτο. Τὸ βάρους τῆς σφαίρας φαίνεται τότε αὐξανόμενον κατὰ 1 gr\*. Πόσον εἶναι τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον τῆς σφαίρας;

**31.** Ἐκκρεμὲς ἀποτελεῖται ἀπὸ λεπτὸν ἀβαρὲς νήμα, τὸ ὁποῖον ἔχει μῆκος 90 cm. Εἰς τὸ ἄκρον του φέρει μικρὰν σφαῖραν ἢ ὁποῖα ἔχει μᾶζαν 0,5 gr καὶ φέρει θετικὸν φορτίον 50 C.G.S. Τὸ ἐκκρεμὲς τοῦτο αἰωρεῖται ἐντὸς κατακορύφου ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον κατ' ἀρχὰς διευθύνεται ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω καὶ ἔπειτα ἐκ τῶν ἄνω πρὸς τὰ κάτω. Εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν ἡ διάρκεια 100 μικρῶν ἀπλῶν ἀιωρήσεων εἶναι 107 sec· εἰς τὴν δευτέραν περιπτώσιν ἡ διάρκεια αὐτὴ εἶναι 86 sec. Νὰ εὐρεθῇ ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου βαρύτητος, ὡς καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ἢ ὁποῖα παραμένει σταθερὰ καὶ εἰς τὰς δύο περιπτώσεις.

**32.** Μικρὰ μεταλλικὴ σφαῖρα φέρει ἠλεκτρικὸν φορτίον +25 C.G.S. Πόσον εἶναι τὸ δυναμικὸν εἰς ἀπόστασιν 3 cm ἀπὸ τὸ κέντρον τῆς σφαίρας;

**33.** Εἰς τὰς τρεῖς κορυφὰς Α, Β, Γ ἑνὸς τετραγώνου, ἔχοντος πλευρὰν 4 cm, εὐρίσκονται ἀντιστοίχως τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία +100, +80 καὶ -60 C.G.S. Νὰ εὐρεθῇ τὸ δυναμικὸν εἰς τὴν τετάρτην κορυφὴν τοῦ τετραγώνου.

**34.** Εἰς τὰς τρεῖς κορυφὰς Α, Β, Γ ἑνὸς ὀρθογωνίου παραλληλογράμμου ΑΒΓΔ

έχοντος πλευράς  $AG = 3$  cm και  $AB = 4$  cm, εύρίσκονται τρία ήλεκτρικά φορτία, τα όποια άντιστοιχώς είναι ίσα με  $+125$ ,  $+36$  και  $-32$  C.G.S. Νά ύπολογισθῆ τó έργον τó δαπανώμενον κατά τήν μεταφοράν φορτίου  $+10$  C.G.S. από τó σημεϊον  $\Delta$  εις τήν τομήν  $E$  τών διαγωνίων του παραλληλογράμμου

**35.** Μεταξύ δύο άγωγών ύπάρχει διαφορά δυναμικοῦ ἴση με  $6$  V. Πόσον ήλεκτρικόν φορτίον πρέπει νά μεταφερθῆ εκ του ένός άγωγού εις τόν άλλον, διά νά λάβωμεν έργον  $120$  Joule;

**36.** Δύο μικραι μεταλλικαι σφαιραι φέρουν όμώνυμα ήλεκτρικά φορτία και άπέχουν μεταξύ των  $15$  cm. Τó φορτίον εκάστης σφαιρας είναι  $+250$  C.G.S. Πόση είναι ή ένταση του πεδίου και τó δυναμικόν εις τó μέσον τῆς μεταξύ των δύο σφαιρών άποστάσεως;

**37.** Ένας μικρός σφαιρικός άγωγός έχει ήλεκτρικόν φορτίον  $+200$  C.G.S. Νά εύρεθῆ πόσον έργον δαπανάται, όταν φορτίον  $+1$  C.G.S. μεταφέρεται από ένα σημεϊον  $A$ , άπέχον  $50$  cm από τó κέντρον τῆς σφαιρας, εις άλλο σημεϊον  $B$ , άπέχον  $10$  cm από τó κέντρον τῆς σφαιρας.

**38.** Ένα τετράγωνον έχει πλευράν  $20$  cm. Εις τας τέσσαρας κορυφάς του ύπάρχουν κατά σειράν ήλεκτρικά φορτία  $+60$ ,  $-30$ ,  $+60$  και  $-30$  C.G.S. Νά εύρεθῆ ή ένταση του ήλεκτρικοῦ πεδίου και τó δυναμικόν εις τó κέντρον του τετραγώνου.

**39.** Δύο έτερονύμως ήλεκτριζομένα πλάκες άπέχουν μεταξύ των  $5,25$  mm και ή μεταξύ των πλακῶν ύπάρχουσα διαφορά δυναμικοῦ είναι  $1500$  V. Πόση είναι ή ένταση του ήλεκτρικοῦ πεδίου μεταξύ των δύο πλακῶν;

**40.** Μεταξύ δύο άγωγών ύπάρχει τάσις  $150$  V και από τόν ένα άγωγόν εις τόν άλλον μεταφέρεται ήλεκτρικόν φορτίον  $600$  Cb. Πόσον έργον άπαιτεϊται διά τήν μεταφοράν; Έάν ή μεταφορά αύτη πραγματοποιηται έντός χρόνου  $1,25$  sec, πόση είναι ή χρησιμοποιομένη ισχύς;

**41.** Εις μίαν μηχανήν του Van de Graaff ή σφαιρα έχει δυναμικόν  $5$  MV. Με κατάλληλον διάταξιν εκρέει εκ τῆς σφαιρας εις τήν γῆν φορτίον  $2$  mCb κατά δευτερόλεπτον. Πόση ισχύς λαμβάνεται κατά τήν κίνησιν αυτού του φορτίου;

**42.** Μεταξύ δύο μεταλλικῶν πλακῶν, αί όποια εύρίσκονται εις άπόστασιν  $l = 2$  cm, ύπάρχει όμογενές ήλεκτρικόν πεδίο. Η διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ των δύο πλακῶν είναι  $1200$  V. Νά εύρεθῆ πόση δύναμις ενεργει επί ένός θετικοῦ φορτίου  $20$  C.G.S., όταν τούτο τεθῆ έντός του πεδίου.

### Φύσις του ήλεκτρισμοῦ

**43.** Πόσα ήλεκτρόνια ύπάρχουν επί ένός άγωγού, ó όποιος φέρει άρνητικόν ήλεκτρικόν φορτίον ίσον με  $-1$  C.G.S. ἢ  $-1$  Cb;

**44.** Άγωγός έχει φορτίον  $-6,4$  Cb. Πόσος είναι ó αριθμός των πλεοναζόντων ήλεκτρονίων, τά όποια φέρει ó άγωγός;

**45.** Άγωγός έχει φορτίον  $+3,2$  Cb. Πόσα ήλεκτρόνια έχασεν ó άγωγός;

**46.** Δύο έτερονύμια στοιχειώδη ήλεκτρικά φορτία  $+e$  και  $-e$  εύρίσκονται εις άπόστασιν  $1$  mm. Πόση είναι ή μεταξύ αυτών άσκουμένη έλξις;

**47.** Μεταξύ δύο άγωγών ύπάρχει διαφορά δυναμικοῦ  $1$  Volt. Ένα ήλεκτρόνιον μεταβαίνει από τόν ένα άγωγόν εις τόν άλλον. Πόσον έργον εις έργια και Joule παράγεται κατ' αύτην τήν μετακίνησιν του ήλεκτρονίου;

**48.** Μεταξύ δύο έτερονύμως ήλεκτριζομένων πλακῶν ύπάρχει τάσις  $U = 1200$  V. Ένα πρωτόνιον φέρεται μεταξύ των δύο πλακῶν. Η μάζα του πρωτονίου είναι  $m_p = 1,67 \cdot 10^{-24}$  gr. Νά εύρεθῆ ó λόγος των δυνάμεων, αί όποια ενεργούν επί του πρωτονίου, ένεκα του ήλεκτρικοῦ πεδίου και του γηϊνου πεδίου βαρύτητας.

**49.** Μεταξύ των δύο επιπέδων όπλισμών ένός πυκνωτοῦ θέλομεν νά διατηρηθῆ αϊωρουμένη μία μικρά ποσότης ελαίου, ή όποια έχει μάζαν  $1 \cdot 10^{-12}$  gr. Η άπόστασις των

δύο όπλισμών του πυκνωτού είναι  $l = 2$  cm, ή δέ σταγών φέρει φορτίον ίσον με το φορτίον δύο ηλεκτρονίων. Πόση διαφορά δυναμικού εις Volt πρέπει να υπάρχει μεταξύ των δύο όπλισμών του πυκνωτού; Φορτίον ηλεκτρονίου:  $e = 1,6 \times 10^{-19}$  Cb ( $g = 980$  C.G.S.).

50. Εις τó άτομον του ύδρογονου τó ηλεκτρόνιον κινείται επί κυκλικής τροχιάς άκτινος  $5,3 \cdot 10^{-9}$  cm. Πόση είναι ή έλιξι τήν όποίαν άσκει ó πυρήν επί του ηλεκτρονίου;

51. Η μάζα του ηλεκτρονίου είναι  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-28}$  gr. Εις τó άτομον του ύδρογονου τó ηλεκτρόνιον κινείται επί κυκλικής τροχιάς άκτινος  $5,3 \cdot 10^{-9}$  cm. Κεντρομόλος δύναμις είναι ή αναπνυσσομένη επί του ηλεκτρονίου έλιξι εκ μέρους του θετικου πυρήνος. Με πόσην ταχύτητα κινείται τó ηλεκτρόνιον;

52. Με πόσην δύναμιν ó ατομικός πυρήν του νατρίου άπωθει ένα πρωτόνιον, όταν ή μεταξύ αυτών άπόσταση είναι 1 μm;

### Χωρητικότης άγωγού - Πυκνωταί - Ένέργεια άγωγού

53. Άγωγός έχει χωρητικότητα 250 C.G.S. Πόσον φορτίον πρέπει να λάβη ó άγωγός, διά να άποκτήση δυναμικόν 0,1 Volt;

54. Άγωγός έχει χωρητικότητα 10 μF και δυναμικόν 4 Volt. Πόσον είναι τó φορτίον του άγωγού;

55. Πόσον φορτίον πρέπει να λάβη σφαιρικός άγωγός, άκτινος 5 cm, διά να έχει δυναμικόν 10 Volt;

56. Έκ δύο μεταλλικών σφαιρών A και B ή μέν A έχει άκτινα  $R_1 = 2$  cm ή δέ B έχει  $R_2 = 3$  cm. Αί δύο σφαίραι φέρουν αντίστοιχως φορτία  $Q_1 = +18$  C.G.S. και  $Q_2 = -6$  C.G.S. Αί δύο σφαίραι έρχονται στιγμιαίως εις έπαφήν ή μία με τήν άλλην και έπειτα άπομακρύνονται. Να εύρεθῆ τó φορτίον τó όποιον φέρει έκάστη σφαίρα μετά τήν έπαφήν της με τήν άλλην σφαίραν.

57. Άγωγός έχει χωρητικότητα 8 μF και δυναμικόν 100 Volt. Πόσον είναι τó φορτίον του και πόση είναι ή ένέργεια του άγωγού;

58. Σφαιρικός άγωγός έχει άκτινα 10 cm. Πόσον φορτίον πρέπει να λάβη ó άγωγός, διά να έχει ένέργειαν 5 Joule;

59. Δύο μεταλλικά σφαίραι A και B έχουν αντίστοιχως άκτινας  $R_1 = 5$  cm και  $R_2 = 20$  cm. Τó δυναμικόν έκάστης σφαίρας είναι αντίστοιχως  $U_1 = 100$  και  $U_2 = 60$  C.G.S. Διά μίαν στιγμην φέρομεν εις έπαφήν τάς δύο σφαίρας και έπειτα τάς άπομακρύνομεν. Να εύρεθῆ α) τó φορτίον έκάστης σφαίρας μετά τήν έπαφήν της με τήν άλλην και β) τó άθροισμα των ενεργειών των δύο σφαιρών πρό της έπαφής των μετά τήν έπαφήν των.

60. Έκαστος των όπλισμών επιπέδου πυκνωτού έχει επιφάνειαν 100 cm<sup>2</sup>. Μεταξύ των όπλισμών υπάρχει στρώμα άέρος πάχους 1 mm. Ό εις όπλισμός του πυκνωτού συνδέεται με τήν γην, ó δέ άλλος με πηγήν έχουσαν σταθερόν δυναμικόν 600 Volt. Πόση είναι ή χωρητικότης και τó φορτίον του πυκνωτού;

61. Δύο φύλλα άργιλίου έχοντα διαστάσεις 15 cm  $\times$  30 cm είναι επικολλημένα επί των δύο όψεων παραφινωμένου χάρτου, έχοντος πάχους 0,2 mm και διηλεκτρικήν σταθεράν 2,5. Πόση είναι ή χωρητικότης του πυκνωτού;

62. Πυκνωτής έχει χωρητικότητα 25 μF. Πόση διαφορά δυναμικού πρέπει να εφαρμοσθῆ μεταξύ των δύο όπλισμών του πυκνωτού, διά να άποκτήση ούτος φορτίον 0,001 Cb; Πόσην ένέργειαν έχει τότε ó πυκνωτής;

63. Τρεις πυκνωταί έχουν χωρητικότητα 1 μF, 2 μF και 3 μF. Πόση είναι ή χωρητικότης της συστοιχίας, όταν οί πυκνωταί συνδεθούν παραλλήλως ή κατά σειράν;

64. Η άπόσταση μεταξύ των δύο όπλισμών επιπέδου πυκνωτού είναι 3 cm. Πόση πρέπει να είναι εις Volt ή μεταξύ των όπλισμών τάσις, ώστε ή ένταση του παραγομένου όμογενοϋς ηλεκτρικού πεδίου να είναι ίση με 10 C.G.S.;

65. Μία ηλεκτρισμένη σταγών έλαιου έχουσα μάζαν  $12 \cdot 10^{-12}$  gr διατηρείται αιωρουμένη μεταξύ των δύο όριζοντίων όπλισμών πυκνωτού, οί όποιοι άπέχουν μεταξύ των

2 cm και παρουσιάζουν διαφοράν δυναμικοῦ 3 000 Volt. Πόσον εἶναι τὸ φορτίον τῆς σταγόνης; ( $g = 980$  C.G.S.).

**66.** Ἐκαστος τῶν ὀπλισμῶν ἐνὸς ἐπιπέδου πυκνωτοῦ ἔχει ἐπιφάνειαν  $1 \text{ m}^2$ . Ὁ ἕνας ὀπλισμὸς τοῦ πυκνωτοῦ τούτου συνδέεται μὲ τὴν γῆν, ὁ δὲ ἄλλος συνδέεται μὲ πηγὴν ἔχουσαν δυναμικὸν 600 Volt. Μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν παρεμβάλλεται στρώμα ἀέρος, τὸ ὁποῖον ἔχει πάχος 1 mm.—1) Νὰ εὐρεθῇ ἡ χωρητικότητα καὶ ἡ ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια τοῦ πυκνωτοῦ.—2) Πόση ποσότης θερμότητος λαμβάνεται κατὰ τὴν ἐκκένωσιν τοῦ πυκνωτοῦ;

**67.** Ἐνας πυκνωτὴς ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ἐπιπέδους πλάκας, αἱ ὁποῖαι ἀπέχουν μεταξὺ τῶν 1 mm. Ἐκάστη πλάξ ἔχει ἐπιφάνειαν  $100 \text{ cm}^2$ , ὡς διηλεκτρικὸν δὲ εἶναι ὁ ἀήρ. Ὁ ἕνας ὀπλισμὸς τοῦ πυκνωτοῦ συνδέεται μὲ τὸ ἔδαφος, ὁ δὲ ἄλλος ὀπλισμὸς του συνδέεται μὲ μεταλλικὴν σφαιρὰν ἀκτίνος 1 cm. Νὰ εὐρεθῇ πόσον φορτίον πρέπει νὰ δώσωμεν εἰς τὴν σφαιρὰν, ὥστε τὸ δυναμικὸν τῆς νὰ γίνῃ ἴσον μὲ 100 μονάδας C.G.S.

**68.** Πυκνωτὴς ἔχει χωρητικότητά 0,1  $\mu\text{F}$  καὶ ἐκκενοῦται ἐντὸς σύρματος ἀπὸ μόλυβδον, τὸ ὁποῖον ἔχει διάμετρον 0,2 mm. Εἶναι γνωστὸν ὅτι, ἂν ἡ θερμοκρασία τοῦ σύρματος εἶναι  $0^\circ \text{C}$ , τὸ μέγιστον μῆκος τοῦ σύρματος, τὸ ὁποῖον ἡμπορεῖ νὰ τακῆ κατὰ τὴν ἐκκένωσιν τοῦ πυκνωτοῦ, εἶναι 10 cm. Νὰ εὐρεθῇ ποῖον δυναμικὸν πρέπει νὰ ἀποκτήσῃ ὁ πυκνωτὴς, διὰ νὰ τακῆ τὸ σύρμα. Θερμότης τήξεως τοῦ μολύβδου:  $5,4 \text{ cal/gr}$  εἰδικὴ θερμότης τοῦ μολύβδου:  $0,03 \text{ cal/gr} \cdot \text{C}$ · πυκνότης τοῦ μολύβδου:  $11,4 \text{ gr/cm}^3$  θερμοκρασία τήξεως τοῦ μολύβδου:  $325^\circ \text{C}$ ·  $J = 4,19 \text{ Joule/cal}$ .

**69.** Ἐνας πυκνωτὴς Α ἔχει χωρητικότητά 0,2  $\mu\text{F}$ , εἶναι φορτισμένος καὶ ἔχει δυναμικὸν 100 Volt. Ἐνας δευτέρος πυκνωτὴς Β ἔχει μικρὰν χωρητικότητα καὶ φορτίζεται συνδεόμενος διὰ μίαν στιγμὴν παραλλήλως μὲ τὸν πυκνωτὴν Α. Μετὰ τὴν φόρτισίν του ὁ πυκνωτὴς Β ἐκκενοῦται καὶ ἔπειτα φορτίζεται πάλιν κατὰ τὸν ἴδιον τρόπον. Αὕτῃ ἡ διαδοχικὴ φόρτισις καὶ ἐκκένωσις τοῦ πυκνωτοῦ Β ἐπαναλαμβάνεται εἴκοσι φορές καὶ τότε εὐρίσκειται ὅτι τὸ δυναμικὸν τοῦ πυκνωτοῦ Α ἔχει πέσει εἰς 35 Volt. Πόση εἶναι ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ Β;

**70.** Δύο μονωμένα μεταλλικὰ σφαῖρα Α καὶ Β ἔχουν ἑκάστη ἐξ αὐτῶν ἀκτίνα 4 cm καὶ δυναμικὸν 100 Volt. Αἱ σφαῖραι συνδέονται μὲ λεπτὸν σύρμα. Ἡ σφαῖρα Β περιβάλλεται ἔπειτα ἀπὸ ἕνα κοίλον σφαιρικὸν ἀγωγὸν Γ ἀκτίνος 5 cm, ὁ ὁποῖος, ἀποτελούμενος ἀπὸ δύο ἡμισφαῖρια, περιβάλλει συγκεντρικῶς τὸν ἀγωγὸν Β. Ὁ ἀγωγὸς Γ συνδέεται μὲ τὸ ἔδαφος.—α) Νὰ εὐρεθῇ ποῖον εἶναι τελικῶς τὸ δυναμικὸν καὶ τὸ φορτίον τῶν ἀγωγῶν Α καὶ Β.—β) Ποία μεταβολὴ ἐπῆλθεν εἰς τὴν ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν τοῦ συστήματος;

**71.** Δύο ἐπίπεδοι πυκνωταί, ἕκαστος τῶν ὁποίων ἔχει χωρητικότητά 0,2  $\mu\text{F}$  συνδέονται ὡς ἐξῆς: ὁ ὀπλισμὸς Α τοῦ πρώτου πυκνωτοῦ συνδέεται μὲ ἀγωγὸν ἔχοντα σταθερὸν δυναμικὸν 100 000 Volt· ὁ ἄλλος ὀπλισμὸς Β συνδέεται μὲ τὸν ὀπλισμὸν Γ τοῦ δευτέρου πυκνωτοῦ, τοῦ ὁποῖου ὁ ὀπλισμὸς Δ συνδέεται μὲ τὸ ἔδαφος.—α) Ἄν ὁ ὀπλισμὸς Α λάβῃ φορτίον  $+Q$  Cb, νὰ σημειωθῇ ποῖα φορτία φέρουν οἱ ἄλλοι ὀπλισμοί.—β) Νὰ εὐρεθῇ τὸ δυναμικὸν τῶν ὀπλισμῶν Β καὶ Γ. Πόσον εἶναι τὸ ἀνωτέρω φορτίον  $Q$ ;—γ) Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἐνέργεια ἡ ὁποία παρέχεται κατὰ τὴν ἐκκένωσιν, ἂν συνδέσωμεν τοὺς ὀπλισμοὺς Α καὶ Δ. Ἐὰν ἡ ἐκκένωσις αὕτῃ γίνῃ δι' ἐνὸς σύρματος ἔχοντος θερμοχωρητικότητά  $K$ , νὰ εὐρεθῇ ἡ ὑψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ σύρματος, ἂν ὅλη αὕτῃ ἡ ἐνέργεια μετατρέπεται εἰς θερμότητα.

**72.** Πυκνωτὴς Α ἔχει χωρητικότητά 4  $\mu\text{F}$ . Τρεῖς ἄλλοι πυκνωταί Β, Γ καὶ Δ ἔχουν ἀντιστοιχῶς χωρητικότητά 1  $\mu\text{F}$ , 2  $\mu\text{F}$  καὶ 3  $\mu\text{F}$ . Οἱ τρεῖς οὗτοι πυκνωταί συνδέονται μεταξὺ τῶν παραλλήλως, ἡ δὲ προκύπτουσα οὕτω συστοιχία συνδέεται κατὰ σειρὰν μὲ τὸν πυκνωτὴν Α. Εἰς τὰ ἄκρα τῆς ὅλης συστοιχίας ἐφαρμόζεται τάσις 2 Volt. α) Νὰ εὐρεθῇ τὸ φορτίον τὸ ὁποῖον φέρει ἡ συστοιχία, ὡς καὶ τὸ φορτίον ἑκάστου πυκνωτοῦ.—β) Νὰ εὐρεθῇ πόση τάσις ἐφαρμόζεται εἰς τοὺς δύο ὀπλισμοὺς ἑκάστου πυκνωτοῦ.

**73.** Ἡ χωρητικότης ἐνὸς πυκνωτοῦ Π εἶναι 0,2  $\mu\text{F}$ . Ὁ ὀπλισμὸς του Α συνδέεται

μέ το έδαφος, ενώ ο άλλος όπλισμός του Β συνδέεται με τον πόλον ήλεκτροστατικής μηχανής, του οποίου το δυναμικόν είναι 40 000 Volt.—1) Να υπολογισθούν το φορτίον και η ενέργεια του πυκνωτού Π, ως και η ποσότης θερμότητος ή όποια ήμισυρηθεί να αναπτυχθῆ, αν η εκκένωσις γίνη διά μέσου ενός μεταλλικού σύρματος.—2) Ό πυκνωτής Π είναι φορτισμένος εις δυναμικόν 40 000 Volt. Συνδέομεν τον όπλισμόν του Β με τον όπλισμόν Β' ενός άλλου πυκνωτού Π' έχοντος χωρητικότητα 0,8  $\mu\text{F}$  και του οποίου ο όπλισμός Α' συνδέεται με το έδαφος. Να εύρεθῆ το κοινόν δυναμικόν των όπλισμών Β και Β' και να υπολογισθῆ πόσον είναι εις την περίπτωσιν αυτήν το φορτίον εκάστου των πυκνωτών Π και Π'. Να συγκριθῆ το άθροισμα των φορτίων τούτων με το άρχικόν φορτίον του πυκνωτού Π. Να υπολογισθῆ η ενέργεια εκάστου των πυκνωτών Π και Π' και να συγκριθῆ το άθροισμα των ενεργειών τούτων με την άρχικην ενέργειαν του πυκνωτού Π.

### Άντίστασις άγωγού - Νόμος του Ohm

**74.** Εις τα άκρα σύρματος, έχοντος αντίστασιν 5 Ohm εφαρμόζεται διαφορά δυναμικού 50 Volt. Πόσον ήλεκτρικόν φορτίον διέρχεται διά του σύρματος εντός 30 λεπτών;

**75.** Σύρμα έχει ειδικήν αντίστασιν 1,6  $\mu\Omega \cdot \text{cm}$  και διάμετρον 1 mm. Πόσον μήκος σύρματος έχει αντίστασιν 16 Ohm;

**76.** Σύρμα, διαμέτρου 1 mm, έχει αντίστασιν 0,4 Ohm κατά μέτρον. Σύρμα εκ του αυτού μετάλλου και διαμέτρου 0,4 mm θέλομεν να έχη αντίστασιν 12,5 Ohm. Πόσον μήκος εκ του δευτέρου σύρματος πρέπει να λάβωμεν;

**77.** Μία τηλεγραφική γραμμή έχει μήκος 480 km. Το σύρμα έχει διάμετρον 4 mm και ειδικήν αντίστασιν 1,6  $\mu\Omega \cdot \text{cm}$ . Πόση διαφορά δυναμικού πρέπει να εφαρμόζεται εις τα άκρα της γραμμής, ώστε αυτή να διαρρέεται υπό ρεύματος εντάσεως 0,2 Amperes;

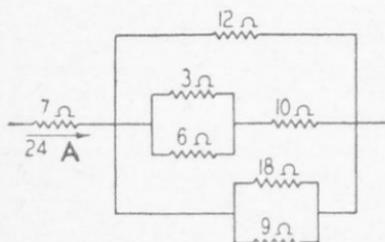
**78.** Το σύρμα τηλεγραφικής γραμμής, μήκους  $l$ , είναι από χαλκόν και έχει διάμετρον 3 mm. Θέλομεν να αντικαταστήσωμεν το χαλκινόν σύρμα με σύρμα άργυλλίου έχοντος την αυτήν αντίστασιν. Πόση πρέπει να είναι η διάμετρος του σύρματος τούτου και ποίος είναι ο λόγος του βάρους της νέας γραμμής προς το βάρος της παλαιάς;

Ειδικαί αντίστάσεις: χαλκού 1,6  $\mu\Omega \cdot \text{cm}$ , άργυλλίου 3  $\mu\Omega \cdot \text{cm}$ . Ειδικά βάρη: χαλκού 9  $\text{gr}^*/\text{cm}^3$ , άργυλλίου 2,7  $\text{gr}^*/\text{cm}^3$ .

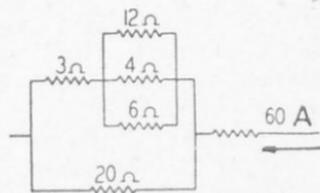
**79.** Τρεις αντίστάσεις 5  $\Omega$ , 20  $\Omega$  και 60  $\Omega$  συνδέονται κατά σειράν. Εις τα άκρα του συστήματος εφαρμόζεται διαφορά δυναμικού 34 Volt. Πόση είναι η έντασις του ρεύματος, το όποιον διαρρέει το σύστημα;

**80.** Δύο σύρματα, όταν συνδέονται κατά σειράν, έχουν αντίστασιν 30  $\Omega$  και όταν συνδέονται παραλλήλως, έχουν αντίστασιν 3  $\Omega$ . Πόση είναι η αντίστασις εκάστου σύρματος.

**81.** Τρεις αντίστάσεις 2  $\Omega$ , 3  $\Omega$  και 4  $\Omega$  συνδέονται παραλλήλως και το σύστημα τούτο συνδέεται κατά σειράν με αντίστασιν 1  $\Omega$ . Εις τα άκρα του όλου συστήματος εφαρ-



Σχ. 1.



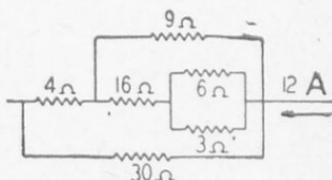
Σχ. 2.

μόζεται διαφορά δυναμικού 20 Volt. Πόση είναι η έντασις του ρεύματος, το όποιον διαρρέει εκάστην των τριών αντίστάσεων;

**82.** Νά εύρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει ἐκάστην ἀντίστασιν τοῦ κυκλώματος τοῦ σχήματος 1, ὡς καὶ ἡ τάσις ἡ ὁποία ἐφαρμόζεται εἰς τὰ ἄκρα ἐκάστης ἀντιστάσεως.

**83.** Νά εύρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει ἐκάστην ἀντίστασιν τοῦ κυκλώματος τοῦ σχήματος 2, ὡς καὶ ἡ τάσις ἡ ὁποία ἐφαρμόζεται εἰς τὰ ἄκρα ἐκάστης ἀντιστάσεως.

**84.** Νά εύρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὴν ἀντίστασιν  $3 \Omega$  εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος 3 καὶ ἡ τάσις ἡ ὁποία ἐφαρμόζεται εἰς τὰ ἄκρα τῆς ἀντιστάσεως  $16 \Omega$ .

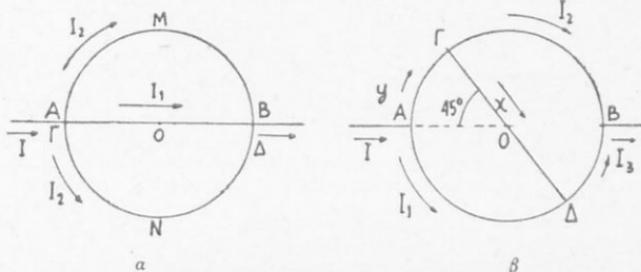


Σχ. 3.

**85.** Εὐθύγραμμον σύρμα AB ἔχει ἀντίστασιν  $2 R$ . Μὲ διάμετρον τὴν AB σχηματίζομεν ἡμιπεριφέρειαν AΓB ἀποτελουμένην ἀπὸ τοῦ ἴδιου σύρμα. Ἐὰν O εἶναι τὸ μέσον τῆς AB, μὲ διάμετρον τὴν OB σχηματίζομεν ἄλλην ἡμιπεριφέρειαν ἀποτελουμένην ἀπὸ τοῦ ἴδιου πάλιν σύρμα. Εἰς τὸ σημεῖον A φθάνει ρεῦμα ἔντασεως  $I$ . Νά εύρεθῆ ὁ λόγος τῶν ἐντάσεων τῶν ρευμάτων τὰ ὁποῖα διαρρέουν τὰς δύο ἡμιπεριφερείας.

**86.** Σύρμα ἔχει ἀντίστασιν  $1 \Omega$  κατὰ μέτρον καὶ ἔχει τὸ σχῆμα περιφερείας κύκλου O ἀκτίνας  $1 \text{ m}$  (σχ. 4α). Δύο σημεῖα A καὶ B, ἐκ διαμέτρου ἀντίθετα, ἐνώνονται μὲ εὐθύγραμμον σύρμα τὸ ὁποῖον ἔχει ἀντίστασιν  $1 \Omega$  κατὰ μέτρον. Ρεῦμα ἔντασεως  $1 \text{ A}$  φθάνει εἰς τὸ σημεῖον A καὶ ἐκεῖ διακλαδίζεται εἰς τοὺς τρεῖς ἀγωγούς ΓΜΔ, ΓΟΔ καὶ ΓΝΔ — 1) Νά εύρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει ἕ-

καστον τῶν τριῶν ἀγωγῶν.—2) Τὸ ρεῦμα, ἔχον ἔντασιν  $1 \text{ A}$ , φθάνει τῶρα εἰς τὸ σημεῖον A καὶ ἐξέρχεται ἀπὸ τὸ ἐκ διαμέτρου ἀντίθετον σημεῖον B, ἀλλὰ αἱ δύο διαμέτροι AB καὶ ΓΔ σχηματίζουν μεταξύ των γωνίαν  $45^\circ$  (σχ. 4α). Ὀνομάζομεν  $y$  τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ ἀγωγοῦ ΑΓ, καὶ  $x$  τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ ἀγωγοῦ ΓΔ. α) Νά ἐκφρασθοῦν συναρτήσεσιν τοῦ  $y$  καὶ  $x$  αἱ ἐντάσεις τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα κυκλοφοροῦν ἐντὸς τῶν ἀγωγῶν ΑΔ, ΒΔ καὶ ΓΒ. β) Νά δεῖχθῆ ὅτι οἱ ἀγωγοὶ ΑΓ καὶ ΒΔ διαρρέονται ἀπὸ ρεύματα τῆς αὐτῆς ἔντασεως καὶ ὅτι συμβαίνει τὸ ἴδιον εἰς τοὺς ἀγωγούς ΑΔ καὶ ΓΒ. γ) Νά εύρεθῆ ἡ ἔντασις  $x$  τοῦ ρεύματος τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸν ἀγωγὸν ΓΟΔ.



Σχ. 4.

### Ἐνέργεια καὶ ἰσχὺς τοῦ ρεύματος

**87.** Εἰς τὰ ἄκρα σύρματος, ἀντιστάσεως  $18 \Omega$ , ἐφαρμόζεται τάσις  $54 \text{ Volt}$ . Πόση εἶναι ἡ ἰσχὺς τοῦ ρεύματος καὶ πόσον εἶναι τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται ὑπὸ τοῦ ρεύματος ἐντὸς  $30$  λεπτῶν;

**88.** Λαμπτήρ ἰσχύος  $60 \text{ Watt}$  λειτουργεῖ ὑπὸ τάσιν  $220 \text{ Volt}$ . Πόση εἶναι ἡ ἀντίστασις τοῦ λαμπτήρος;

**89.** Αἰθουσα φωτίζεται ἀπὸ  $6$  λαμπτήρας, ἕκαστος τῶν ὁποίων ἔχει ἰσχὺν  $60 \text{ Watt}$ . Πόσον κοστίζει ὁ φωτισμὸς τῆς αἰθούσης ἐπὶ  $4,5 \text{ h}$ , ἂν τὸ κιλοβατῶριον τιμᾶται  $0,8 \text{ δρχ.}$  ;  
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

λαμπτήρος άμέσως μετά τὸ κλείσιμον τοῦ κυκλώματος. (Θερμικός συντελεστής αντίστασης  $\alpha = 0,004$ ).

**109.** Μεταξύ τῶν πόλων μιᾶς γεννητρίας παρεμβάλλονται κατά διακλάδωσιν δύο ἀντιστάσεις  $R_1 = 3 \Omega$  καὶ  $R_2 = 7 \Omega$ , αἱ ὁποῖαι διαρρέονται ὑπὸ ρευμάτων, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀντιστοιχῶς ἐντάσεις  $I_1 = 14 \text{ A}$  καὶ  $I_2 = 6 \text{ A}$ . Ἡ ἑσωτερικὴ ἀντίστασις τῆς γεννητρίας εἶναι  $0,9 \Omega$ . Πόση εἶναι ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῆς γεννητρίας;

**110.** Γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν  $500 \text{ Volt}$  καὶ παρέχει ρεῦμα ἐντάσεως  $350 \text{ A}$ , τὸ ὁποῖον μεταφέρεται διὰ μακροῦ σύρματος εἰς τὸν τόπον καταναλώσεως. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἀντίστασις τῆς γραμμῆς, ἂν θέλωμεν αἱ ἐπὶ τῆς γραμμῆς ἀπώλειαι, ἕνεκα τῆς θερμάνσεως τοῦ ἀγωγοῦ, νὰ εἶναι ἴσαι μὲ τὸ  $1/20$  τῆς ἰσχύος τῆς γεννητρίας;

**111.** Μία ὕδατόπικτις ἔχει ἰσχὺν  $40$  ἄμπερ-ὄμπων καὶ κινεῖ γεννήτριαν ἔχουσαν ἀπόδοσιν  $0,8$ . Τὸ ρεῦμα χρησιμοποιεῖται διὰ τὸν φωτισμὸν συνοικισμοῦ, εἰς τὸν ὁποῖον χρησιμοποιοῦνται λαμπτήρες ἰσχύος  $75 \text{ Watt}$ . Αἱ ἀπώλειαι κατά τὴν μεταφορὰν τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας εἶναι  $10\%$ . Πόσοι λαμπτήρες εἶναι δυνατόν νὰ χρησιμοποιηθοῦν;

**112.** Γεννήτρια ἔχει ἑσωτερικὴν ἀντίστασιν  $1,9 \Omega$ . Μὲ τὸς δύο πόλους τῆς συνδέονται παραλλήλως δύο ἀντιστάσεις  $R_1 = 3 \Omega$  καὶ  $R_2 = 7 \Omega$ , ἐκάστη τῶν ὁποίων εἶναι βυθισμένη ἐντὸς  $500 \text{ gr}$  ὕδατος. Εἰς τὸ ὕδωρ, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εἶναι βυθισμένη ἡ ἀντίστασις  $R_1$ , προκαλεῖται ὑψωσις τῆς θερμοκρασίας κατὰ  $5^\circ \text{C}$  ἐντὸς  $2 \text{ min}$ . α) Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τῶν ρευμάτων τὰ ὁποῖα διαρρέουν τὰς δύο ἀντιστάσεις; β) Πόση εἶναι κατὰ τὸν αὐτὸν χρόνον ἡ ὑψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὕδατος, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εἶναι βυθισμένη ἡ ἀντίστασις  $R_2$ ; γ) Πόση εἶναι ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῆς γεννητρίας;

**113.** Δύο γεννήτριαι  $G_1$  καὶ  $G_2$  ἔχουν τὴν αὐτὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν  $E$  καὶ ἑσωτερικὰς ἀντιστάσεις  $r_1 = 1 \Omega$  καὶ  $r_2 = 2 \Omega$ . Αἱ γεννήτριαι συνδέονται κατὰ σειρὰν, ἡ δὲ ἔξωτερικὴ ἀντίστασις εἶναι  $x$ . —1) Ποίαν τιμὴν πρέπει νὰ δώσωμεν εἰς τὴν  $x$ , ὥστε ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τοὺς πόλους τῆς γεννητρίας  $G_2$  νὰ εἶναι μηδέν; —2) Ποίαν τιμὴν πρέπει νὰ δώσωμεν εἰς τὴν  $x$ , ὥστε ἡ ἐνέργεια ἢ παρεχομένη εἰς τὸ ἔξωτερικὸν κύκλωμα νὰ εἶναι ἡ μεγίστη;

**114.** Ἄνεμιστὴρ λειτουργεῖ ὑπὸ τάσιν  $110 \text{ Volt}$  καὶ διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος ἐντάσεως  $0,6 \text{ A}$ . Ἡ ἑσωτερικὴ ἀντίστασις τῆς συσκευῆς εἶναι  $110 \Omega$ . Πόση εἶναι ἡ ἀντληκτρεγερτικὴ δύναμις τοῦ ἀνεμιστῆρος καὶ πόση εἶναι ἡ ἰσχύς τῆς μηχανικῆς ἐνεργείας, τὴν ὁποίαν μᾶς δίδει ὁ ἀνεμιστὴρ;

**115.** Γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν  $52 \text{ Volt}$  καὶ ἑσωτερικὴν ἀντίστασιν  $1 \Omega$ . Τὸ ἔξωτερικὸν κύκλωμα περιλαμβάνει μίαν ἀντίστασιν  $R = 5 \Omega$  καὶ ἓνα κινητῆρα. Ὄταν ὁ κινητῆρ δὲν στρέφεται, τὸ ρεῦμα ἔχει ἔντασιν  $4 \text{ A}$ , ἐνῶ, ὅταν ὁ κινητῆρ στρέφεται, τὸ ρεῦμα ἔχει ἔντασιν  $1 \text{ A}$ . Πόση εἶναι ἡ ἑσωτερικὴ ἀντίστασις καὶ ἡ ἀντληκτρεγερτικὴ δύναμις τοῦ κινητῆρος;

**116.** Κινητῆρ λειτουργεῖ ὑπὸ τάσιν  $220 \text{ Volt}$  καὶ τροφοδοτεῖται μὲ ρεῦμα ἐντάσεως  $15 \text{ A}$ . Ἡ ἀπόδοσις τοῦ κινητῆρος εἶναι  $0,8$ . Πόση εἶναι ἡ ἑσωτερικὴ ἀντίστασις καὶ ἡ ἀντληκτρεγερτικὴ δύναμις τοῦ κινητῆρος;

**117.** Γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν  $120 \text{ V}$  καὶ ἑσωτερικὴν ἀντίστασιν  $1 \Omega$ . Οἱ πόλοι τῆς γεννητρίας συνδέονται μὲ κινητῆρα. Ὄταν ὁ κινητῆρ δὲν στρέφεται ἡ τάσις εἰς τοὺς πόλους τῆς γεννητρίας εἶναι  $90 \text{ V}$ , ἐνῶ ὅταν ὁ κινητῆρ στρέφεται ἡ τάσις εἰς τοὺς πόλους τῆς γεννητρίας εἶναι  $115 \text{ V}$ . Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἑσωτερικὴ ἀντίστασις τοῦ κινητῆρος, ἡ ἀντληκτρεγερτικὴ δύναμις αὐτοῦ καὶ ἡ ἰσχύς του.

**118.** Κινητῆρ τροφοδοτεῖται μὲ ρεῦμα τὸ ὁποῖον ἔχει ἔντασιν  $2 \text{ A}$  καὶ τάσιν  $110 \text{ V}$ . Ὁ κινητῆρ οὗτος κινεῖ ἀντλίαν ἢ ὁποῖα, λειτουργοῦσα κανονικῶς, ἀνυψώνει εἰς ὕψος  $8$  μέτρων  $120$  λίτρα ὕδατος κατὰ λεπτόν. Ἡ ἀπώλεια ἰσχύος, ἕνεκα τῶν τριβῶν ἐντὸς τῆς ἀντλίας καὶ τῶν σωλῶνων, εἶναι  $40 \text{ W}$ . Ἡ δὲ ἀπώλεια ἰσχύος ἐντὸς τοῦ κινητῆρος ὀφείλεται ἀποκλειστικῶς εἰς τὸ φαινόμενον τοῦ Joule. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἰσχύς τὴν ὁποίαν παρέψηφιστοῦντο ἔκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

χει ὁ κινητὴρ εἰς τὴν ἀντλίαν καὶ νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἀπόδοσις τοῦ κινητήρος καὶ ἡ ἔσω-  
τερικὴ του ἀντίστασις. ( $1 \text{ kg} \cdot \text{m} = 10 \text{ Joule}$ ).

**119.** Ἐχομεν 12 ὁμοίας γεννητριάς, ἑκάστη τῶν ὁποίων ἔχει ἔσωτερικὴν ἀντίστασιν  $0,5 \Omega$  καὶ ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν 5 V. Πῶς πρέπει νὰ συνδέσωμεν τὰς γεννητριάς αὐτάς, ὥστε νὰ ἔχωμεν τὴν μεγίστην δυνατὴν ἔντασιν ρεύματος, ἐὰν ἡ ἀντίστασις τοῦ ἔσω-  
τερικοῦ ἀγωγοῦ εἶναι  $R = 1,5 \Omega$ ; Πόση εἶναι ἡ ἔντασις αὕτη;

**120.** Οἱ κινητῆρες μιᾶς ἠλεκτροκινήτου ἀμαξοστοιχίας ἔχουν ἰσχύην 3520 CV καὶ λει-  
τουργοῦν ὑπὸ τάσιν 1500 V. Τὸ βάρος τῆς ἀμαξοστοιχίας εἶναι 1033 tn\*. Ἡ μέση ταχύ-  
της τῆς ἀμαξοστοιχίας εἶναι 120 km/h. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος κατὰ τὴν  
κίνησιν τῆς ἀμαξοστοιχίας; Πόση εἶναι ἡ ἀνθισταμένη εἰς τὴν κίνησιν δύναμις εἰς χιλιό-  
γραμμα-βάρος κατὰ κινούμενον τόννον;

**121.** Εἰς ἓνα κύκλωμα συνδέονται κατὰ σειρὰν μία γεννήτρια ἔχουσα ἠλεκτρεγε-  
ρικὴν δύναμιν  $E = 52 \text{ V}$  καὶ ἔσωτερικὴν ἀντίστασιν  $r = 1 \Omega$ , ἕνας κινητὴρ καὶ μία ἀντί-  
στασις  $R = 5 \Omega$ , ἡ ὁποία εἶναι βυθισμένη ἐντὸς θερμοδόμετρον. Αἱ ἀντιστάσεις τῶν ὑπο-  
λοίπων ἀγωγῶν τοῦ κυκλώματος εἶναι ἀσήμαντοι. Ὃταν ὁ κινητὴρ δὲν στρέφεται, παρα-  
τηροῦμεν ὅτι ἐντὸς 5 λεπτῶν ἐπὶ τῆς ἀντιστάσεως  $R$  ἀναπτύσσεται ποσότης θερμότητος  
ἴση μὲ 5760 cal. Ὃταν δὲ ὁ κινητὴρ στρέφεται, παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὸν αὐτὸν χρόνον  
ἐπὶ τῆς  $R$  ἀναπτύσσεται ποσότης θερμότητος ἴση μὲ 360 cal. Νὰ εὐρεθῇ: 1) Ἡ ἔντασις  
τοῦ ρεύματος, τὸ ὅποιον διαρρέει τὸ κύκλωμα εἰς τὰς δύο ἀνωτέρω περιπτώσεις.—2) Ἡ  
ἔσωτερικὴ ἀντίστασις καὶ ἡ ἀντηλεκτρεγερτικὴ δύναμις τοῦ κινητήρος.—3) Ἡ διαφορὰ δυ-  
ναμικοῦ εἰς τοὺς πόλους τοῦ κινητήρος.

**122.** Λαμπτήρ πυρακτώσεως λειτουργεῖ ὑπὸ τάσιν 120 V καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα  
ἐντάσεως 0,5 A. Ἡ τάσις τοῦ ρεύματος γίνεται 125 V. Πόσην ἀντίστασιν πρέπει νὰ πα-  
ρεμβάλωμεν εἰς τὸ κύκλωμα, διὰ νὰ ἐπαναφέρωμεν τὸν λαμπτήρα εἰς τὴν κανονικὴν του  
λειτουργίαν,

**123.** Μία ὑδατόπτωσις τροφοδοτεῖ ἠλεκτρογεννήτριαν. Ἡ ὑδατόπτωσις ἔχει παρο-  
χὴν 418 λίτρα κατὰ δευτερόλεπτον καὶ ὕψος πτώσεως τοῦ ὕδατος 100 m. Ἡ γεννήτρια  
λαμβάνει τὰ 80% τῆς διαθέσιμου ἐνεργείας.—1) Πόση εἶναι ἡ ἰσχύς τῆς γεννητριάς;—  
2) Ἡ ἔσωτερικὴ ἀντίστασις τῆς γεννητριάς εἶναι ἴση μὲ τὸ 1/9 τῆς ἀντιστάσεως τοῦ ἔσω-  
τερικοῦ κυκλώματος, ἡ ὁποία ἀποτελεῖται ἀπὸ μεταλλικὸν σύρμα βυθισμένον ἐντὸς θερμο-  
δόμετρον. Διὰ τοῦ θερμοδόμετρον κυκλοφορεῖ ρεῦμα ὕδατος. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ πα-  
χοχὴ τοῦ ρεύματος τούτου, ὥστε, ἂν τὸ ὕδωρ φθάνη εἰς τὸ θερμοδόμετρον μὲ θερμοκρα-  
σίαν  $0^\circ \text{C}$ , νὰ ἐξέρχεται ἀπὸ αὐτὸ μὲ θερμοκρασίαν  $80^\circ \text{C}$ ;

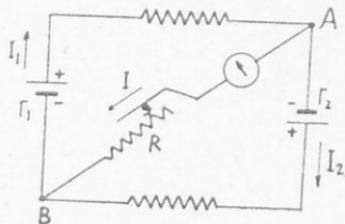
**124.** Μία ὑδατόπτωσις ἔχει παροχὴν  $2 \text{ m}^3$  κατὰ δευτερόλεπτον. Τὸ ὕδωρ πίπτει ἀπὸ  
ὕψος 10 m. Ἡ ὑδατόπτωσις αὕτη θέτει εἰς κίνησιν ἕδροστρόβιλον, ὁ ὁποῖος ἔχει ἀπόδο-  
σιν 75% καὶ κινεῖ γεννήτριαν ἡ ὁποία ἔχει ἀπόδοσιν 80%. 1) Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ διαθέ-  
σιμος ἰσχύς εἰς τοὺς πόλους τῆς γεννητριάς.—2) Ἡ ἀνωτέρω ὑπολογισθεῖσα ἠλεκτρικὴ  
ἐνέργεια θὰ χρησιμοποιηθῇ εἰς ἓνα ἐργαστάσιον τὸ ὅποιον εὐρίσκειται εἰς ἀπόστασιν ἐνὸς  
χιλιομέτρον. Ἡ ἀπόλεια ἐνεργείας ἐπὶ τῆς γραμμῆς ἀνέρχεται εἰς 10%, ἡ δὲ διαφορὰ  
δυναμικοῦ εἰς τοὺς πόλους τῆς γεννητριάς εἶναι 5000 V. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἀντίστασις τῆς  
γραμμῆς.

**125.** Μία γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν 500 V καὶ παρέχει ρεῦμα ἐντά-  
σεως 350 A, τὸ ὅποιον θὰ χρησιμοποιηθῇ εἰς ἓνα σταθμὸν ἀπέχοντα 5 χιλιόμετρα. Νὰ εὐ-  
ρεθῇ ἡ τομὴ τοῦ χαλκίνου σύρματος τὸ ὅποιον θὰ χρησιμοποιηθῇ ὡς γραμμή, ἂν θέλω-  
μεν ἡ ἰσχύς ποὺ χάνεται, ἕνεκα τῆς θερμάνσεως τοῦ ἀγωγοῦ, νὰ εἶναι ἴση μὲ τὸ 1/15 τῆς  
ἰσχύος τῆς γεννητριάς. Εἰδικὴ ἀντίστασις τοῦ χαλκοῦ:  $\rho = 1,6/10^6 \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$ .

**126.** Μία γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν 100 V καὶ ἔσωτερικὴν ἀντίστα-  
σιν ἀσήμαντον. Δύο σύρματα, τὰ ὁποία ἔχουν ἀσήμαντον ἀντίστασιν, συνδέουν τοὺς πό-  
λους τῆς γεννητριάς μὲ τοὺς πόλους A καὶ B ἐνὸς κινητήρος, ὁ ὁποῖος ἔχει ἔσωτερικὴν  
ἀντίστασιν  $2 \Omega$ . 1) Ἐμποδίζομεν τὸν ἄξονα τοῦ κινητήρος νὰ στρέφεται. Πόση εἶναι

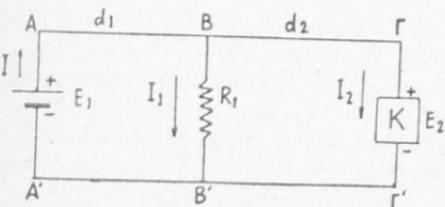
έντασις του ρεύματος, το όποιο παρέχει η γεννήτρια εις το κύκλωμα; — 2) 'Ο άξων του κινητήρος έμποδίζεται και πάλιν να στρέφεται. Μεταξύ των πόλων του Α και Β παρεμβάλλομεν κατά διακλάδωσιν μίαν αντίστασιν  $R = 4 \Omega$ . Πόση είναι τότε η έντασις του ρεύματος, το όποιο παρέχει η γεννήτρια εις το κύκλωμα και πόση είναι η έντασις του ρεύματος που διέρχεται διά του κινητήρος; — 3) 'Αφήνομεν τώρα τον άξωνα του κινητήρος ελεύθερον να στρέφεται. Η άντηλεκτρεγερτική του δύναμις είναι 6) V. Ποίαι είναι τότε αι έντάσεις των ρευμάτων, τα όποια διέρχονται διά του κινητήρος και διά της αντίστασως R; Πόση είναι η ηλεκτρική ισχύς την όποιαν καταναλίσκει ο κινητήρ;

**127.** Δύο γεννήτριαι  $G_1$  και  $G_2$  έχουν αντίστοιχως ηλεκτρεγερτικάς δυνάμεις  $E_1 = 1,08 \text{ V}$  και  $E_2 = 1,4 \text{ V}$ . Συνδέονται κατά σειράν, όπως φαίνεται εις το σχήμα 5. Μία γέφυρα, αποτελουμένη από μεταβλητήν αντίστασιν R συνδέει τα σημεία Α και Β. Η όλη αντίστασις του τμήματος ΑΓ<sub>1</sub>Β είναι  $R_1 = 2 \Omega$  και η όλη αντίστασις του τμήματος ΑΓ<sub>2</sub>Β είναι  $R_2 = 10 \Omega$ . Να εξετασθούσιν συναρτήσει της R αι μεταβολαί της έντάσεως I του ρεύματος έντός της γεφυρας ΑΒ και να προσδιορισθῆ ἡ φορά του ρεύματος.



Σχ. 5.

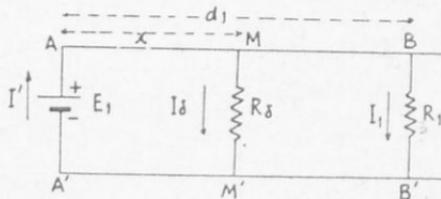
**128.** Γεννήτρια έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν  $E_1$  και έσωτερικήν αντίστασιν άσήμαντον· εύρι-



Σχ. 6.

σκειται εις την άρχήν ΑΑ' μιās γραμμής αποτελουμένης από δύο σύρματα ΑΒΓ και Α'Β'Γ' (σχ. 6). Η γραμμή αυτή τροφοδοτεί: εις το ΒΒ' ένα όργανον (χωρίς ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν) αντίστασεως  $R_1$ · εις το ΓΓ' τροφοδοτεί ένα κινητήρα, ο όποιος έχει άντηλεκτρεγερτικήν δύναμιν  $E_2$  και αντίστασιν άσήμαντον. Εάν είναι γνωσταί αι απόστασεις  $AB = d_1$ ,  $BG = d_2$ , η διάμετρος  $\delta$  και η ειδική αντίστασις  $\rho$  του σύρματος  $I_1$  και  $I_2$  των ρευμάτων, τα όποια διαρρέουν τα τμήματα ΒΒ' και ΓΓ' του κυκλώματος. Έφαρμογή:  $E_1 = 550 \text{ V}$ ,  $E_2 = 420 \text{ V}$ ,  $R_1 = 215 \Omega$ ,  $\delta = 3 \text{ mm}$ ,  $\rho = 1,6 \cdot 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $d_1 = 2100 \text{ m}$ ,  $d_2 = 820 \text{ m}$ .

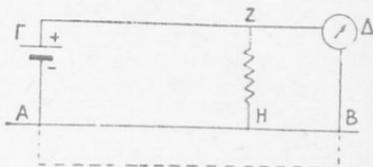
**129.** Εις το άνωτέρω πρόβλημα 128 παρατηρούμεν ότι κατά την διάρκειαν της λειτουργίας του συστήματος αιφνιδίως αυξάνεται η έντασις του ρεύματος, το όποιο παρέχει η γεννήτρια και λαμβάνει τιμήν  $I' > I$ , ενώ η έντασις του ρεύματος εις το τμήμα ΒΒ' έλαττώνεται και λαμβάνει τιμήν  $I_1 < I$ . Έκ τούτου συμπεραίνομεν ότι εις ένα σημείον ΜΜ' της γραμμής, εύρισκόμενον μεταξύ ΑΑ' και ΒΒ', έγινε τυχαία διακλάδωσις (σχ. 7). Να εύρεθῆ ἡ απόστασις  $AM = x$  και η αντίστασις  $R_\delta$  του τμήματος ΜΜ'. Έφαρμογή:  $I' = 12,5 \text{ A}$  και  $I_1 = 2,02 \text{ A}$ .



Σχ. 7.

**130.** Γεννήτρια έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 60 V και έσωτερικήν αντίστασιν 5 Ω. 'Ο ένας πόλος της γεννητριας συνδέεται με το έδαφος, ο δε άλλος συνδέεται με γαλβανόμετρον Δ (σχ. 8), το όποιο έχει έσωτερικήν αντίστασιν 75 Ω. Το σύρμα, το όποιο συνδέει την γεννήτριαν με το γαλβανόμετρον έχει μήκος 10 km και σταθεράν τομήν. 'Ως άγωγός έπιστροφής θεωρείται το έδαφος. Τότε το ρεύμα, το όποιο παρέχει η γεννήτρια έχει έν-

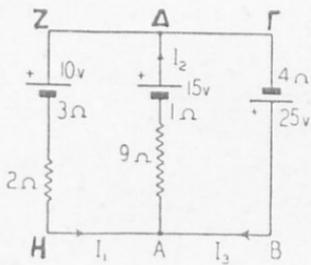
τασιν 0,25 A. Μεταξύ ενός σημείου Z του άγωγού ΓΔ και του έδαφους παρεμβάλλεται τυχαίως άγωγός ZN, ό οποίος έχει αντίστασιν μηδέν. Είς τό τμήμα ΓZ τής γραμμής παρατηρούμεν τότε ρεύμα έντάσεως 0,50 A, ενώ τό γαλβανόμετρον δέν διαρρέεται από ρεύμα. Νά εύρεθῆ ἡ απόστασις του σημείου Z από τήν γεννήτριαν.



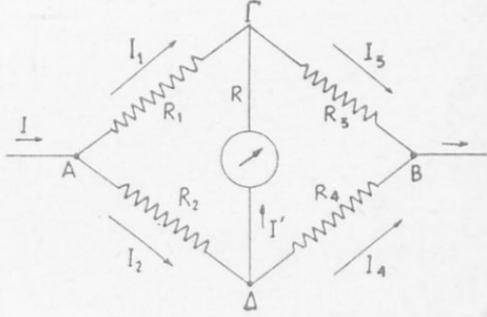
Σχ. 8.

**131.** Έξ ίσα εύθύγραμμα σύρματα, έκαστον των οποίων έχει αντίστασιν 1 Ω, συνδέονται ούτως, ώστε νά σχηματίζουν τās άκμάς κανονικού τετραέδρου. Δύο κορυφαί τούτου συνδέονται με τούς πόλους γεννητριάς, ἡ όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και άσήμαντον έσωτερικήν αντίστασιν. Ποία είναι ἡ έντασις του ρεύματος, τό όποιον παρέχει ἡ γεννήτρια ;

**132.** Είς τό κύκλωμα του σχήματος 9 νά εύρεθούν αἱ έντάσεις των ρευμάτων, τά όποία διαρρέουν, τά διάφορα τμήματα του κυκλώματος.



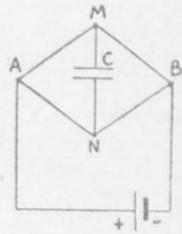
Σχ. 9.



Σχ. 10.

**133** Μία γέφυρα του Wheatstone αποτελείται από τās αντίστάσεις:  $R_1 = 10 \Omega$ ,  $R_2 = 1 \Omega$ ,  $R_4 = 10 \Omega$  και τήν διαγώνιον αντίστασιν, ἡ όποία περιλαμβάνει γαλβανόμετρον και έχει αντίστασιν  $R = 200 \Omega$  (σχ. 10). 1) Νά εύρεθῆ πόση πρέπει νά είναι ἡ τετάρτη αντίστασις  $R_3$ , ώστε ἡ γέφυρα νά ισορροπηθῆ. Πόση είναι τότε ἡ Ισοδύναμος αντίστασις όλoκλήρου τής γεφύρας;—2) Υποθέτομεν ότι ἡ γέφυρα δέν ισορροπεῖται και ότι ἡ αντίστασις  $R_3$  είναι 50 Ω. Πόση είναι τότε ἡ Ισοδύναμος αντίστασις όλης τής γεφύρας; Πόση είναι ἡ έντασις του ρεύματος, τό όποιον διαρρέει τήν διαγώνιον αντίστασιν  $R_3$ , εάν ἡ διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ των σημείων A και B είναι 1 V;

**134.** Δύο σύρματα ANB και AMB έχουν αντίστοιχως αντίστάσεις R και R'. Τά άκρα των συνδέονται με τούς πόλους μιᾶς γεννητριάς, ἡ όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν E και άσήμαντον αντίστασιν (σχ. 11). Ο Ένας όπλισμός πυκνωτοῦ, χωρητικότητος C, συνδέεται με τό μέσον N τής αντίστασεως R, ό δέ άλλος όπλισμός του συνδέεται με ένα σημειον Μ, τό όποιον χωρίζει τήν αντίστασιν R' εἰς δύο τμήματα, των οποίων τά μήκη έχουν λόγον x. Νά εύρεθῆ τό φορτίον Q, τό όποιον λαμβάνει ό πυκνωτής. Έφαρμογή:  $C = 1 \mu F$ .  $E = 40 V$ .  $x = 1/4$ .



Σχ. 11.

**135.** Ένα γαλβανόμετρον είναι βαθμολογημένον εἰς Ampère και φέρει διαίρεσις από 0 έως 10 A. Μεταξύ των άροδεκτων A και B του γαλβανομέτρον παρεμβάλλεται βοηθητική διακλάδωσις, ἡ όποία έχει αντίστασιν  $R_1 = 8 \Omega$ , ώστε διά του γαλβανομέτρον νά διέρχεται τό 1/10 του κυρίου ρεύματος. Οἱ άροδέκται A και B συνδέονται με τούς

δύο πόλους γεννητριάς και τότε το γαλβανόμετρον δεικνύει  $I_1 = 4 \text{ A}$ . —1) Να εύρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον παρέχει ἡ γεννήτρια καὶ ἡ ἑσωτερικὴ ἀντίστασις  $R$  τοῦ γαλβανομέτρου. —2) Πόση εἶναι ἡ ὅλη ἀντίστασις, μεταξύ τῶν σημείων  $A$  καὶ  $B$  καὶ πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὴν διακλάδωσιν;

### Ἡλεκτρομαγνητισμός

**136.** Ρεύμα ἐντάσεως  $10 \text{ A}$  διαρρέει εὐθύγραμμον ἀγωγόν. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ παραγομένου μαγνητικοῦ πεδίου εἰς ἀπόστασιν  $2 \text{ cm}$  ἀπὸ τοῦ ἀγωγού;

**137.** Σύρμα τείνεται ὀριζοντίως ἐντὸς τοῦ ἐπιπέδου τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Κάτωθεν τοῦ μέσου τοῦ σύρματος καὶ εἰς ἀπόστασιν  $10 \text{ cm}$  ἀπὸ τοῦ σύρμα τοποθετεῖται μικρὰ μαγνητικὴ βελὸν ἄποκλίσεως. Ὄταν τὸ σύρμα διαρρέεται ἀπὸ ρεύμα, ἡ βελὸν ἐκτρέπεται κατὰ  $30^\circ$  ἀπὸ τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας τῆς. Νὰ εύρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, ἐὰν ἡ ὀριζοντία συνιστώσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι  $H_0 = 0,2 \text{ Gauss}$ .

**138.** Κυκλικὸς ἀγωγὸς ἔχει ἀκτίνα  $20 \text{ cm}$  καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεύμα ἐντάσεως  $5 \text{ A}$ . Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον τοῦ κύκλου;

**139.** Κυκλικὸς ἀγωγὸς ἔχει ἀκτίνα  $\rho = 20 \text{ cm}$  καὶ περιλαμβάνει  $10$  σπείρας. Εἰς τὸ κέντρον τοῦ τοποθετεῖται μικρὰ μαγνητικὴ βελὸν ἐγκλίσεως, ἡ ὁποία ἠμπορεῖ νὰ κινήται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Ἡ γωνία ἐγκλίσεως εἶναι  $\epsilon = 60^\circ$ , ἡ δὲ ἔντασις τῆς ὀριζοντίας συνιστώσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τῆς  $G\eta$  εἶναι  $H_0 = 0,18 \text{ Gauss}$ . Ἐὰν διαβιάσωμεν διὰ τοῦ ἀγωγού ρεύμα, πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, ὥστε ἡ βελὸν νὰ ἰσορροπῆ ἔχουσα τὸν ἀξονά τῆς ὀριζόντιον;

**140.** Ἐπὶ ἐνὸς κυκλικοῦ πλαισίου, ἀκτίνας  $10 \text{ cm}$ , τυλίσσονται  $100$  σπείραι, εἰς δὲ τὸ κέντρον τοῦ κύκλου εὐρίσκεται μικρὰ μαγνητικὴ βελὸν ἄποκλίσεως. Τὸ ἐπίπεδον τοῦ πλαισίου συμπίπτει μὲ τὸ ἐπίπεδον τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Τὰ ἄκρα τοῦ σύρματος συνδέονται μὲ τοὺς πόλους γεννητριάς, ἡ ὁποία ἔχει ἠλεκτρογενερτικὴν δύναμιν  $6 \text{ V}$  καὶ ἑσωτερικὴν ἀντίστασιν  $2 \Omega$ . Ἡ βελὸν ἐκτρέπεται κατὰ  $45^\circ$ . Ἐὰν ἡ ὀριζοντία συνιστώσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι  $H = 0,2 \text{ Gauss}$ , νὰ εύρεθῆ ἡ ἀντίστασις τοῦ σύρματος τοῦ πλαισίου.

**141.** Πηνίον ἔχει μῆκος  $10 \text{ cm}$  καὶ φέρει  $1600$  σπείρας. Διὰ τοῦ πηνίου διαβιάζομεν ρεύμα ἐντάσεως  $15 \text{ A}$ . Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον τοῦ πηνίου;

**142.** Πηνίον φέρει  $20$  σπείρας κατὰ ἑκατοστόμετρον μήκους. Πόσην ἔντασιν πρέπει νὰ ἔχη τὸ ρεύμα, τὸ ὁποῖον θὰ διαβιάσωμεν διὰ τοῦ πηνίου. ἐὰν θέλωμεν ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον τοῦ πηνίου νὰ εἶναι  $500 \text{ Gauss}$ ;

**143.** Πηνίον μήκους  $30 \text{ cm}$ , φέρει  $1500$  σπείρας καὶ διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος ἐντάσεως  $10 \text{ A}$ . Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον τοῦ πηνίου, ἐὰν ἐντὸς τοῦ πηνίου ὑπάρχη ράβδος μαλακοῦ σιδήρου ἔχουσα μαγνητικὴν διαπερατότητα  $\mu = 4000$ ;

**144.** Πηνίον φέρει  $30$  σπείρας κατὰ ἑκατοστόμετρον μήκους καὶ ὁ ἀξὼν του εἶναι κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Εἰς τὸ κέντρον τοῦ πηνίου ὑπάρχει μικρὰ μαγνητικὴ βελὸν ἄποκλίσεως. Ὄταν διὰ τοῦ πηνίου διαβιάσωμεν ρεύμα, ἡ βελὸν ἐκτρέπεται κατὰ  $30^\circ$ . Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, ἐὰν ἡ ὀριζοντία συνιστώσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι  $H_0 = 0,2 \text{ Gauss}$ ;

**145.** Δύο εὐθύγραμμα παράλληλα σύρματα ἀπέχουν μεταξύ των  $6 \text{ cm}$  καὶ διαρρέονται ἀπὸ ρεύμα  $30 \text{ A}$ . Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς ἓνα σημεῖον, τὸ ὁποῖον εὐρίσκεται μεταξύ τῶν δύο συρμάτων καὶ ἀπέχει  $2 \text{ cm}$  ἀπὸ τὸ ἓνα σύρμα καὶ  $4 \text{ cm}$  ἀπὸ τὸ ἄλλο σύρμα, ὅταν τὰ δύο ρεύματα εἶναι ὁμόρροπα καὶ ὅταν εἶναι ἀντίρροπα;

**146.** Πέριξ μιᾶς κυλινδρικοῦ ράβδου ἐκ σιδήρου, διαμέτρου  $5 \text{ cm}$ , τυλίσσονται ἀκριβῶς  $100$  σπείραι ἐνὸς μονωμένου χαλκίνου σύρματος, τὸ ὁποῖον ἔχει διάμετρον  $2 \text{ mm}$  (ὕπολογιστένης καὶ τῆς μονώσεώς του). Θέλωμεν νὰ ἔχωμεν ὀλικὴν μαγνητικὴν ροὴν

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

200 000 Maxwell.—1) Νά εύρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον πρέπει νά διαβιβάζω-  
μεν διὰ τοῦ πηνίου.—2) Νά ὑπολογισθῆ ἡ μαγνητικὴ τάσις καὶ ἡ μαγνητικὴ ἀντίστασις  
τοῦ σχηματιζομένου ἡλεκτρομαγνήτου. Μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ σιδήρου:  $\mu = 2\ 000$ .  
Θά ληφθῆ  $\pi^2 = 10$ .

**147.** Πεταλοειδῆς ἡλεκτρομαγνήτης ἔχει μέσον μήκος 50 cm καὶ τομὴν 10 cm<sup>2</sup>, τὴν  
ὁποῖαν ὑποθέτομεν ὁμοιόμορφον. Νά εύρεθῆ ὁ ἀπαιτούμενος ἀριθμὸς τῶν ἀμπεροστροφῶν,  
ἵν θέλωμεν ἡ φέρουσα δύναμις τοῦ ἡλεκτρομαγνήτου τούτου νά εἶναι 50 kgf\*. Μαγνη-  
τικὴ διαπερατότης τοῦ σιδήρου:  $\mu = 2\ 315$ .

**148.** Ἐνας δακτύλιος ἐκ μαλακοῦ σιδήρου ἔχει μέσην ἀκτίνα καμπυλότητος 10 cm  
καὶ τομὴν 15 cm<sup>2</sup>. Ἀπὸ τὸν δακτύλιον ἀφαιρεῖται τμήμα πάχους 2 mm. Νά εύρεθῆ πό-  
σος πρέπει νά εἶναι ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀμπεροστροφῶν, τὰς ὁποίας πρέπει νά φέρῃ ὁ δακτύ-  
λιος, ὥστε, ἂν τὸ σχηματιζόμενον πηνίον διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα, εἰς τὸ διάκενον τοῦ δακτυ-  
λίου νά ὑπάρχῃ μαγνητικὴ ροὴ ἴση μὲ 120 000 Maxwell. Ἡ μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ  
μαλακοῦ σιδήρου εἶναι:  $\mu = 2\ 310$ .

**149.** Ἐνα κυκλικὸν πηνίον φέρει 1 000 σπειράς, ἡ δὲ μέση περιφέρειά του ἔχει  
διάμετρον  $\Delta = 60$  cm. Τὸ πηνίον τυλίσσεται ἀκριβῶς ἐπὶ τοῦ ἐκ μαλακοῦ σιδήρου πυρή-  
νος. Νά εύρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον πρέπει νά διαβιβάζωμεν διὰ τοῦ πη-  
νίου, ἕαν θέλωμεν νά ἔχωμεν μαγνητικὴν ἐπαγωγὴν  $B = 18\ 000$  Gauss.

**150.** Μαγνητικὸν κύκλωμα ἔχει σχῆμα τετραγώνου, τοῦ ὁποίου ἐκάστη μέση πλευρὰ  
ἔχει μήκος 10 cm. Ἡ τομὴ ἐκάστης πλευρᾶς εἶναι 20 cm<sup>2</sup>. Εἰς τὸ μέσον τῆς μιᾶς πλευ-  
ρᾶς ὑπάρχει διάκενον μήκους 1 cm καὶ ἐπὶ τῆς πλευρᾶς, ἡ ὁποία εὐρίσκεται ἀπέναντι  
τοῦ διακένου τυλίσσονται 1 000 σπείραι. Νά εύρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον  
πρέπει νά διαβιβασθῆ διὰ τοῦ πηνίου, ὥστε εἰς τὸ διάκενον νά ἔχωμεν μαγνητικὴν ἐπα-  
γωγὴν ἴσην μὲ 10 000 Gauss, ἕαν ὁ συντελεστὴς διασπορᾶς τῶν δυναμικῶν γραμμῶν εἰς  
τὸν ἀέρα εἶναι  $k = 1,5$ , ἡ δὲ μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ σιδήρου εἶναι:  $\mu = 400$ .

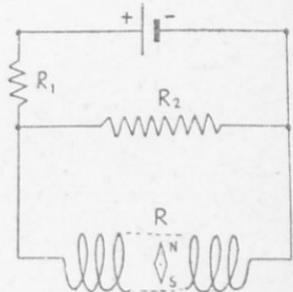
**151.** Εἰς τὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος 12 ἡ γεννήτρια ἔχει ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν  
 $r = 0,5 \Omega$ , αἱ δὲ λοιπαὶ ἀντιστάσεις τοῦ κυκλώματος εἶναι  
 $R_1 = 5 \Omega$ ,  $R_2 = 0,5 \Omega$  καὶ τοῦ πηνίου  $R = 49,5 \Omega$ . Ὁ  
ἄξων τοῦ πηνίου εἶναι κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ  
μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Εἰς τὸ κέντρον τοῦ πηνίου εὐ-  
ρίσκεται μικρὰ μαγνητικὴ βελὸν ἄποκλίσεως ἡ ὁποία,  
ὅταν διέρχεται τὸ ρεῦμα, ἀποκλίνει κατὰ γωνίαν  $\alpha$ , διὰ  
τὴν ὁποῖαν εἶναι  $\epsilon\phi \alpha = \pi/20$ . Νά εύρεθῆ ἡ ἔντασις τοῦ  
ρεύματος εἰς τὰ διάφορα τμήματα τοῦ κυκλώματος καὶ ἡ  
ἡλεκτρογενετικὴ δύναμις τῆς γεννητρίας. ( $H_0 = 0,2$  Gauss).

**152.** Ἐνα πηνίον, πολὺ μεγάλου μήκους, ἔχει τὸν  
ἄξονά του κάθετον πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ μαγνητικοῦ με-  
σημβρινοῦ. Εἰς τὸ κέντρον τοῦ πηνίου ὑπάρχει μικρὰ  
μαγνητικὴ βελὸν ἄποκλίσεως, ἡ ὁποία φέρει μικρὸν  
κοῖλον κάτοπτρον. Τὸ πηνίον ἔχει 10 σπειράς κατὰ

ἑκατοστόμετρον καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως  $\frac{1}{2\ 000}$  A. Τὸ κάτοπτρον σχημα-  
τίζει τὸ εἶδωλον τῆς φωτεινῆς πηγῆς ἐπὶ βαθμολογημένον κανόνος, ὁ ὁποῖος ἀπέχει 1 m  
ἀπὸ τὸ κάτοπτρον. Ὅταν διὰ τοῦ πηνίου διέρχεται τὸ ρεῦμα, ὁ φωτεινὸς δείκτης μετατο-  
πίζεται ἐπὶ τοῦ κανόνος κατὰ 62,5 mm. Νά ὑπολογισθῆ ἡ ὀριζοντίᾳ συνιστώσα τοῦ γήνιου  
μαγνητικοῦ πεδίου.

**153.** Κυκλικὸν πλαίσιον ἔχει ἀκτίνα 7 cm καὶ φέρει 500 σπειράς. Τὸ ἐπίπεδον τοῦ  
πλαisiou συμπίπτει μὲ τὸ ἐπίπεδον τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ καὶ εἰς τὸ κέντρον τοῦ  
πλαisiou ὑπάρχει μικρὰ μαγνητικὴ βελὸν ἄποκλίσεως. Ἐὰν εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πλαisiou  
ἐφαρμόσωμεν τάσιν 2 V, ἡ βελὸν ἀποκλίνει κατὰ 65°. Πόση εἶναι ἡ ἀντίστασις τοῦ  
πλαisiou; ( $H_0 = 0,2$  Gauss).

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς



Σχ. 12.

**154.** Κυκλικόν πλαίσιον φέρει εις τὸ κέντρον τοῦ μικρὰν μαγνητικὴν βελόνην ἀποκλίσεως. Τὸ ἐπίπεδον τοῦ πλαισίου συμπίπτει μὲ τὸ ἐπίπεδον τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Τὸ πλαίσιον συνδέεται κατὰ σειρὰν μὲ συστοιχίαν ἀποτελουμένην ἐκ δύο μόνον γεννητριῶν. Ὄταν αἱ δύο γεννήτριαι εἶναι συνδεδεμέναι κατὰ σειρὰν, ἡ βελὼν ἐκτρέπεται κατὰ  $62^\circ$ , ἐνῶ, ὅταν αἱ γεννήτριαι συνδέωνται κατ' ἀντίθεσιν, ἡ ἀπόκλισις τῆς βελῶνης γίνεται  $28^\circ$ . Νὰ εὑρεθῇ ὁ λόγος τῶν ἠλεκτρογενετικῶν δυνάμεων τῶν δύο γεννητριῶν.

**155.** Μαγνητικὴ βελὼν ἀποκλίσεως ἠμπορεῖ νὰ αἰωρητῆ ἀριζωντικῶς εἰς τὸ ἕωπερικὸν ὀριζοντιοῦ σωληνοειδοῦς, τὸ ὅποιον ἔχει μήκος 25 cm καὶ ἀποτελεῖται ἀπὸ 100 σπείρας· ὁ ἄξων του εὐρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Ὄταν διὰ τοῦ σωληνοειδοῦς δὲν διέρχεται ρεῦμα, ἡ βελὼν, ἀπομακρυνομένη ἀπὸ τὴν θέσιν τῆς ἰσοροπίας τῆς, αἰωρεῖται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἐκτελεῖ 10 πλήρεις αἰωρήσεις κατὰ λεπτόν. Διαβιβάζομεν διὰ τοῦ σωληνοειδοῦς ρεῦμα ἐντάσεως 1 A καὶ φορᾶς τοιαύτης, ὥστε ὁ βόρειος πόλος τῆς βελῶνης νὰ ἐκτελῇ τότε 51 πλήρεις αἰωρήσεις κατὰ λεπτόν. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ὀριζοντία συνιστάσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸν τόπον τοῦ πειράματος. Πόσας αἰωρήσεις κατὰ λεπτόν θὰ ἐκτελέσῃ ἡ βελὼν, ἐὰν ἀντιστραφῇ ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος, χωρὶς νὰ μεταβληθῇ ἡ ἔντασίς του;

### Ἐπίδρασις μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ ρεύματος

**156.** Εὐθύγραμμον σύρμα, μήκους 12 cm, διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος ἐντάσεως 4 A καὶ εὐρίσκεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως 200 Gauss. Τὸ σύρμα εἶναι κάθετον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Πόση εἶναι ἡ ἐπὶ τοῦ σύρματος ἀναπτυσσομένη ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις;

**157.** Δύο εὐθύγραμμα σύρματα μήκους 40 cm εἶναι παράλληλα καὶ ἀπέχουν μεταξύ των 2 cm. Τὰ σύρματα διαρρέονται ἀπὸ ὁμόρροπα ρεύματα ἐντάσεως 2 A. Πόση εἶναι ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις, ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ ἐκάστου σύρματος, ἕνεκα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ἄλλου ρεύματος;

**158.** Δύο εὐθύγραμμα σύρματα A καὶ B, μήκους 25 cm, εἶναι παράλληλα καὶ ἀπέχουν μεταξύ των 4 cm. Τὰ σύρματα διαρρέονται ἀπὸ ἀντίρροπα ρεύματα, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀντιστοίχως ἐντάσεις  $I_A = 20$  A καὶ  $I_B = 26$  A. Πόση εἶναι ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις, ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ ἐκάστου σύρματος, ἕνεκα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ἄλλου ρεύματος;

**159.** Σύρμα μήκους 40 cm διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως 15 A. Τὸ σύρμα εὐρίσκεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως 1000 Gauss. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀναπτυσσομένη ἐπὶ τοῦ σύρματος ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις, ὅταν τὸ σύρμα σχηματίζῃ μὲ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου γωνίας  $90^\circ$ ,  $60^\circ$  καὶ  $30^\circ$ .

**160.** Ἡλεκτρόνιον κινούμενον μὲ ταχύτητα 200 000 km/sec εἰσέρχεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τὸ φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Cb, ἡ δὲ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι 4 000 Gauss. Πόση εἶναι ἡ ἀναπτυσσομένη ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρονίου ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις;

**161.** Σύρμα μήκους 40 cm μετακινεῖται καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως 1 000 Gauss. Ἡ ταχύτης μετακινήσεως τοῦ σύρματος εἶναι 2 m/sec. Πόσον εἶναι τὸ ἔργον τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως;

**162.** Ἐνα εὐθύγραμμον χάλκινον σύρμα ΒΓ, μήκους 10 cm καὶ διαμέτρου 1,5 mm, ἐξαρτᾶται μὲ δύο μέταλλα σύρματα ΑΒ καὶ ΔΓ, τὰ ὁποῖα εἶναι λίαν εὐκαμπτα καὶ ἔχουν μᾶζαν ἀσήμαντον. Διαβιβάζομεν ρεῦμα κατὰ τὴν φορὰν ΑΒΓΔ. Πιεταλοειδῆς μαγνήτης δημιουργεῖ μεταξύ τῶν δύο βραχιόνων του ὁμογενὲς μαγνητικὸν πεδίου ἐντάσεως 400 Gauss· ἡ τομὴ ἐκάστου βραχίονος εἶναι τετράγωνον πλευρᾶς 4 cm. Νὰ εὑρεθῇ πῶς πρέπει νὰ τοποθετηθῇ ὁ μαγνήτης, ὥστε τὸ τμήμα ΒΓ νὰ δύναται νὰ ἀνυψωθῇ ἀπὸ μίαν κατακόρυφον ἠλεκτρομαγνητικὴν δύναμιν. Πόση εἶναι ἡ ἐλαχίστη ἔντασις τοῦ ρεύματος, διὰ τὴν

όποιαν είναι δυνατόν να παρατηρηθῆ ἡ ἀνύψωσις αὐτή; Ἡ ἐπίδρασις τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου παραλείπεται. Πυκνότης χαλκοῦ:  $8,85 \text{ gr/cm}^3$ .

**163.** Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 162 νὰ εὐρεθῆ πῶς πρέπει νὰ τοποθετηθῆ ὁ μαγνήτης, ὥστε τὸ τμήμα ΒΓ νὰ ἀπομακρυνθῆ κατὰ γωνίαν  $\alpha$  ἀπὸ τὸ κατακόρυφον ἐπίπεδον ΑΒΓΔ ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν μιᾶς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως καθέτου πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦτο. Ἐὰν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι  $0,1 \text{ A}$ , νὰ εὐρεθῆ ἡ ὀριζοντία μετατόπισις  $x$  τοῦ σύρματος ΒΓ. Τὸ μήκος ἐκάστου τῶν συρμάτων ΑΒ καὶ ΔΓ εἶναι ἴσον μὲ  $1 \text{ m}$ .

### Ὅργανα ἠλεκτρικῶν μετρήσεων



**164.** Ἐνα γαλβανόμετρον ἀποτελεῖται ἀπὸ ὀρθογώνιον κινητὸν πλαίσιον, τὸ ὁποῖον ἔχει ὕψος  $4 \text{ cm}$ , πλάτος  $2 \text{ cm}$  καὶ φέρει  $500$  σπείρας. Τὸ πλαίσιον στρέφεται ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $1000 \text{ Gauss}$ . Νὰ εὐρεθῆ συναρτήσῃ τῆς ἐντάσεως  $I$  τοῦ ρεύματος ἡ ροπή τοῦ ζεύγους, τὸ ὁποῖον ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ κινητοῦ πλαισίου.

**165.** Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 164 τὸ κινητὸν πλαίσιον εἶναι στερεωμένον εἰς σύρματα στρέψεως δὲ ἀποία, ὅταν στρέφεται τὸ πλαίσιον, ἀναπτύσσουν ἓνα ἀναγωνιζόμενον ζεύγος. Ἡ κατευθύνουσα ροπή τοῦ ζεύγους τούτου εἶναι  $20$  μονάδες ροπῆς C.G.S. κατὰ ἀκτίνιον. Ἐὰν τὸ πλαίσιον στραφῆ κατὰ γωνίαν  $\phi = 0,008 \text{ rad}$ , πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος;

**166.** Εἰς ἓνα γαλβανόμετρον τὸ ὀρθογώνιον κινητὸν πλαίσιον ἔχει ὕψος  $4,5 \text{ cm}$  καὶ πλάτος  $1,80 \text{ cm}$ . Τὸ πλαίσιον φέρει  $90$  σπείρας καὶ στρέφεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $300 \text{ Gauss}$ . Πόση εἶναι ἡ ροπή τοῦ ζεύγους, τὸ ὁποῖον ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ πλαισίου, ὅταν τοῦτο διαρρέεται ἀπὸ ρεῖμα ἐντάσεως  $200 \mu\text{A}$ ;

**167.** Ἐνα κύκλωμα περιλαμβάνει α) μίαν γεννήτριαν, ἔχουσαν ἠλεκτρογενερτικὴν δύναμιν  $2 \text{ V}$  καὶ ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν  $0,3 \Omega$ ; β) ἓνα γαλβανόμετρον τὸ ὁποῖον ἔχει ἀντίστασιν  $499,5 \Omega$ . Οἱ χρησιμοποιούμενοι διὰ τὴν σύνδεσιν ἄγωγοι ἔχουν συνολικῶς ἀντίστασιν  $0,2 \Omega$ . Μεταξὺ τῶν ἀκροδεκτικῶν τοῦ γαλβανομέτρου τοποθετεῖται διακλάδωσις, ἔχουσα ἀντίστασιν  $0,5 \Omega$ . Τὸ πλαίσιον τοῦ γαλβανομέτρου ἔχει ὕψος  $6 \text{ cm}$ , πλάτος  $5 \text{ cm}$ , φέρει  $100$  σπείρας καὶ στρέφεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $240 \text{ Gauss}$ . Τὸ σύρμα μὲ τὸ ὁποῖον ἐξαρτᾶται τὸ πλαίσιον ἔχει κατευθύνουσαν ροπήν  $7,2 \text{ gr} \cdot \text{cm/rad}$ . Νὰ εὐρεθῆ πόσον θὰ μετατοπισθῆ ὁ φωτεινὸς δείκτης ἐπὶ μιᾶς κλίμακος εὐρισκομένης εἰς ἀπόστασιν  $1 \text{ m}$ .

**168.** Ὅταν διαβιβάσωμεν ρεῖμα ἐντάσεως  $0,1 \text{ A}$  διὰ τοῦ πλαισίου μιᾶς τυξίδος τῶν ἐφαπτομένων, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ βελὸν, πρὶν ἰσορροπήσῃ εἰς μίαν σταθερὰν ἀπόκλισιν  $45^\circ$ , ἔκτελει  $10$  αἰωρήσεις ἐντὸς  $12 \text{ sec}$ . Πόση θὰ γίνῃ ἡ ἀπόκλισις καὶ ἡ περίοδος αἰωρήσεως, ἂν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ἐλαττωθῆ εἰς  $0,05 \text{ A}$ ;

**169.** Ἀμπερόμετρον μὲ κινητὸν πλαίσιον φέρει κλίμακα ἀπὸ  $0$  ἕως  $100$ . Ἡ διάρσις  $100$  ἀντιστοιχεῖ εἰς στροφήν τοῦ πλαισίου κατὰ  $90^\circ$  καὶ σημειώνεται, ὅταν διὰ τοῦ ὄργανου διέρχεται ρεῖμα ἐντάσεως  $20 \text{ mA}$ . Τὸ ὕψος τοῦ πλαισίου εἶναι  $3 \text{ cm}$ , τὸ δὲ πλάτος  $2 \text{ cm}$ . Τὸ πλαίσιον φέρει  $200$  σπείρας, ἔχει ἀντίστασιν  $5 \Omega$  καὶ στρέφεται ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως  $500 \text{ Gauss}$ . Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου διέρχονται πάντοτε διὰ τοῦ πλαισίου, ὅποιαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ θέσις τοῦ πλαισίου. Νὰ εὐρεθῆ: α) Ἡ ἀντίστασις τῆς διακλάδωσεως, τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ ἐφαρμόσωμεν εἰς τὸ ὄργανον τοῦτο, διὰ νὰ μετροῦμεν δι' αὐτοῦ ρεῖματα ἀπὸ  $0$  ἕως  $20 \text{ A}$  καὶ ἡ μεγίστη ἀπόκλισις νὰ παρουσιάζεται, ὅταν τὸ κύριον ρεῖμα ἔχῃ ἔντασιν  $20 \text{ A}$ .—β) Ἡ ροπή τοῦ ζεύγους ἐπαναφορᾶς, τὸ ὁποῖον ἀναπτύσσεται ὑπὸ τοῦ ἐλατηρίου τοῦ ὄργανου, ὅταν ἡ ἀπόκλισις τοῦ ὄργανου γίνῃ  $90^\circ$ .

**170.** Ἐνα βολτόμετρον μὲ κινητὸν πλαίσιον φέρει διαιρέσεις ἀπὸ  $0$  ἕως  $5 \text{ V}$ . Τὸ πλαίσιον ἔχει ἀντίστασιν  $500 \Omega$ . Νὰ εὐρεθῆ ποίαν ἀντίστασιν πρέπει νὰ συνδέσωμεν κατὰ σειρὰν μὲ τὸ πλαίσιον τοῦ ὄργανου, ὥστε ἡ μεγίστη ἀπόκλισις τοῦ δείκτη νὰ παρατηρηθῆ, ὅταν εἰς τοὺς ἀκροδέκτας τοῦ οὗτου τροποποιηθέντος ὄργανου ἡ διαφορά δυναμικοῦ

είναι 30 V ή 150 V. Πόση είναι η ένταση του ρεύματος, το όποιον διέρχεται διά του όργανου εις τας άνωτέρω περιπτώσεις;

**171.** Συνδέομεν κατά σειράν γεννήτριαν μέ πυκνωτήν χωρητικότητος C και μέ βαλλιστικόν γαλβανόμετρον. Κατά την στιγμήν, κατά την όποιαν κλείομεν τό κύκλωμα, τό βαλλιστικόν γαλβανόμετρον δεικνύει μίαν απόκλισιν  $\alpha_1$ . Όταν ήρημήση τό γαλβανόμετρον, παρεμβάλλομεν μεταξύ των πόλων της γεννητριάς διακλάδωσιν έχουσαν αντίστασιν R. Τότε τό γαλβανόμετρον δεικνύει μίαν νέην απόκλισιν  $\alpha_2$  κατά φοράν αντίθετον πρός την προηγουμένην. Νά εύρεθῆ ή έσωτερική αντίστασις της γεννητριάς. Αί λοιπαί αντίστάσεις παραλείπονται. Έφαρμογή:  $\alpha_1 = 150$  διαιρέσεις,  $\alpha_2 = 70$  διαιρέσεις,  $R = 2 \Omega$ .

**172.** Μία συστοιχία γεννητριών έχει ήλεκτρογεννητικήν δύναμιν E και τροφοδοτεί ν λαμπτήρας, οί όποιοι έχουν την αυτήν αντίστασιν r και παρεμβάλλονται κατά διακλάδωσιν μεταξύ δύο σημείων A και B του κύκλωματος. Εις τό κύκλωμα ύπάρχει και γαλβανόμετρον Γ, τό όποιον έχει αντίστασιν R. Μεταξύ των σημείων A και B τοποθετείται κατ' άρχάς μόνον ένας λαμπτήρ. Τότε ή βελόνη του γαλβανόμετρον δεικνύει απόκλισιν  $\sigma$ . Έπειτα τοποθετούνται μεταξύ των σημείων A και B οί ν λαμπτήρες, και μεταξύ των άκρων του γαλβανόμετρον παρεμβάλλεται κατά διακλάδωσιν μία βοηθητική αντίστασις x τοιαύτη, ώστε ή απόκλισις της βελόνης του γαλβανόμετρον νά είναι πάλιν  $\alpha$ . "Αν είναι γνωστή ή αντίστασις x, νά εύρεθῆ ό αριθμός ν των λαμπτήρων και ή διαφορά δυναμικού μεταξύ των σημείων A και B. "Η έσωτερική αντίστασις της συστοιχίας παραλείπεται. Έφαρμογή:  $E = 200$  V,  $R = r = 10 \Omega$ ,  $\sigma = 25 \Omega$ .

### Έπαγωγή

**173.** Κυκλικόν πλαίσιον έχει επιφάνειαν  $20 \text{ cm}^2$  και φέρει 5 σπείρις. Τό πλαίσιον είναι κάθετον πρός τας δυναμικάς γραμμάς μαγνητικού πεδίου έντάσεως 1000 Gauss. Έντός χρόνου 0,02 sec τό πλαίσιον στρέφεται κατά  $90^\circ$  περί μίαν διάμετρον κάθετον πρός τας δυναμικάς γραμμάς του μαγνητικού πεδίου. Πόση είναι ή εις τά άκρα του πλαισίου άναπτυσσομένη έπαγωγική ήλεκτρογεννητική δύναμις;

**174.** Κυκλικόν πλαίσιον έχει διάμετρον 20 cm και φέρει 10 σπείρας. Τό πλαίσιον είναι κάθετον πρός τας δυναμικάς γραμμάς μαγνητικού πεδίου έντάσεως 1600 Gauss. Έντός χρόνου 0,004 sec τό πλαίσιον στρέφεται κατά  $60^\circ$  περί μίαν διάμετρον κάθετον πρός τας δυναμικάς γραμμάς του μαγνητικού πεδίου. Πόση είναι ή εις τά άκρα του πλαισίου άναπτυσσομένη έπαγωγική ήλεκτρογεννητική δύναμις;

**175.** Πηνίον φέρει 1000 σπείρας, εκάστη των όποιών έχει επιφάνειαν  $50 \text{ cm}^2$ . Αί σπείραι του πηνίου είναι κάθετοι πρός τας δυναμικάς γραμμάς μαγνητικού πεδίου έντάσεως 8000 Gauss. Έντός χρόνου 0,04 sec εισάγεται εις τό πηνίον ράβδος μαλακού σιδήρου έχοντος μαγνητικήν διαπερατότητα 1240. Πόση είναι ή εις τά άκρα του πηνίου άναπτυσσομένη έπαγωγική ήλεκτρογεννητική δύναμις;

**176.** Τό πηνίον του άνωτέρω προβλήματος 175, φέρον τον πυρήνα του μαλακού σιδήρου, στρέφεται περί άξονα κάθετον πρός τας μαγνητικάς γραμμάς του μαγνητικού πεδίου έως, ότου αί σπείραι του πηνίου γίνουν παράλληλοι πρός τας δυναμικάς γραμμάς του μαγνητικού πεδίου. Έάν ή στροφή του πηνίου γίνη έντός χρόνου 0,01 sec πόση είναι ή άναπτυσσομένη εις τά άκρα του πηνίου έπαγωγική ήλεκτρογεννητική δύναμις;

**177.** Ένα πλαίσιον φέρει 100 σπείρας και έχει αντίστασιν  $1 \Omega$ . Έκάστη σπείρα έχει επιφάνειαν  $1 \text{ m}^2$ . Αί σπείραι του πλαισίου τοποθετούνται καθέτως πρός τας δυναμικάς γραμμάς του γηνίου μαγνητικού πεδίου, τά δε άκρα του πλαισίου συνδέονται μέ βαλλιστικόν γαλβανόμετρον, τό όποιον έχει αντίστασιν 9  $\Omega$ . Τό πλαίσιον στρέφεται ταχέως κατά  $90^\circ$  ούτως, ώστε αί σπείραι του νά γίνουν παράλληλοι πρός τας δυναμικάς γραμμάς του μαγνητικού πεδίου. Τότε διά του γαλβανόμετρον διέρχεται ήλεκτρικόν φορτίον  $1/2500 \text{ Cb}$ . Πόση είναι ή ένταση του γηνίου μαγνητικού πεδίου;

**178.** Πηνίον έχει μήκος 40 cm και φέρει 200 σπείρας. Τό πηνίον διαρρέεται από Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

ρεῦμα ἐντάσεως 10 A. Ἐντὸς τοῦ πηνίου καὶ ἀκριβῶς εἰς τὸ μέσον του ὑπάρχει κυκλικὸς ἀγωγός, ὁ ὁποῖος ἔχει ἐπιφάνειαν 25 π. Τὸ ἐπίπεδον τοῦ ἀγωγοῦ τούτου εἶναι κάθετον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἐντὸς χρόνου 20 sec ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πηνίον αὐξάνεται ἀπὸ 10 A εἰς 15 A. Πόση εἶναι ἡ ἐπαγωγικὴ ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται εἰς τὸν κυκλικὸν ἀγωγόν;

**179.** Ἐνα πηνίον A ἔχει μῆκος 50 cm καὶ φέρει 500 σπειράς. Τὸ πηνίον A διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως 10 A. Εἰς τὸ ἑσωτερικὸν τοῦ πηνίου τούτου καὶ ἀκριβῶς εἰς τὸ μέσον του ὑπάρχει ἄλλο πηνίον B, τὸ ὁποῖον φέρει 1000 σπειράς, διαμέτρου 4 cm καὶ συνδέεται μὲ γαλβανόμετρον. Ἡ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος τοῦ πηνίου B εἶναι 40 Ω. Οἱ ἄξονες τῶν δύο πηνίων συμπέπτουν. Ἐντὸς χρόνου 4 sec ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πηνίον A μεταβάλλεται ἀπὸ 10 A εἰς 0 A. Νὰ εὐρεθῇ ἡ ἔντασις τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ κύκλωμα τοῦ πηνίου B ὡς καὶ τὸ ἀναπτυσσόμενον ἐξ ἐπαγωγῆς ἡλεκτρικὸν φορτίον.

**180.** Αἱ δύο παράλληλοι μεταλλικαὶ ράβδοι μιᾶς ὀριζοντίας καὶ εὐθυγράμμου σιδηροδρομικῆς γραμμῆς συνδέονται κατὰ τὸ ἓνα ἄκρον των μὲ ἄλλην μεταλλικὴν ράβδον. Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο ράβδων τῆς γραμμῆς εἶναι 144 cm. Ἐπὶ τῆς γραμμῆς κινεῖται ἀέριον μηχανὴ σιδηροδρόμου μὲ ταχύτητα 100 km/h. Νὰ εὐρεθῇ ἡ ἐπαγωγικὴ ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐπὶ ἑνὸς ἄξονος τῶν τροχῶν τῆς ἀέριον μηχανῆς. Ἡ κατακόρυφος συνιστώσα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι  $H_x = 0,5$  Gauss.

**181.** Εὐθύγραμμος ἡλεκτρομαγνήτης μῆκους 25 cm ἔχει πυρῆνα ἀπὸ μαλακὸν σίδηρον διαμέτρου 7 cm καὶ μαγνητικῆς διαπερατότητος  $\mu = 108$ . Πέριξ τοῦ πυρῆνος ὑπάρχουν 800 σπειρά, αἱ ὁποῖαι διαρρέονται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως 4 A. Τὸ μέσον τοῦ ἡλεκτρομαγνήτου περιβάλλεται ἀπὸ κυκλικὸν πλαίσιον, τὸ ὁποῖον φέρει 100 σπειράς. Ἐντὸς χρόνου 1/40 sec διακόπτεται τὸ ρεῦμα τὸ διαρρέον τὸν ἡλεκτρομαγνήτην. Πόση ἐπαγωγικὴ ἡλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἀναπτύσσεται εἰς τὸ πλαίσιον;

**182.** Ἐνα εὐθύγραμμον χάλκινον σύρμα ἠμπορεῖ νὰ στρέφεται περὶ ὀριζόντιον μεταλλικὸν ἄξονα O, διερχόμενον διὰ τοῦ ἑνὸς ἄκρου του. Τὸ σύρμα ἔχει μῆκος  $l = 60$  cm καὶ ἠμπορεῖ νὰ αἰωρηθῆν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς βαρύτητος, ἔχον πάντοτε τὸ ἄλλο ἄκρον του βυθισμένον ἐντὸς ὑγροῦ ἀγωγοῦ A. Ὁ ἄξων O καὶ ὁ ὑγρὸς ἀγωγὸς A συνδέονται μὲ σύρμα, ἡ δὲ ὅλη ἀντίστασις τοῦ σχηματιζομένου κυκλώματος εἶναι 1 Ω. Καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς αἰωρήσεως τοῦ σύρματος τὸ κατώτερον ἡμισυ αὐτοῦ κινεῖται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως 490 Gauss. Ἀπομακρύνομεν τὸ σύρμα ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν κατακόρυφον θέσιν τῆς ἰσορροπίας του κατὰ γωνίαν  $30^\circ$ . Ἡ ἀπομάκρυνσις αὕτη γίνεται μὲ κίνησιν ὀμαλὴν, ἡ ὁποία διαρκεῖ 0,1 sec. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸ κύκλωμα κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς μετατοπίσεως καὶ τὸ ἔργον τὸ ὁποῖον θὰ δαπανήσωμεν διὰ τὴν μετὰ τὴν αὐτὴν.

**183.** Ἐνα πηνίον A ἔχει μῆκος 1 m, ἀποτελεῖται ἀπὸ 650 σπειράς καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως 3 A. Ἄλλο πηνίον B, ἀποτελούμενον ἀπὸ 800 σπειράς, ἔχει τομὴν  $4 \text{ cm}^2$  καὶ εὐρίσκεται ἐντὸς τοῦ πηνίου A. Οἱ ἄξονες τῶν δύο πηνίων συμπέπτουν. Τὸ πηνίον B συνδέεται μὲ βαλλιστικὸν γαλβανόμετρον Γ, τὸ δὲ οὕτω ἀποτελούμενον κύκλωμα ἔχει ἀντίστασιν  $R = 600$  Ω. Ὄταν διακόψωμεν τὸ ρεῦμα εἰς τὸ πηνίον A, τότε ὁ δείκτης τοῦ γαλβανομέτρου ἀπομακρύνεται ἀποτόμως ἀπὸ τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας του μέχρι τῆς διαιρέσεως 32,5. Νὰ εὐρεθῇ πόσον ἡλεκτρικὸν φορτίον ἀντιστοιχεῖ εἰς μίαν διαίρεσιν τῆς κλίμακος τοῦ γαλβανομέτρου.

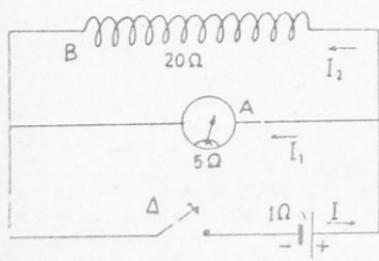
**184.** Πηνίον φέρει 1000 σπειράς, ἐκάστη τῶν ὁποίων ἔχει ἐπιφάνειαν  $20 \text{ cm}^2$ . Τὸ πηνίον ἔχει ἀντίστασιν 3 Ω καὶ συνδέεται μὲ γαλβανόμετρον ἀντιστάσεως 7 Ω. Τὸ πηνίον εὐρίσκεται μεταξὺ τῶν πόλων ἡλεκτρομαγνήτου καὶ τὰ ἐπίπεδα τῶν σπειρῶν εἶναι κάθετα πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἐξάγομεν ταχέως τὸ πηνίον ἐκ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ὅποτε εὐρίσκομεν ὅτι διὰ τοῦ γαλβανομέτρου διήλθεν ἡλεκτρικὸν φορτίον 0,05 Cb. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ἡλεκτρομαγνήτου;

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

**185.** Ρεύμα έντασεως 12 A διαρρέει πηνίο, έχον συντελεστήν αυτεπαγωγής 0,2 H. Έντός 0,04 sec ή έντασις του ρεύματος ελαττώνεται εις 3 A. Πόση είναι ή άναπτυσσομένη έξ αυτεπαγωγής ήλεκτρεγερτική δύναμις;

**186.** Πηνίον έχει συντελεστήν αυτεπαγωγής 0,05 H και διαρρέεται υπό ρεύματος έντασεως 8 A. Πόσον πρέπει να μεταβληθῆ ή έντασις του ρεύματος έντός 0,1 sec δια να άναπτυχθῆ ήλεκτρεγερτική δύναμις έξ αυτεπαγωγής 2 Volt;

**187.** Εις τό κύκλωμα του σχήματος 13 ή γεννήτρια έχει ήλεκτρεγερτικήν δύναμιν 1 V και έσωτερικήν αντίστασιν 1 Ω. Τό πηνίο φέρει 10 000 σπείρας, εκάστη των οποίων έχει διάμετρον 8 cm. 1) Ποιαί είναι αί έντάσεις των ρευμάτων, τά οποια διαρρέουν τό άμπερόμετρον A και τό πηνίον B; — 2) Κατά τήν στιγμήν που κλειόμεν τό κύκλωμα, παρατηρούμεν ότι τό άμπερόμετρον A δεικνύει μίαν έντασιν Γ, ή οποία όμως ελαττώνεται ταχύτατα και σταθεροποιείται εις τήν τιμήν  $I_1$  ή οποια ευρέθη εις τήν προηγούμενην παράγραφον. Εις τί όφείλεται τό φαινόμενον τουτο και πόση είναι ή έντασις Γ; — 3) Να υπολογισθῆ ό συντελεστής αυτεπαγωγής του πηνίου.



Σχ. 13.

**188.** Πηνίον έχει συντελεστήν αυτεπαγωγής 0,25 H και διαρρέεται από ρεύμα έντασεως 10 A. Πόση ένέργεια άποταμιεύεται έντός του πηνίου κατά τόν χρόνον της άποκαταστάσεως του ρεύματος;

**189.** Πέριξ ένός πυρήνος εκ μαλακού σιδήρου, έχοντος μαγνητικήν διαπερατότητα  $\mu = 1500$  τυλίσσεται πηνίο, τό όποιον έχει μήκος 20 cm, μέσην τομήν 12,57 cm<sup>2</sup>, αντίστασιν 3,2 Ω και τό όποιον άποτελείται από 2000 σπείρας. Τό πηνίο τουτο διαρρέεται από ρεύμα έντασεως 10 A. Η διακοπή του ρεύματος συντελείται έντός χρόνου 1/20 sec. Να ευρεθῆ: 1) Η διαφορά δυναμικου ή οποια εφαρμόζεται εις τά άκρα του πηνίου και ή ισχύς του ρεύματος του διαρρέοντος τό πηνίο. — 2) Η ήλεκτρεγερτική δύναμις ή οποια άναπτύσσεται έξ αυτεπαγωγής κατά τήν διακοπήν του ρεύματος, ό συντελεστής αυτεπαγωγής του πηνίου και ή ισχύς του έξ αυτεπαγωγής άναπτυσσομένου ρεύματος.

### Ήλεκτρικαί μηχαναί

**190.** Εις μίαν γεννήτριαν συνεχούς ρεύματος τό τύμπανον του έπαγωγίμου φέρει 200 εϋθύγραμμα σύρματα και εκτελεῖ 1200 στροφάς κατά λεπτόν. Η μεγίστη μαγνητική ροή του ήλεκτρομαγνητικού είναι 2·10<sup>6</sup> Mx. Πόση είναι ή ήλεκτρεγερτική δύναμις της μηχανής;

**191.** Μία γεννήτρια συνεχούς ρεύματος έχει ήλεκτρεγερτικήν δύναμιν 300 V, έσωτερικήν αντίστασιν 0,5 Ω και ταχύτητα περιστροφής 1500 στροφάς κατά λεπτόν. Η γεννήτρια αϋτη συνδέεται με άλλην όμοίαν μηχανήν, ή οποια λειτουργεί ως κινήτηρ οϋτος εκτελεῖ 1200 στροφάς κατά λεπτόν. Οί άγωγοί της συνδέσεως των δύο μηχανών έχουν αντίστασιν 4 Ω. Πόση είναι ή ισχύς εκόστης μηχανής και πόση ισχύς χάνεται υπό μορφήν θερμότητος επί της γραμμής και έντός εκάστης μηχανής;

**192.** Μία γεννήτρια συνεχούς ρεύματος έχει ήλεκτρεγερτικήν δύναμιν 120 V και έσωτερικήν αντίστασιν 1 Ω. Πόση είναι ή μεγίστη δυνατή ισχύς, τήν όποιαν δύναται να προσφέρη εις τό έξωτερικόν κύκλωμα ή γεννήτρια αϋτη; Πόση είναι τότε ή απόδοσις της γεννητριάς;

**193.** Γεννήτρια έχει εις τούς πόλους της διαφοράν δυναμικου 120 V και στέλλει ρεύμα έντασεως 100 A εις κινητήρα ειδικόμενον μακράν της γεννητριάς. Πόση πρέπει να είναι ή αντίστασις της γραμμής, άν θέλωμεν να χρησιμοποιή ό κινητήρ τά 0,90 της ισχύος, τήν όποιαν παρέχει ή γεννήτρια εις τό έξωτερικόν κύκλωμα; Πόση είναι τότε ή διαφορά δυναμικου

**194.** Δύο δυναμοηλεκτρικά μηχαναί Α και Β έχουν αντίστασεις 30 Ω και 15 Ω, συνδέονται δὲ μεταξύ των μὲ ἀγωγούς, οἱ ὅποιοι ἔχουν ἀντίστασιν 5 Ω. Ἡ Α λειτουργεῖ ὡς γεννήτρια καὶ εἰς τοὺς πόλους τῆς ἡ τάσις εἶναι 120 V, ἡ δὲ Β λειτουργεῖ ὡς κινητῆρ καὶ εἰς τοὺς πόλους τῆς ἡ τάσις εἶναι 90 V. Πόση εἶναι ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῆς Α καὶ ἡ ἀντληκτρεγερτικὴ δύναμις τῆς Β;

**195.** Μία ὑδατοτόποις παρέχει ἰσχὺν 500k W εἰς γεννήτριαν ἔχουσαν ἀπόδοσιν 90%. Το ρεῦμα μεταφέρεται εἰς τὸν τόπον καταναλώσεως μὲ ἀγωγούς, ἔχοντας ἀντίστασιν 300 Ω. Πόση εἶναι ἡ βιομηχανικὴ ἀπόδοσις τῆς ἐγκαταστάσεως, ὅταν ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῆς γεννητριάς εἶναι 20 000 V καὶ ὅταν εἶναι 100 000 V;

**196.** Εἰς μίαν γεννήτριαν τὸ ἐπάγον παρεμβάλλεται κατὰ διακλάδωσιν εἰς τὸ κύκλωμα τὸ ἐπαγίμου. Ἡ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς ἀνέρχεται εἰς 94%. Αἱ ἐντὸς τῆς μηχανῆς ἀπώλειαι ἀναλύονται ὡς ἑξῆς: 3% ἐντὸς τοῦ ἐπαγωγίμου, 2% ἐντὸς τοῦ ἐπάγοντος καὶ 1% ὀφείλεται εἰς ὑστέρησιν καὶ ρεύματα τοῦ Foucault. Ἡ μηχανὴ αὐτὴ παρέχει εἰς τὸ ἐξωτερικὸν κύκλωμα ρεῦμα ἐντάσεως 80 A ὑπὸ τάσιν 200 V. Νὰ ὑπολογισθοῦν αἱ διάφοροι ἀπώλειαι, αἱ ἀντιστάσεις τοῦ ἐπαγωγίμου καὶ τοῦ ἐπάγοντος ὡς καὶ ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῆς μηχανῆς.

**197.** Μία γεννήτρια παρέχει ρεῦμα ἐντάσεως 11 A εἰς μίαν ἐξωτερικὴν ἀντίστασιν 10 Ω. Διπλασιάζομεν τὴν ἀντίστασιν αὐτὴν καὶ παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος γίνεται 6 A.—1) Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις καὶ ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις τῆς γεννητριάς.—2) Ἡ ἀνωτέρω γεννήτρια χρησιμοποιεῖται ἔπειτα διὰ τὴν κίνησιν ἐνὸς κινητῆρος. Ἡ ὀλικὴ ἀντίστασις εἶναι 10 Ω, ἡ δὲ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι 5 A. Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἰσχύς τοῦ κινητῆρος. Διὰ ποίαν τιμὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἡ ἰσχύς αὐτῆ ἔχει τὴν μεγαλυτέραν τιμὴν;

**198.** Κινητῆρ συνεχοῦς ρεύματος λειτουργεῖ ὑπὸ τάσιν 110 V, ἔχει ἀπόδοσιν 0,80 καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως 20 A. Τὰ σύρματα τὰ συνδέοντα τὸν κινητῆρα μὲ τὴν πηγὴν τοῦ ρεύματος ἔχουν ἀντίστασιν 1 Ω. Αἱ ἐντὸς τοῦ κινητῆρος ἀπώλειαι ὀφείλονται μόνον εἰς τὸ φαινόμενον τοῦ Joule. Πόση εἶναι ἡ ἰσχύς τοῦ κινητῆρος καὶ ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις αὐτοῦ;

**199.** Εἰς μίαν γεννήτριαν συνεχοῦς ρεύματος τὸ ἐπάγον συνδέεται ἐν παραλλήλω μὲ τὸ ἐπαγίμου. Τὸ ἐπαγίμου ἔχει ἀντίστασιν 0,5 Ω καὶ τὸ ἐπάγον ἔχει ἀντίστασιν 250 Ω. Ἡ γεννήτρια συνδέεται μὲ κινητῆρα ἔχοντα ἀντληκτρεγερτικὴν δύναμιν 126 V καὶ ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν 0,6 Ω. Τότε ἡ τάσις εἰς τοὺς πόλους τῆς γεννητριάς εἶναι 137 V. Νὰ εὐρεθοῦν: α) αἱ ἐντάσεις τῶν ρευμάτων, τὰ ὅποια διαρρέουν τὸ ἐπαγίμου, τὸ ἐπάγον καὶ τὸν κινητῆρα· β) ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις πού ἀναπτύσσεται ἐντὸς τοῦ ἐπαγωγίμου καὶ ὁ λόγος τῆς ἰσχύος τοῦ κινητῆρος πρὸς τὴν ἰσχὺν τῆς γεννητριάς.

**200.** Γεννήτρια συνεχοῦς ρεύματος ἔχει ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν 120 V καὶ ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν 1 Ω.—α) Νὰ εὐρεθῆ ἡ μέγιστη ἰσχύς, ἡ ὅποια δύναται νὰ διαπανθῆ εἰς τὸ ἐξωτερικὸν κύκλωμα καὶ ὁ λόγος τῆς ἰσχύος ταύτης πρὸς τὴν ἰσχὺν τῆς γεννητριάς. β) Ἡ ἀνωτέρω γεννήτρια τροφοδοτεῖ λαμπτήρας, λειτουργοῦντας ὑπὸ τάσιν 110 V· ἕκαστος λαμπτῆρ ἔχει κατὰ τὴν λειτουργίαν του ἀντίστασιν 440 Ω. Πόσους λαμπτήρας δύναται νὰ τροφοδοτήσῃ ἡ γεννήτρια; Αἱ λοιπαὶ ἀντιστάσεις τοῦ κυκλώματος παραλείπονται.

**201.** Μεταξὺ δύο σημείων Α καὶ Β ἐνὸς κυκλώματος συνεχοῦς ρεύματος διατηρεῖται σταθερὰ τάσις 600 V. Τὰ σημεία Α καὶ Β συνδέονται μὲ τὸ ἐπαγίμου μιᾶς γεννητριάς συνεχοῦς ρεύματος. Τὰ χρησιμοποιηθέντα διὰ τὴν σύνδεσιν σύρματα ἔχουν ἀντίστασιν 0,40 Ω, τὸ δὲ ἐπάγον τῆς μηχανῆς διεγείρεται ἀνεξαρτήτως τοῦ ἐπαγωγίμου μὲ τὴν βοήθειαν μιᾶς πηγῆς ρεύματος, ἡ ὅποια ἔχει σταθερὰν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν. Τὸ ἐπαγίμου ἔχει ἀντίστασιν 0,6 Ω καὶ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως 100 A.—α) Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἰσχύς ἡ ὅποια προσφέρεται εἰς τὸ ἐπαγίμου τοῦ ἀνωτέρω κινητῆρος, ἡ τάσις εἰς τοὺς πόλους του καὶ ἡ ἀντληκτρεγερτικὴ δύναμις αὐτοῦ.—β) Ἐὰν ἡ ταχύτης περιστροφῆς τοῦ κινητῆρος γίνῃ ἰση μὲ τὰ 8/10 τῆς ταχύτητος, τὴν ὁποίαν εἶχεν ἀνωτέρω, πόση θὰ γίνῃ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος τὸ ὅποτον διαρρέει τὸν κινητῆρα;

**202.** Δύο δυναμοηλεκτρικά μηχαναί Α και Α' έχουν αντίστοιχως αντίστασεις  $R = 20 \Omega$  και  $R' = 10 \Omega$ , συνδέονται δὲ μεταξύ των δι' ἀγωγῶν οἱ ὁποῖοι ἔχουν ἀντίστασιν  $R'' = 5 \Omega$ . Ἡ πρώτη λειτουργεῖ ὡς γεννήτρια καὶ παρουσιάζει μεταξύ τῶν πόλων της διαφορὰν δυναμικοῦ 120 V, ἡ δὲ δευτέρα λειτουργεῖ ὡς ἀποδέκτης καὶ παρουσιάζει μεταξύ τῶν πόλων της διαφορὰν δυναμικοῦ 90 V. Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις Ε τῆς Α καὶ ἡ ἀντηλεκτρεγερτικὴ δύναμις Ε' τῆς Α'.

**203.** Ὁ θάλαμος ἐνὸς ἀνελκυστήρος, ὅταν εἰναι κενός, ἔχει βάρους 100 kgf\* καὶ κινεῖται μὲ τὴν βοήθειαν κινητήρος, τοῦ ὁποῖου τὸ ἐπάγον συνδέεται ἐν παραλλήλῳ μὲ τὸ ἐπαγωγίμον. Ἡ ἀντίστασις τοῦ ἐπάγοντος εἶναι 200  $\Omega$ , τοῦ δὲ ἐπαγωγίμου εἶναι 0,2  $\Omega$ . Ἡ ἀπόδοσις τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι 80 % καὶ διατηρεῖται σταθερά, εἴτε ὁ θάλαμος εἶναι κενός, εἴτε φέρει φορτίον. Ἡ τάσις τοῦ ρεύματος εἶναι 100 V καὶ ὁ κενός θάλαμος ἀνέρχεται μὲ ταχύτητα 1 m/sec. Νὰ εὐρεθῆ μὲ πόσην ταχύτητα ἀνέρχεται ὁ θάλαμος, ὅταν ἐντὸς αὐτοῦ εὐρίσκωνται 4 ἄτομα, ἔχοντα συνολικὸν βάρους 300 kgf\*.

**204.** Εἰς τὴν πόλιν ἐνὸς ἀνελκυστήρος συνεχοῦς ρεύματος διατηρεῖται σταθερά τάσις 110 V. Ὁ κινητὴρ διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως 0,8 A καὶ χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν λειτουργίαν ἀντλίας, ἡ ὁποία ἔχει ἀπόδοσιν 90 % καὶ ἀνυψώνει ὕδωρ ἀπὸ βάθος 7,5 m ἢ παροχὴ τῆς ἀντλίας εἶναι 56 λίτρα ὕδατος κατὰ λεπτόν.—α) Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἰσχύς τοῦ κινητήρος, ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις αὐτοῦ ὡς καὶ ἡ ἀντηλεκτρεγερτικὴ δύναμις αὐτοῦ. β) Πόση ποσότης θερμότητος ἀναπτύσσεται ἐντὸς τοῦ κινητήρος εἰς χρόνον 5 min; Πόση γίνεται αὕτη ἡ ποσότης θερμότητος, ἐὰν λόγφ βλάβης τῆς ἀντλίας ὁ κινητὴρ παύσῃ νὰ στρέφεται;

**205.** Κινητὴρ συνεχοῦς ρεύματος ἔχει ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν 2  $\Omega$  καὶ λειτουργεῖ ὑπὸ τάσιν 110 V. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸν κινητήρα, ὅταν ὁ κινητὴρ παρέχῃ κατ' ὄραν ὠφέλιμον ἔργον ἴσον μὲ 3240 kWh; Ἄν εὐρεθοῦν περισσότεραι τιμαὶ τῆς ἐντάσεως, νὰ καθορισθῆ ποία ἐξ αὐτῶν ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν μεγαλύτεραν ἀπόδοσιν τοῦ κινητήρος. Ποία εἶναι ἡ μεγίστη ὠφέλιμος ἰσχύς, τὴν ὁποίαν δύναμεθα νὰ ζητήσωμεν ἀπὸ τὸν κινητήρα;

### Ἐναλλασσόμενον ρεῦμα

**206.** Ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ἔχει πλάτος τάσεως 86 V καὶ πλάτος ἐντάσεως 32 A. Πόση εἶναι ἡ ἐνεργὸς τάσις καὶ ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος;

**207.** Ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ἔχει πλάτος ἐντάσεως 10 A. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις ρεύματος, ὅταν ἡ φάσις αὐτοῦ ( $\omega t$ ) λαμβάνῃ τὰς τιμὰς 30° ἢ 60°;

**208.** Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις ἐναλλασσομένου ρεύματος εἶναι 7,07 A. Πόσον εἶναι τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος;

**209.** Ἐναλλασσόμενον ρεῦμα διαρρέει ὀμικὴν ἀντίστασιν 5  $\Omega$  καὶ εἶναι βυθισμένον ἐντὸς θερμοδομέτρου ἔχοντος θερμοχωρητικότητα 1000 cal/grad. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμοδομέτρου ὑψώνεται κατὰ 10° C ἐντὸς 1 λεπτοῦ. Πόση εἶναι ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος;

**210.** Εἰς τὸ ἔνα ἄκρον Α σύρματος ΑΒ φθάνει συνεχὲς ρεῦμα σταθερᾶς ἐντάσεως  $I_0 = 3$  A καὶ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ἔχον ἐνεργὸν ἔντασιν  $I_0 = 4$  A. Πόση εἶναι ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ συνισταμένου ρεύματος, τὸ ὁποῖον προκύπτει ἐκ τῆς προσθέσεως τῶν δύο ρευμάτων;

**211.** Λαμπτήρ διὰ πυρακτώσεως ἔχει ἔντασιν 25 κηρίων, ἀντίστασιν 440  $\Omega$  καὶ τροφοδοτεῖται μὲ ἐναλλασσόμενον ρεῦμα ἔχον ἐνεργὸν τάσιν 110 V. Πόση εἶναι ἡ μεγίστη ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὸν λαμπτήρα καὶ πόση εἶναι ἡ καταναλισκόμενη ἰσχύς κατὰ κηρίον;

**212.** Ἐνα πηνίον ἔχει ὀμικὴν ἀντίστασιν 10  $\Omega$  καὶ συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς 2 H. Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πηνίου ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις 220 V. Ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι 60 Hz. Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος καὶ τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως.

**213.** Είς ένα κύκλωμα συνδέονται κατά σειράν ώμικη αντίστασις 25 Ω και πυκνωτής χωρητικότητας 30 μF. Είς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις 220 V. Ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι 60 Hz. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος καὶ ἡ διαφορὰ φάσεως μεταξύ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.

**214.** Είς ένα κύκλωμα συνδέονται κατά σειράν ἕνα πηνίον, ἔχον συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς 0,8 H, καὶ ἕνας πυκνωτής, ἔχον χωρητικότητά 8 μF. Ἡ ὀμικὴ ἀντίστασις τοῦ πηνίου εἶναι 50 Ω. Είς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις 220 V, ἡ δὲ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι 60 Hz. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος ἢ χρησιμοποιουμένη ἐπὶ τοῦ κυκλώματος ἰσχύς.

**215.** Είς ένα κύκλωμα συνδέονται κατά σειράν πηνίον Π καὶ ὀμικὴ ἀντίστασις  $R = 11 \Omega$ . Τὸ πηνίον ἔχει ὀμικὴν ἀντίστασιν 5 Ω καὶ συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς  $\frac{1}{10\pi}$  H. Είς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις 100 V, ἡ δὲ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι 60 Hz.—1) Πόση εἶναι ἡ ἐνεργὸς τάσις εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πηνίου Π καὶ εἰς τὰ ἄκρα τῆς ἀντιστάσεως R;—2) Νὰ δειχθῇ πῶς αἱ δύο αὐταὶ τάσεις δίδουν τὴν ἐνεργὸν τάσιν 100 V.

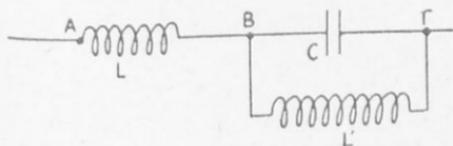
**216.** Είς ένα κύκλωμα συνδέονται κατά σειράν πηνίον καὶ πυκνωτής χωρητικότητος  $\frac{1}{240\pi}$  F. Τὸ πηνίον ἔχει ὀμικὴν ἀντίστασιν 3 Ω καὶ συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς  $\frac{1}{20\pi}$  H. Ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι 60 Hz. Είς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις 100 V.—1) Πόση εἶναι ἡ ἐνεργὸς τάσις εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πηνίου καὶ εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πυκνωτοῦ; Πόση εἶναι ἡ διαφορὰ φάσεως μεταξύ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως;—2) Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος, διὰ νὰ ἔχωμεν τὴν μεγίστην ἐνεργὸν ἔντασιν;

**217.** Είς τὰ ἄκρα ἑνὸς πηνίου ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις 48 V. Τὸ ρεῦμα ἔχει συχνότητα 50 Hz, ἡ δὲ ὀμικὴ ἀντίστασις τοῦ πηνίου εἶναι 3 Ω. Τότε ἐντὸς τοῦ πηνίου κυκλοφορεῖ ρεῦμα ἔχον ἐνεργὸν ἔντασιν 6 A. Νὰ εὑρεθῇ ἡ τιμὴ τοῦ συντελεστοῦ αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου.

**218.** Ἐναλλασσόμενον ρεῦμα συχνότητος 60 Hz ἔχει ἐνεργὸν ἔντασιν 1/10 A καὶ διαρρέει πηνίον, τὸ ὅποιον ἔχει ὀμικὴν ἀντίστασιν 1/40 Ω καὶ συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς 0,002 H.—1) Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἐνεργὸς τάσις ἢ ἐφαρμοζομένη εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πηνίου.—2) Πόση εἶναι ἡ διαφορὰ φάσεως μεταξύ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος καὶ τῆς τάσεως;

**219.** Ἐνα πηνίον ἔχει ὀμικὴν ἀντίστασιν 10 Ω καὶ συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς 0,25 H. Είς τὰ ἄκρα τοῦ πηνίου ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις 125 V. Ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι 50 Hz. Νὰ εὑρεθῇ: α) ἡ ἐνεργὸς ἔντασις καὶ ἡ ἰσχύς τοῦ ρεύματος; β) ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ ὃ ὅποιος πρέπει νὰ συνδεθῇ κατά σειράν μὲ τὸ πηνίον, διὰ νὰ ὑπάρξῃ συντονισμός, καὶ ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην.

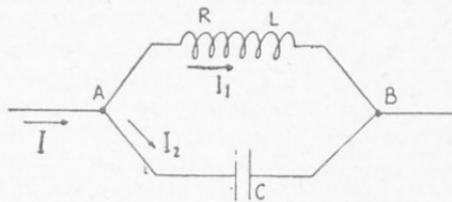
**220.** Μεταξὺ τῶν σημείων Α καὶ Γ ἑνὸς κυκλώματος (σχ. 14) ὑπάρχει πηνίον ἔχον συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς L καὶ μία διακλάδωσις ἀποτελουμένη ἀπὸ πυκνωτὴν χωρητικότητος C καὶ ἀπὸ πηνίον ἔχον συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς L'.



Σχ. 14.

αὐτὸς C καὶ ἀπὸ πηνίον ἔχον συντελεστήν αὐτεπαγωγῆς L'. Αἱ ὀμικαὶ ἀντιστάσεις τῶν δύο πηνίων εἶναι ἀσήμαντοι. Μεταξὺ τῶν σημείων Α καὶ Β ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις  $U_e$ .—1) Νὰ δειχθῇ ὅτι, ἐὰν τὸ πηνίον L καὶ ὁ πυκνωτὴς εὐρίσκονται εἰς συντονισμόν, ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ἐντὸς τοῦ πηνίου L εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς τιμῆς τοῦ L'.—2) Ἐὰν εἶναι  $L = 1$  H,  $U_e = 80$  V,  $\omega = 5000$ , νὰ ὑπολογισθῇ ἡ χωρητικότης C τοῦ πυκνωτοῦ καὶ ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος ἐντὸς τοῦ πηνίου L'.

**221.** Μεταξύ δύο σημείων Α και Β ενός κυκλώματος (σχ. 15) υπάρχει διακλάδωσις αποτελούμενη από ένα πηνίον, ἔχον ὠμικὴν ἀντίστασιν R καὶ συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς L, καὶ ἀπὸ ἑνα πυκνωτὴν χωρητικότητος C. Νὰ εὐρεθῆ; α) ἡ σύνθετος ἀντίστασις τῆς διακλάδωσης καὶ ἡ διαφορὰ φάσεως μεταξὺ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως β) ποίαν τιμὴν πρέπει νὰ ἔχη ἡ ἀντίστασις R συναρτήσει τῶν C, L καὶ  $\omega$ , ὥστε ὁλόκληρος ἡ διακλάδωσις νὰ εἶναι ἰσοδύναμος μὲ ἀπλὴν ἀντίστασιν.



Σχ. 15.

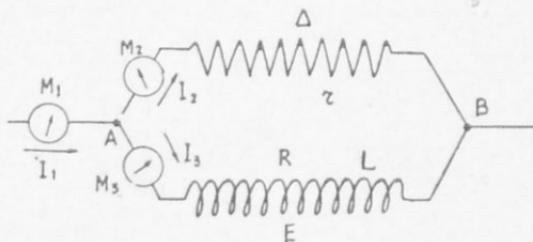
**222.** Ἡ ἔντασις ἐνὸς ἐναλλασσομένου ρεύματος καθορίζεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν  $I = 2 \eta \mu 500 t$ . Τὸ ρεῦμα διαρρέει κύκλωμα ἀποτελούμενον: α) ἀπὸ ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R = 10 \Omega$ ; β) ἀπὸ πηνίον ἔχον συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς  $L = 1 \text{ H}$  καὶ ἀσήμαντον ὠμικὴν ἀντίστασιν; γ) ἀπὸ πυκνωτὴν χωρητικότητος  $C = 4 \mu\text{F}$ .—1) Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἐνεργὸς ἔντασις καὶ ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος, ὡς καὶ ἡ ἰσχύς ἢ μετατρεπομένη εἰς θερμότητα ἐντὸς τῆς ἀντίστασεως R.—2) Νὰ ὑπολογισθῆ ἡ ἐνεργὸς τάσις εἰς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος.

**223.** Εἰς τὰ ἄκρα ἐνὸς πηνίου ἐφαρμόζεται συνεχὴς τάσις 120 V· τότε τὸ πηνίον διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως 0,24 A. Τὸ αὐτὸ πηνίον τίθεται εἰς κύκλωμα ἐναλλασσομένου ρεύματος. Ὅταν εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πηνίου ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις 110 V, τότε τὸ ρεῦμα ἔχει ἐνεργὸν ἔντασιν 0,20 A. Νὰ εὐρεθῆ ὁ συντελεστὴς ἰσχύος τοῦ κυκλώματος.

**224.** Ἐνα κύκλωμα ἀποτελεῖται ἀπὸ πυκνωτὴν, χωρητικότητος C, συνδεδεμένον κατὰ σειρὰν μὲ πηνίον τὸ ὁποῖον ἔχει ὠμικὴν ἀντίστασιν R καὶ συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς L. Καλοῦμεν  $U_e$  τὴν ἐνεργὸν τάσιν εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ὅλου κυκλώματος,  $U_1$  καὶ  $U_2$  ἀντιστοίχως τὴν ἐνεργὸν τάσιν εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πυκνωτοῦ καὶ τοῦ πηνίου.—1) Νὰ σχηματισθῆ τὸ ἀνυσματικὸν διάγραμμα τῶν τάσεων  $U_e$ ,  $U_1$  καὶ  $U_2$ .—2) Δίδεται ὅτι εἶναι:  $U_e = 100 \text{ V}$ ,  $R = 10 \Omega$  καὶ ὅτι ἡ μὲν συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι 50 Hz, ἡ δὲ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος εἶναι  $I_e = 8,66 \text{ A}$ . Νὰ εὐρεθῆ ἡ διαφορὰ φάσεως μεταξὺ τῆς τάσεως καὶ τῆς ἐντάσεως.

**225.** Ἐνα κύκλωμα ἀποτελεῖται ἀπὸ πυκνωτὴν, χωρητικότητος C, συνδεδεμένον κατὰ σειρὰν μὲ πηνίον, τὸ ὁποῖον ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς L καὶ ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R = 10 \Omega$ . Τὸ ρεῦμα ἔχει συχνότητα 50 Hz. Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις  $U_e = 100 \text{ V}$ , ἡ δὲ ἐνεργὸς ἔντασις εἶναι  $I_e = 8,66 \text{ A}$ . Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πυκνωτοῦ καὶ τοῦ πηνίου ἐφαρμόζεται ἀντιστοίχως ἐνεργὸς τάσις  $U_1$  καὶ  $U_2$ . Αἱ τιμαὶ τῶν L καὶ C ἐκλέγονται οὕτως, ὥστε αἱ ἐνεργοὶ τάσεις  $U_1$  καὶ  $U_2$  νὰ ἔχουν τὴν αὐτὴν τιμὴν. Νὰ σχηματισθῆ τὸ διάγραμμα τῶν τάσεων  $U_e$ ,  $U_1$  καὶ  $U_2$ , καὶ νὰ ὑπολογισθοῦν αἱ τιμαὶ τῶν  $U_1$ ,  $U_2$ , L καὶ C.

**226.** Μεταξὺ τῶν σημείων Α καὶ Β ἐνὸς κυκλώματος ἐναλλασσομένου ρεύματος, συχνότητος 50 Hz, συνδέονται ἐν παραλλήλῳ δύο ἀγωγοὶ ΑΔΒ καὶ ΑΕΒ (σχ. 16) Ὁ ἀγωγὸς ΑΔΒ ἔχει μόνον ὠμικὴν ἀντίστασιν  $r = 10 \Omega$ , ὁ δὲ ἀγωγὸς ΑΕΒ ἔχει ὠμικὴν ἀντίστασιν R καὶ συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς L. Εἰς τὰ σημεῖα Α καὶ Β ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις  $U_e = 100 \text{ V}$ , ἡ δὲ τάσις τοῦ ρεύματος καθορίζεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:



Σχ. 16.

$U = U_e \cdot \text{συν } \omega t$ . Εἰς ἕκαστον τμήμα τοῦ κυκλώματος ὑπάρχει ἀσπιδιὸν ἀμπερομέτρου.

Νά εὐρεθῆ: α) ἡ ἐνεργὸς ἔντασις  $I_2$  τὴν ὁποίαν θὰ σημειώῃ τὸ ἀμπερόμετρον  $M_2$  καὶ νά δοθῆ ἡ ἐξίσωσις τῆς στιγμιαίας ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, τὸ ὅποιον διαρρέει τὸν ἀγωγὸν ΑΔΒ· β) νά γραφῆ ἡ ἐξίσωσις διὰ τὴν στιγμιαίαν ἔντασιν  $i_2$  τοῦ ρεύματος τὸ ὅποιον διαρρέει τὸν ἀγωγὸν ΑΔΒ.

**227.** Εἰς τὸ ἀνωτέρω πρόβλημα 226, τὰ ἀμπερόμετρα  $M_2$  καὶ  $M_3$  σημειώουσι τὴν αὐτὴν ἐνδειξιν, τὴν ὁποίαν εὐρομεν δι' ὑπολογισμοῦ, ἐνῶ τὸ ἀμπερόμετρον  $M_1$  σημειώνει ἐνεργὸν ἔντασιν  $I_1 = 10\sqrt{3}$  Α.—1) Νά εὐρεθῆ τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως  $I_a, I_b, I_\gamma$  τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα διέρχονται ἀντιστοίχως διὰ τῶν ἀμπερομέτρων  $M_1, M_2, M_3$ .—2) Νά ἐκφραστοῦν αἱ ἐξισώσεις τῶν στιγμιαίων ἐντάσεων:

$$i_1 = I_a \cdot \text{συν}(\omega t - \theta) \quad i_2 = I_\gamma \cdot \text{συν}(\omega t - \phi)$$

τῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα διέρχονται διὰ τῶν ἀμπερομέτρων  $M_1, M_2$  καὶ νά ὑπολογισθοῦν αἱ διαφοραὶ φάσεις  $\theta$  καὶ  $\phi$ .—3) Νά εὐρεθῆ ἡ ὠμικὴ ἀντίστασις  $R$  καὶ ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς  $L$  τοῦ ἀγωγοῦ ΑΕΒ.

**228.** Μία γραμμὴ ἔχει ἀντίστασιν  $R = 2 \Omega$  καὶ χρησιμεύει διὰ τὴν μεταφορὰν ἐναλλασσομένου ρεύματος, συχνότητος 50 Hz, εἰς ἓνα μετρητὴν ἡλεκτρικῆς ἐνεργείας. Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ μετρητοῦ ἐφαρμόζεται σταθερὰ ἐνεργὸς τάσις 120 V.—1) Μετὰ τὸν μετρητὴν τοποθετεῖται ἡλεκτρικὴ θερμάστρα, ἡ ὁποία ἔχει μόνον ὠμικὴν ἀντίστασιν. Διὰ λειτουργίαν τῆς θερμάστρας ἐπὶ 5 ὥρας, ὁ μετρητὴς δεικνύει κατανάλωσιν ἴσην μὲ 6 kWh. Νά εὐρεθῆ ἡ ἐνεργὸς ἔντασις τοῦ ρεύματος, τὸ ὅποιον διαρρέει τὴν γραμμὴν καὶ ἡ ἐπ' αὐτῆς ἀπώλεια ἐνεργείας (εἰς kWh) κατὰ τὰς 5 αὐτὰς ὥρας.—2) Ἀντικαθιστῶμεν τὴν θερμάστραν μὲ ἓνα κινητῆρα ἔχοντα συντελεστὴν ἰσχύος  $\text{συν}\phi = 0,80$ . Νά εὐρεθοῦν ὄσα στοιχεῖα ζητοῦνται εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, ἐάν ἐντὸς 5 ὥρων ἡ κατανάλωσις ἐνεργείας εἶναι πάλιν ἴση μὲ 6 kWh.

**229.** Ἐνας μονοφασικὸς ἐναλλακτῆρ ἔχει 4 βορείους πόλους, οἱ ὅποιοι ἐναλλάσσονται μὲ 4 νοτίους πόλους. Ἡ ἐναλλακτικὴ ἀντίστασις καὶ ἡ αὐτεπαγωγὴ τοῦ ἐναλλακτῆρος εἶναι ἀσήμαντοι. Εἰς τοὺς πόλους τοῦ ἐναλλακτῆρος δημιουργεῖται ἐνεργὸς τάσις 120 V. Ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι 50 Hz.—1) Νά γραφῆ ἡ ἐξίσωσις τῆς στιγμιαίας τάσεως καὶ νά εὐρεθῆ πόσας στροφὰς κατὰ λεπτὸν ἐκτελεῖ τὸ στρεφόμενον ἐπάγον τοῦ ἐναλλακτῆρος.—2) Οἱ πόλοι τοῦ ἐναλλακτῆρος συνδέονται μὲ κύκλωμα, τὸ ὅποιον ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R = 100 \Omega$  καὶ ἀπὸ ἓνα πηνίου, ἔχον ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R' = 20 \Omega$  καὶ συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς  $L$ . Εἰς τὰ ἄκρα τῆς ἀντιστάσεως  $R$  ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις 50 V. Νά εὐρεθῆ ἡ ἐνεργὸς τάσις εἰς τὰ ἄκρα τοῦ πηνίου καὶ ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου.—3) Νά εὐρεθῆ ἡ ἰσὺς τὴν ὁποίαν παρέχει ὁ ἐναλλακτῆρ καὶ ὁ συντελεστὴς ἰσχύος. Δυνάμεθα νά αὐξήσωμεν τὴν ἰσὺν, ἀν προσθέσωμεν εἰς τὸ κύκλωμα ἓνα πυκνωτὴν; Πόση πρέπει νά εἶναι ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ καὶ καὶ πόση θὰ εἶναι ἡ μεγίστη ἰσὺς;

**230.** Ἐνα τριφασικὸν ρεῦμα συχνότητος 40 Hz τροφοδοτεῖ ὑπὸ τάσιν 110 V κινητῆρα μὲ στρεφόμενον μαγνητικὸν πεδίου. Ἐκαστον πηνίου ἔχει ἀντίστασιν 1  $\Omega$  καὶ συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς 0,003 H, διαρρέεται δὲ ἀπὸ ρεῦμα τὸ ὅποιον ἔχει ἐνεργὸν ἔντασιν 5 Α. Νά εὐρεθῆ ὁ συντελεστὴς ἰσχύος τοῦ κινητῆρος. Πόση εἶναι ἡ διαθέσιμος μηχανικὴ ἰσὺς, ἀν ἡ ἀπόδοσις τοῦ κινητῆρος εἶναι 60 %;

**231.** Ἐνα κύκλωμα ἀποτελεῖται ἀπὸ ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R = 100 \Omega$  καὶ ἀπὸ ἓνα πηνίου, ἔχον ὠμικὴν ἀντίστασιν  $R' = 20 \Omega$  καὶ συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς  $L = 0,66$  H. Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος ἐφαρμόζεται ἐνεργὸς τάσις 120 V. Ἡ συχνότης τοῦ ρεύματος εἶναι 50 Hz. Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ κυκλώματος ἐφαρμόζεται ἔπειτα συνεχῆς τάσις 220 V. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος καὶ ἡ ἰσὺς εἰς τὰς δύο περιπτώσεις;

### Μετασχηματιστὰ

**232.** Θέλομεν νά ὑποβιβάσωμεν τὴν ἐνεργὸν τάσιν τοῦ ρεύματος ἀπὸ 220 V εἰς 5 V. Ἐάν τὸ δευτερεῖον πηνίου τοῦ μετασχηματιστοῦ ἔχη 10 σπείρας, πόσας σπείρας πρέπει νά ἔχη τὸ πρωτεῖον πηνίου;

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

κύκλωμα ρεύμα έντάσεως 2 A επί 25 ώρας. Πόση μάζα ψευδαργύρου δαπανάται κατά τόν χρόνον τούτον; 'Ατομικόν βάρος ψευδαργύρου 66, σθένος 2.

**250.** Έχομεν 12 όμοια στοιχεία έκαστον τών όποίων έχει ηλεκτρεγερτική δύναμιν 1,4 V και έσωτερικήν αντίστασιν 0,8 Ω.—1) Νά εύρεθῆ πώς πρέπει νά συνδέσωμεν τά στοιχεία, ώστε έντός του έξωτερικού άγωγού, ό όποιος έχει αντίστασιν 0,6 Ω, νά έχωμεν τήν μεγίστην δυνατήν έντασιν του ρεύματος. Πόση είναι ή ένταση αύτή;—2) Πόση είναι ή διαφορά δυναμικού μεταξύ τών δύο πόλων τῆς στήλης, όταν τό κύκλωμα είναι κλειστόν;—3) Οί άρνητικοί πόλοι τών στοιχείων είναι από ψευδάργυρον. Πόσον βάρος ψευδαργύρου δαπανάται κατά λεπτόν έντός έκάστου στοιχείου; 'Ατομικόν βάρος ψευδαργύρου 65, σθένος 2.

**251.** 'Από τό φαινόμενον τῆς ηλεκτρολύσεως είναι γνωστόν ότι τό ιόν του ύδρογόνου φέρει επ' αυτού φορτίον ηλεκτρισμού  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Cb και ότι κατά τήν διέλευσιν 96 540 Cb διά του βολταμέτρου ελευθερώνεται εις τήν κάθοδον 1 gr ύδρογόνου. Νά εύρεθῆ ό αριθμός τών λιόμων ύδρογόνου τά όποία υπό κανονικάς συνθήκας περιέχονται εις 1 cm<sup>3</sup> ύδρογόνου καθώς και ή μέση απόστασις μεταξύ τών ατόμων τούτων. Σχετική πυκνότης του ύδρογόνου:  $\delta = 0,0692$ . πυκνότης του άέρος υπό κανονικάς συνθήκας:  $d = 1,293$  gr/dm<sup>3</sup>.

**252.** Μία συστοιχία συσσωρευτών αποτελείται από 20 συσσωρευτάς συνδεδεμένους κατά σειράν. Έκαστος συσσωρευτής έχει άντηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 2,2 V και άσήμαντον αντίστασιν. Διά τήν φόρτισιν τῆς συστοιχίας χρησιμοποιείται μία γεννήτρια, έχουσα ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 100 V και έσωτερικήν αντίστασιν 1 Ω. Κατά τήν φόρτισιν ή ηλεκτρικότης έκάστου συσσωρευτού είναι 60 άμπερώρια και τό ρεύμα έχει έντασιν 6 A.—1) Νά εύρεθῆ πόση αντίστασις πρέπει νά τεθῆ κατά σειράν εις τό κύκλωμα, πόσον χρόνον διαρκεί ή φόρτισις τῆς συστοιχίας και πόσον κοστίζει ή φόρτισις αύτη, εάν τό 1 kWh τιμᾶται 0,80 δραχμῆς;—2) Κατά τήν εκκένωσιν τῆς συστοιχίας έκαστος συσσωρευτής έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 1,9 V και ή απόδοσις εις ηλεκτρικόν φορτίον είναι 0,80. Πόσον κοστίζει τό 1 kWh, τό όποιον αποδίδει ή συστοιχία;

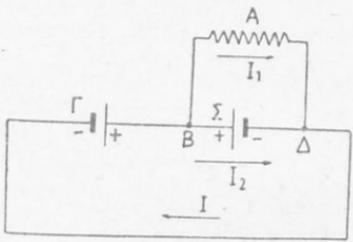
**253.** Μία γεννήτρια έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 5,4 V και έσωτερικήν αντίστασιν 0,5 Ω. Εις τό κύκλωμα τῆς στήλης παρεβάλλονται κατά σειράν δύο βολτάμετρα A και B. Τό A έχει ηλεκτροδία από χαλκόν, περιέχει διάλυμα θειϊκού χαλκού και έχει έσωτερικήν αντίστασιν 0,2 Ω. Τό B έχει ηλεκτροδία από σίδηρον, περιέχει διάλυμα καυστικού καλίου και έχει έσωτερικήν αντίστασιν 1,2 Ω. Τά άλλα μέρη του κυκλώματος έχουν άσήμαντον αντίστασιν. Εις τήν κάθοδον του βολταμέτρου B συλλέγονται έντός 20 λεπτῶν 278 cm<sup>3</sup> ύδρογόνου (υπό κανονικάς συνθήκας). Νά εύρεθούν: 'Η έντασις του ρεύματος, τό όποιον διαρρέει τό κύκλωμα, αί άντηλεκτρεγερτικά δυνάμεις τών βολταμέτρων, και ή μάζα του χαλκού, ή όποία αποτίθεται επί τῆς καθόδου του βολταμέτρου A έντός τών 20 λεπτῶν. 'Ατομικόν βάρος Cu 64, σθένος 2.

**254.** Έχομεν 10 στοιχεία Leclanché, έκαστον τών όποίων έχει έσωτερικήν αντίστασιν 1 Ω και ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 1,5 V. Συνδέομεν τά στοιχεία κατά σειράν, τούς δέ πόλους τῆς σχηματιζομένης στήλης τούς συνδέομεν με τά δύο ηλεκτροδία ενός βολταμέτρου, τό όποιον έχει άντηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 2 V και έσωτερικήν αντίστασιν 2 Ω. Τό βολτάμετρον περιέχει άραιόν διάλυμα όξέος. Έπειτα συνδέομεν τά στοιχεία άνά δύο και σχηματίζομεν 5 στήλας τας όποίας συνδέομεν παραλλήλως. Οί πόλοι τῆς σχηματιζομένης στήλης συνδέονται με τά δύο ηλεκτροδία του ίδιου βολταμέτρου. Νά εύρεθῆ εις έκάστην τών δύο άνωτέρω περιπτώσεων: α) ή έντασις του ρεύματος τό όποιον διαρρέει τό βολτάμετρον β) πόσος χρόνος άπαιτεῖται διά νά λάβωμεν 1 gr ύδρογόνου γ) πόση μάζα ψευδαργύρου δαπανάται κατά τόν χρόνον τούτον έντός όλων τών στοιχείων. 'Ατομικόν βάρος Zn 66.

**255.** Ένα κύκλωμα περιλαμβάνει τά εξής: α) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 1,4 V και αντίστασιν 3 Ω β) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω γ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω δ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω ε) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω ζ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω η) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω θ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω ι) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω κ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω λ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω μ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω ν) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω ξ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω ο) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω π) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω ρ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω σ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω τ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω υ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω φ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω χ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω ψ) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω ω) μίαν γεννήτριαν ή όποία έχει ηλεκτρεγερτικήν δύναμιν 3 V και αντίστασιν 3 Ω

διακλάδωσιν ἀποτελουμένη ἀπὸ δύο βολτάμετρα A καὶ B. Τὸ βολτάμετρον A ἔχει ἠλεκτροδία ἀπὸ χαλκὸν καὶ περιέχει διάλυμα θειϊκοῦ χαλκοῦ. Τὸ δὲ βολτάμετρον B ἔχει ἠλεκτροδία ἀπὸ ἄργυρον καὶ περιέχει διάλυμα νιτρικοῦ ἀργύρου. Ὅταν τὸ ρεῦμα διέλθῃ ἐπὶ μίαν ὥραν, ἐπὶ τῆς καθόδου τοῦ βολταμέτρου A ἀποτίθενται 0,750 gr χαλκοῦ, ἐνῶ κατὰ τὸν αὐτὸν χρόνον ἐπὶ τῆς καθόδου τοῦ βολταμέτρου B ἀποτίθενται 4,320 gr ἀργύρου (ἀτομικὰ βάρη Cu: 63,5 Ag: 108).—Νὰ εὑρεθοῦν: 1) Ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος τὸ ὁποῖον παρέχει ἡ γεννήτρια καὶ αἱ ἀντιτάσεις τῶν δύο βολταμέτρων.—2) Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ εἰς τοὺς δύο πόλους τῆς γεννητρίας, ἢ ἰσχύς τὴν ὁποίαν παρέχει ἡ γεννήτρια καὶ ἡ ἰσχύς ἡ ὁποία δαπανᾶται εἰς τὰ διάφορα τμήματα τοῦ κυκλώματος.

**256.** Εἰς τὸ κύκλωμα μιᾶς γεννητρίας Γ (σχ. 17), ἡ ὁποία ἔχει ἠλεκτρογεννητικὴν δύναμιν E Volt, τίθεται συσσωρευτὴς Σ, ὁ ὁποῖος ἔχει ἀντὶηλεκτρογεννητικὴν δύναμιν E' καὶ ἑσωτερικὴν ἀντίστασιν ρ. Ἡ ἀντίστασις τῆς γεννητρίας καὶ τῶν ἀγωγῶν τῆς συνδέσεως εἶναι R Ohm.—1) Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἔντασις τοῦ παραγομένου ρεύματος.—2) Μὲ τὰ ἄκρα τοῦ συσσωρευτοῦ συνδέεται κατὰ διακλάδωσιν ἄγωγος A, ὁ ὁποῖος ἔχει ἀντίστασιν r. Νὰ εὑρεθῇ ἡ νέα ἔντασις I τοῦ ρεύματος τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τῆς γεννητρίας καὶ αἱ ἐντάσεις I<sub>1</sub> καὶ I<sub>2</sub> τῶν ρευμάτων τὰ ὁποῖα διέρχονται διὰ τοῦ ἀγωγοῦ A καὶ διὰ τοῦ συσσωρευτοῦ. Νὰ προσδιορισθῇ ἡ τιμὴ τῆς ἀντιστάσεως r, διὰ τὴν ὁποίαν ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, τοῦ διερχομένου διὰ τοῦ συσσωρευτοῦ, εἶναι μηδέν. Ἐφαρμογή:



Σχ. 17.

$$E = 6,6 \text{ V} \quad R = 10 \text{ } \Omega \quad E' = 2,2 \text{ V} \quad \rho = 0.$$

**Ἀγωγιμότης τῶν ἀερίων καὶ ἀγωγιμότης εἰς τὸ κενόν**

**257.** Εἰς ἓνα καθοδικὸν σωλῆνα σχηματίζεται ρεῦμα ἐντάσεως 10 mA. Πόσα ἠλεκτρόνια φθάνουν εἰς τὴν ἄνοδον κατὰ δευτερόλεπτον;

**258.** Ἐνα ἠλεκτρόνιον ἐπιταχύνεται ὑπὸ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ὑπάρχει μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν πυκνωτοῦ. Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ εἶναι 12 V. Πόσῃν κινητικὴν ἐνέργειαν καὶ πόσῃν ταχύτητα ἀποκτᾷ τὸ ἠλεκτρόνιον;

**259.** Ἐνα πρωτόνιον ἐπιταχύνεται ὑπὸ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον δημιουργεῖται ἀπὸ διαφορὰν δυναμικοῦ 1 000 V. Πόσῃν ταχύτητα καὶ πόσῃν κινητικὴν ἐνέργειαν ἀποκτᾷ τὸ πρωτόνιον;

**260.** Ἐνα ἠλεκτρόνιον, κινούμενον μὲ ταχύτητα υ, εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ἐπικρατεῖ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν πυκνωτοῦ. Οἱ δύο ἔχουν μῆκος 10 cm. Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο ὀπλισμῶν εἶναι 4 cm, ἡ δὲ ἐφαρμοζομένη τάσις εἶναι 100 V. Τὸ ἠλεκτρόνιον εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ πεδίου καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς αὐτοῦ. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου τὸ ἠλεκτρόνιον ὑψίσταται ἔκτροπὴν ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν του διεύθυνσιν ἴσην μὲ 2 cm. Νὰ ἐξηγηθῇ τὸ φαινόμενον καὶ νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀρχικὴ ταχύτης τοῦ ἠλεκτρονίου.

**261.** Λεπτὴ δέσμη καθοδικῶν ἀκτίνων, διαδιδομένη εὐθυγράμμως, εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον ἐπικρατεῖ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν πυκνωτοῦ. Τὰ ἠλεκτρόνια τῆς δέσμης ἔχουν ταχύτητα 10<sup>9</sup> cm/sec καὶ ἡ διεύθυνσις τῆς δέσμης εἶναι παράλληλος πρὸς τοὺς δύο ὀπλισμούς. Οἱ ὀπλισμοὶ ἔχουν μῆκος 20 cm, ἡ δὲ ἐφαρμοζομένη τάσις εἶναι 600 V: Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἀπόστασις τῶν δύο ὀπλισμῶν, ὥστε ἡ καθοδικὴ δέσμη νὰ ὑποστῇ ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ πεδίου ἔκτροπὴν ἴσην μὲ 2 cm;

**262.** Λεπτὴ δέσμη καθοδικῶν ἀκτίνων διέρχεται μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν πυκνωτοῦ, οἱ ὁποῖοι ἔχουν μῆκος 1 cm. Ἡ διεύθυνσις τῆς δέσμης εἶναι παράλληλος πρὸς τοὺς ὀπλισμούς. Ὅπισθεν τοῦ πυκνωτοῦ καὶ εἰς ἀπόστασιν 30 cm ἀπὸ τὸν πυκνωτὴν ὑπάρχει φθο-

ρίζον επίπεδον Π. Όταν μεταξύ των δύο όπλισμών δέν ύπάρχει ήλεκτρικόν πεδίον, τότε ή δέση σχηματίζει φωτεινή κηλίδα εις ένα σημείον Α του φθορίζοντος επιπέδου. Όταν όμως μεταξύ των δύο όπλισμών ύπάρχει ήλεκτρικόν πεδίον έντάσεως  $E = 10^{10}$  C.G.S., τότε ή φωτεινή κηλίς σχηματίζεται εις ένα σημείον Β, τό όποιον άπέχει 5 cm από τό σημείον Α. Νά εύρεθί ή ταχύτης των ήλεκτρονίων τής δέσης.

**263.** Ένα ήλεκτρόνιον, κινούμενον με ταχύτητα  $6 \cdot 10^4$  km/sec, εισέρχεται έντός όμογενοϋ μαγνητικού πεδίου έντάσεως 150 Gauss. Η τροχιά του ήλεκτρονίου είναι κάθεται πός τας δυναμικάς γραμμάς του μαγνητικού πεδίου. Νά εύρεθί ή άκτίς τής κυκλικής τροχιάς, τήν όποιαν διαγράφει τό ήλεκτρόνιον.

**264.** Ένα ήλεκτρόνιον, κινούμενον έντός όμογενοϋ μαγνητικού έντάσεως 50 Gauss, διαγράφει κυκλικήν τροχιάν άκτίνοϋ 7,5 cm. Πόση είναι ή ταχύτης του ήλεκτρονίου;

**265.** Ένα ήλεκτρόνιον, κινούμενον έντός όμογενοϋ μαγνητικού πεδίου με ταχύτητα  $10^8$  km/sec, διαγράφει κυκλικήν τροχιάν άκτίνοϋ 1 cm. Πόση είναι ή έντασις του μαγνητικού πεδίου;

**266.** Ένα ήλεκτρόνιον επιταχύνεται έντός ήλεκτρικού πεδίου, υπό τήν επίδρασην μιās τάσεωϋ 50 V και έπειτα εισέρχεται έντός όμογενοϋ μαγνητικού πεδίου έντάσεωϋ 80 Gauss. Πόση είναι ή άκτίς τής κυκλικής τροχιάς, τήν όποιαν διαγράφει τό ήλεκτρόνιον;

**267.** Ένα θεϊκόν ίόν, φέρον έπ' αυτού ένα στοιχειώδες ήλεκτρικόν φορτίον, επιταχύνεται υπό ήλεκτρικού πεδίου και υπό διαφοράν δυναμικοϋ 120 V. Έπειτα εισέρχεται έντός όμογενοϋ μαγνητικού πεδίου, έντάσεωϋ 378 Gauss, όπου κινείται επί κυκλικής τροχιάς άκτίνοϋ 20 cm. Πόση είναι ή μάζα του ίόντοϋ;

**268.** Είς ένα καθοδικόν σωλήνα εφαρμόζεται τάσις 10 000 V. Πόσην ταχύτητα άποκοϋν τά ήλεκτρόνια των παραγομένων καθοδικών άκτίνοϋ;

**269.** Η άπόστασις των δύο όπλισμών ένόϋ επιπέδου πυκνωτοϋ είναι 4 cm, ή δέ μεταξύ αυτών ύπάρχουσα τάσις είναι 1 200 V. Ένα δευτερόνιον  $H^2$  φέρεται έντός του ήλεκτρικού πεδίου, τό όποιον έπικρατεί μεταξύ των όπλισμών του πυκνωτοϋ.—1) Πόση δύναμις ένεργεί επί του ίόντοϋ και πόσην επιτάχυνση άποκτí τό ίόν;—2) Πόσην κινητικήν ένεργειαν άποκτí τό ίόν, έάν τοϋτο διατρέξη όλόκληρον τήν άπόστασιν των δύο όπλισμών;

**270.** Πόση τάσις πρέπει να εφαρμοσθί εις ένα καθοδικόν σωλήνα, ώστε τά ήλεκτρόνια των παραγομένων καθοδικών άκτίνοϋ να έχουν ταχύτητα ίσην με τά 2/3 τής ταχύτητοϋ του φωτόϋ;

**271.** Πόση γίνεται ή μάζα του ήλεκτρονίου, όταν τοϋτο κινηται με ταχύτητα ίσην με 0,50, 0,90, 0,999 τής ταχύτητοϋ του φωτόϋ;

**272.** Έπεί μεταλλικήϋ πλακόϋ προσπίπτει άκτινοβολία, έχουσα μήκοϋ κύματοϋ 1 Å. Το έργον, τό άπαιτούμενον διά τήν άπόσπασιν του ήλεκτρονίου από τό άτομον, θεωρείται άσήμαντον. Πόση είναι ή κινητική ένεργεια των φωτοηλεκτρονίων;

**273.** Μία φωτεινή άκτινοβολία, έχουσα μήκοϋ κύματοϋ 4000 Å προσπίπτει επί μιās μεταλλικήϋ επιφανείαϋ. Αυτή εκπέμπει φωτοηλεκτρόνια, τά όποία έχουν ταχύτητα  $8 \cdot 10^7$  cm/sec. Πόσον είναι τό έλάχιστον μήκοϋ κύματοϋ, διά τό όποιον δύναται να παρατηρηθί έκπομπή ήλεκτρονίων;

**274.** Ένα μέταλλον άρχίζει να εκπέμπη ήλεκτρόνια, όταν επί του μετάλλου τουτοϋ προσπίπτη ή πρασίνη άκτινοβολία του όρατοϋ φωτόϋ, ή όποία έχει μήκοϋ κύματοϋ 5000 Å. Όταν επί του μετάλλου τουτου προσπίπτη ιώδη άκτινοβολία, έχουσα μήκοϋ κύματοϋ 4000 Å να εύρεθί: 1) Η κινητική ένεργεια των εκπεμπομένων φωτοηλεκτρονίων, και ή ταχύτης των φωτοηλεκτρονίων.—2) Το έργον τό όποιον άπαιτείται διά τήν άπόσπασιν του φωτοηλεκτρονίου από τό άτομον του μετάλλου.

**275.** Το νάτριον άρχίζει να εκπέμπη φωτοηλεκτρόνια, όταν ή προσπίπτουσα άκτινοβολία έχει μήκοϋ κύματοϋ 5830 Å, ενώ ο καλιόϋ άρχίζει να εκπέμπη φωτοηλεκτρόνια, όταν ή προσπίπτουσα άκτινοβολία έχει μήκοϋ κύματοϋ 8446 Å. Νά εύρεθί ή έντασις του ήλεκτρικού πεδίου, τό όποιον απαιτείται διά τήν άπόσπασιν των ήλεκτρονίων από τά άτομα των μετάλλων αυτών.

ὅταν τὸ μῆκος κύματος εἶναι 3000 Å. Πόσον εἶναι τὸ ἔργον ἐξαγωγῆς εἰς τὰ δύο μέταλλα καὶ πόσην ταχύτητα ἔχουν τὰ ἀποσπώμενα φωτοηλεκτρόνια, ὅταν καὶ ἐπὶ τῶν δύο τού-

των μετάλλων προσπίπτῃ ἀκτινοβολία ἔχουσα μῆκος κύματος 2500 Å;

**276.** Εἰς ἓνα σωλῆνα παραγωγῆς ἀκτίνων Röntgen ἐφαρμόζεται τάσις 200 000 V. Ἐὰν ὁλόκληρος ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ ηλεκτρονίου μεταβάλλεται εἰς ἓνα φωτόνιον ἀκτινοβολίας Röntgen, πόση εἶναι ἡ συχνότης καὶ τὸ μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας;

**277.** Εἰς ἓνα σωλῆνα παραγωγῆς ἀκτίνων Röntgen ἐφαρμόζεται τάσις 500 000 V. Πόσον εἶναι τὸ μῆκος κύματος τῆς παραγομένης ἀκτινοβολίας Röntgen;

**278.** Πόση τάσις πρέπει νὰ ἐφαρμόζεται εἰς ἓνα σωλῆνα παραγωγῆς ἀκτίνων Röntgen, διὰ νὰ ἔχῃ ἡ παραγομένη ἀκτινοβολία μῆκος κύματος 20 Å;

### Ήλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία.

**279.** Ἐνα κύκλωμα ταλαντώσεων ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓνα πυκνωτὴν, χωρητικότητος 1 μF καὶ ἀπὸ ἓνα πηνίον, τὸ ὁποῖον ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς 1 μH. Πόση εἶναι ἡ συχνότης τῶν παραγομένων ηλεκτρικῶν ταλαντώσεων;

**280.** Τὸ πηνίον ἐνὸς κυκλώματος ταλαντώσεων ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς 0,1 μH. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ τοῦ κυκλώματος, διὰ νὰ εἶναι ἡ συχνότης τῶν ηλεκτρικῶν ταλαντώσεων ἴση μὲ 1 MHz;

**281.** Ὁ πυκνωτὴς ἐνὸς κυκλώματος ταλαντώσεων ἔχει χωρητικότητα 0,2 μF. Πόσος πρέπει νὰ εἶναι ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου τοῦ κυκλώματος, διὰ νὰ εἶναι ἡ συχνότης τῶν ηλεκτρικῶν ταλαντώσεων ἴση μὲ 2 MHz;

**282.** Εἰς ἓνα κύκλωμα ταλαντώσεων τὸ πηνίον ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς 0,25 μH, ἡ δὲ συχνότης τῶν ηλεκτρικῶν ταλαντώσεων εἶναι 800 kHz. Πόση εἶναι ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ τοῦ κυκλώματος;

**283.** Ἐνα κύκλωμα ηλεκτρικῶν ταλαντώσεων ἔχει συχνότητα 200 kHz. Ἐὰν ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ εἶναι 2,5 μF, πόσος εἶναι ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου;

**284.** Νὰ εὑρεθῇ ἡ συχνότης τῶν ηλεκτρικῶν ταλαντώσεων εἰς ἓνα κύκλωμα ηλεκτρικῶν ταλαντώσεων, εἰς τὸ ὁποῖον ὁ πυκνωτὴς ἔχει χωρητικότητα 8 μF καὶ τὸ πηνίον ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς 8 μH.

**285.** Ἐνα κύκλωμα ηλεκτρικῶν ταλαντώσεων περιλαμβάνει πυκνωτὴν, χωρητικότητος 0,0594 μF καὶ ἓνα πηνίον· τοῦτο ἔχει μῆκος 10 cm καὶ ἀποτελεῖται ἀπὸ 10 σπειρας διαμέτρου 30 cm. Πόση εἶναι ἡ συχνότης τῶν ηλεκτρικῶν ταλαντώσεων; Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος, διὰ νὰ παύσῃ τοῦτο νὰ εἶναι κύκλωμα ταλαντώσεων;

**286.** Ἐνα κύκλωμα ταλαντώσεων περιλαμβάνει ἐπίπεδον πυκνωτὴν ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο μεταλλικὰς παραλλήλους πλάκας, μεταξὺ τῶν ὁποίων παρεβάλλεται στρώμα ἀέρος πάχους 2 mm· ἐκάστη πλάξ ἔχει ἐπιφάνειαν 4 dm<sup>2</sup>. Τὸ κύκλωμα περιλαμβάνει ἐπὶ πλέον καὶ πηνίον, χωρὶς πυρήνα ἐκ αἰθέρου, τὸ ὁποῖον ἔχει μῆκος 20 cm καὶ ἀποτελεῖται ἀπὸ 100 σπειρας, ἐκάστη τῶν ὁποίων ἔχει ἐπιφάνειαν 1 dm<sup>2</sup>. Νὰ εὑρεθῇ ἡ συχνότης τῶν ηλεκτρικῶν ταλαντώσεων τὰς ὁποίας παράγει τὸ κύκλωμα.

**287.** Ραδιοφωνικὸς σταθμὸς ἐκπέμπει εἰς μῆκος κύματος 30 m. Πόση εἶναι ἡ συχνότης τῆς ηλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας εἰς μεγακύκλους;

**288.** Ραδιοφωνικὸς σταθμὸς ἐκπέμπει εἰς συχνότητα 12 μεγακύκλων. Εἰς ποῖον μῆκος κύματος γίνονται αἱ ἐκπομπαὶ του;

**289.** Σταθμὸς ἐκπέμπει εἰς μῆκος κύματος 200 m. Εἰς πόσας περιόδους τὰ ηλεκτρομαγνητικὰ κύματα διαδίδονται εἰς ἀπόστασιν 80 km;

**290.** Διεγέρτης τοῦ Hertz ἀποτελεῖται ἀπὸ πηνίον, ἔχον συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς 1 μH. Ἐὰν ἐπιβληθῇ ἐπ' αὐτὸ ἑναρτάσις 100 V, πόσην ἐνέργειαν ἀποδίδει ἐκαστὴν δευτερόλεπτον;

γής  $L = \frac{1}{\pi \cdot 10^6}$  H και από πυκνωτήν χωρητικότητας  $C = \frac{1}{\pi \cdot 10^{10}}$  F. Πόσον είναι το μήκος κύματος και ή συχνότης των παραγομένων ηλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων;

### ΑΤΟΜΙΚΗ ΚΑΙ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

**291.** Πόση ἄπωση ἀναπτύσσεται μεταξὺ ἐνὸς ἀτομικοῦ πυρῆνος ἡλίου ( $Z=4$ ) καὶ ἐνὸς ἀτομικοῦ πυρῆνος ἀσβεστίου ( $Z=20$ ), ὅταν ἡ ἀπόστασις τῶν δύο τούτων πυρῶνων εἶναι  $1 \cdot 10^{-12}$  cm;

**292.** Νὰ εὐρεθῆ τὸ δυναμικὸν εἰς ἓνα σημεῖον B, τὸ ὅποιον ἀπέχει  $0,5 \cdot 10^{-8}$  cm ἀπὸ ἓνα πρωτόνιον, ἔχον θετικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Cb. Πόσῃν δυναμικῇ ἐνέργειαν ἔχει ἓνα ἠλεκτρόνιον, ὅταν εὐρίσκεται εἰς τὸ σημεῖον B;

**293.** Νὰ εὐρεθῆ τὸ δυναμικὸν εἰς ἓνα σημεῖον B, τὸ ὅποιον ἀπέχει  $5 \cdot 10^{12}$  cm ἀπὸ ἓνα ἀτομικὸν πυρῆνα, ἔχοντα ἀτομικὸν ἀριθμὸν  $Z=80$ . Πόσῃν δυναμικῇ ἐνέργειαν ἔχει ἓνας ἀτομικὸς πυρῆν ἡλίου ( $Z=2$ ), ὅταν εὐρίσκεται εἰς τὸ σημεῖον B;

**294.** Μὲ πόσῃν ταχύτητα κινεῖται τὸ ἠλεκτρόνιον τοῦ ἀτόμου ὕδρογόνου ἐπὶ τῆς θεμελιώδους κβαντικῆς τροχιάς, ἡ ὁποία ἔχει ἀκτίνα  $0,53 \cdot 10^{-8}$  cm;

**295.** Κατὰ τὴν διέγερσιν ἐνὸς ἀτόμου ἓνα ἠλεκτρόνιον αὐτοῦ μεταπηδᾷ ἀπὸ τὴν θεμελιώδη κβαντικὴν τροχίαν εἰς ἄλλην ἐξωτερικὴν κβαντικὴν τροχίαν καὶ ἡ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου αὐξάνεται κατὰ  $3,3 \cdot 10^{-12}$  erg. Πόση εἶναι ἡ συχνότης καὶ τὸ μήκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας, τὴν ὁποίαν θὰ ἐκπέμψῃ τὸ ἄτομον κατὰ τὴν ἐπάνοδον τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ τῆς θεμελιώδους κβαντικῆς τροχιάς;

**296.** Κατὰ τὴν διέγερσιν ἐνὸς ἀτόμου ἓνα ἠλεκτρόνιον αὐτοῦ μεταπηδᾷ ἀπὸ τὴν θεμελιώδη εἰς ἄλλην ἐξωτερικὴν κβαντικὴν τροχίαν. Ἐὰν ἡ αὐξήσις τῆς ἐνεργείας τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι ἴση μὲ  $4,95 \cdot 10^{-12}$  erg, νὰ εὐρεθῆ τὸ μήκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει τὸ ἄτομον κατὰ τὴν ἐπάνοδον τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ τῆς θεμελιώδους κβαντικῆς τροχιάς.

**297.** Μία ἀκτινοβολία ἔχει μήκος κύματος  $6600 \text{ \AA}$ . Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἐνέργεια, ἡ ἰσὸς δύναμις μᾶζα καὶ ἡ ὄρημ ἐνὸς φωτονίου τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης.

**298.** Πόσον εἶναι τὸ μήκος κύματος τοῦ ὕλικου κύματος ἐνὸς ἠλεκτρονίου, τὸ ὅποιον κινεῖται μὲ ταχύτητα ἴσην μὲ τὸ ἓνα τέταρτον τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός;

**299.** Ἐνα ἠλεκτρόνιον ἐπιταχύνεται ὑπὸ τάσιν  $6100$  V. Πόσον εἶναι τὸ μήκος κύματος τοῦ ὕλικου κύματος τοῦ ἠλεκτρονίου;

**300.** Ἐνα σωματίδιον α κινεῖται μὲ ταχύτητα  $72000$  km/sec. Πόσον εἶναι τὸ μήκος κύματος τοῦ ὕλικου κύματος τοῦ σωματιδίου τούτου;

**301.** Εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν τὰ μόρια τοῦ ἀέρος ἔχουν κατὰ προσέγγισιν ταχύτητα  $500$  m/sec. Πόσον εἶναι τὸ μήκος κύματος τοῦ ὕλικου κύματος ἐνὸς μορίου οὐξυγόνου τοῦ ἀέρος;

**302.** Τὸ μήκος κύματος τοῦ ὕλικου κύματος ἐνὸς ἠλεκτρονίου εὐρέθη ὅτι εἶναι  $\lambda = 1,65 \text{ \AA}$ . Πόση εἶναι ἡ ταχύτης τοῦ ἠλεκτρονίου τούτου;

**303.** Νὰ ὑπολογισθῆ εἰς ἠλεκτρονιοβόλτ ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἐνὸς σωματιδίου β, τὸ ὅποιον ἔχει ταχύτητα ἴσην τὰ  $0,8$  τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός.

**304.** Ἐνα σωματίδιον α, ἐκπεμπόμενον ἀπὸ τὸ πολώνιον, ἔχει ταχύτητα  $1,60 \cdot 10^8$  cm/sec. Νὰ ὑπολογισθῆ ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ σωματιδίου τούτου εἰς ἔργια καὶ εἰς ἠλεκτρονιοβόλτ.

**305.** Ἐνα σωματίδιον α ἐκπέμπεται ἀπὸ RaC' καὶ ἔχει ταχύτητα  $1,92 \cdot 10^8$  cm/sec. Πόσῃν ἔντασιν πρέπει νὰ ἔχη ἓνα ὁμογενὲς μαγνητικὸν πεδίου, διὰ νὰ διαγράψῃ ἐντὸς αὐτοῦ τὸ σωματίδιον α κυκλικὴν τροχίαν ἀκτίνας  $30$  cm;

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

**306.** Με πόσην ενέργειαν, μετρηθεῖσαν εἰς ἠλεκτρονιοβόλτ, ἰσοδυναμεῖ ἡ μᾶζα α) ἑνὸς ἠλεκτρονίου καὶ β) ἑνὸς πρωτονίου;

**307.** Πόσον εἶναι τὸ μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας  $\gamma$ , ἡ ὁποία δημιουργεῖ ἕνα ζεύγος ἠλεκτρονίων (ἠλεκτρονίων καὶ ποζιτρονίων), χωρὶς κινητικὴν ἐνέργειαν;

**308.** Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἐνέργεια συνδέσεως τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος λιθίου  ${}^6\text{Li}$ .

**309.** Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἐνέργεια συνδέσεως τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος ἀνθρακος  ${}^{12}\text{C}$ .

**310.** Ἐνὸς ἀτομικοῦ πυρῆν, ἔχων μᾶζαν  $m$ , ἐκπέμπει ἕνα φωτόνιον ἀκτινοβολίας  $\gamma$  συχνότητος  $\nu$ . Νὰ εὐρεθῆ ἡ ταχύτης καὶ ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἀνακρούσεως τοῦ πυρῆνος.

**311.** Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἐνέργεια ἡ ὁποία ἐκλύεται κατὰ τὴν ἀκόλουθον πυρηνικὴν ἀντίδρασιν:



Αἱ ἀτομικαὶ μᾶζαι θὰ ληφθοῦν ἀπὸ τὸν πίνακα τῆς σελίδος 279.

**312.** Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἐκλυομένη ἐνέργεια κατὰ τὴν ἀκόλουθον πυρηνικὴν ἀντίδρασιν:



Αἱ ἀτομικαὶ μᾶζαι θὰ ληφθοῦν ἀπὸ τὸν πίνακα τῆς σελίδος 279.

**313.** Ὄταν ὁ ἀτομικὸς πυρῆν ἀνθρακος  ${}^{12}\text{C}$  βομβαρδίζεται μετὰ σωματίδιον  $\alpha$ , οὗτος μεταστοιχειώνεται ὑπὸ ἐκπομπὴν ἑνὸς νετρονίου εἰς ἀσταθὴ πυρῆνα, ὁ ὁποῖος μεταστοιχειώνεται αὐτομάτως ὑπὸ ἐκπομπὴν ἑνὸς ποζιτρονίου. Νὰ γραφοῦν αἱ ἀντίστοιχοι πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις.

**314.** Ὄταν ὁ ἀτομικὸς πυρῆν χλωρίου  ${}^{35}_{17}\text{Cl}$  βομβαρδίζεται μετὰ πρωτόνιον, οὗτος μεταστοιχειώνεται ὑπὸ ἐκπομπὴν ἑνὸς σωματιδίου  $\alpha$ . Νὰ γραφῆ ἡ πυρηνικὴ ἀντίδρασις.

**315.** Ὄταν ὁ ἀτομικὸς πυρῆν ὤζωτου  ${}^{14}_7\text{N}$  βομβαρδίζεται μετὰ νετρόνιον, οὗτος μεταστοιχειώνεται ὑπὸ ἐκπομπὴν ἑνὸς σωματιδίου  $\alpha$ . Νὰ γραφῆ ἡ πυρηνικὴ ἀντίδρασις καὶ νὰ ὑπολογισθῆ τὸ ἔλλειμμα μάζης.

**316.** Ἐνα ραδιενεργὸν στοιχεῖον ἐκπέμπει σωματίδια  $\alpha$  μετὰ ταχύτητα 20 000 km/sec καὶ σωματίδια  $\beta$  μετὰ ταχύτητα 200 000 km/sec. Πόση εἶναι ἡ μᾶζα ἑνὸς σωματιδίου  $\alpha$  καὶ ἑνὸς σωματιδίου  $\beta$ , ὅταν τὰ σωματίδια αὐτὰ κινοῦνται μετὰ τὰς ἀνωτέρω ταχύτητας;

**317.** Ἐάν κατὰ τὴν διάσπασιν ἑνὸς βαρέος πυρῆνος παρατηρηθῆ ἔλλειμμα μάζης ἴσον μετὰ τὰ 0,10% τῆς μάζης τοῦ πυρῆνος, νὰ εὐρεθῆ πόση ἐνέργεια ἐλευθερώνεται κατὰ τὴν διάσπασιν 1 kg ἑκ τοῦ ὕλικου τούτου.

**318.** Κατὰ τὴν σύντηξιν ἰσοτόπων τοῦ ὕδρογόνου πρὸς σχηματισμὸν ἀτομικοῦ πυρῆνος ἡλίου παρατηρεῖται ὅτι τὸ ποσοστὸν τοῦ ἔλλειμματος μάζης ἀνέρχεται εἰς 0,70%. Πόση ἐνέργεια ἐλευθερώνεται ἀπὸ 1 kg τοῦ ὕδρογόνου;

**319.** Νὰ εὐρεθῆ εἰς χιλιθερμίδας ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία ἐλευθερώνεται κατὰ τὴν ἀκόλουθον πυρηνικὴν ἀντίδρασιν:



Πόση μᾶζα λιθάνθρακος πρέπει νὰ καῖ, διὰ νὰ παραχθῆ ἡ ἀνωτέρω ἐνέργεια, ἐάν ἡ θερμότης καύσεως τοῦ λιθάνθρακος εἶναι 8 000 kcal/kg;

**320.** Νὰ εὐρεθῆ ἡ ἐνέργεια συνδέσεως τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος ἡλίου  ${}^4_2\text{He}$  καὶ νὰ ὑπολογισθῆ εἰς χιλιθερμίδας καὶ κιλοβατώρια ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία ἐλευθερώνεται κατὰ τὸν σχηματισμὸν 1 kg ἡλίου ἀπὸ τὰ δύο συστατικά του (2 πρωτόνια + 2 νετρόνια κατὰ ἀτομικὸν πυρῆνα).

**321.** Ἐνα σωματίδιον  $\alpha$ , κινούμενον μετὰ μεγάλην ταχύτητα, πλησιάζει πρὸς τὸν ἀτομικὸν πυρῆνα μαγγανίου ( $Z = 25$ ). Πόση δύναμις ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ σωματιδίου  $\alpha$ , ὅταν τοῦτο φθάσῃ εἰς ἀπόστασιν  $1 \cdot 10^{-12}$  cm ἀπὸ τὸν ἀτομικὸν πυρῆνα μαγγανίου; Πόση εἶναι τότε ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια τοῦ σωματιδίου  $\alpha$ ;

**322.** Νὰ εὐρεθῆ μετὰ πόσην ἐνέργειαν ἐκπεφρασμένην εἰς ἠλεκτρονιοβόλτ, Joule καὶ κιλοβατώρια ἰσοδυναμεῖ: α) ἡ μονὰς ἀτομικῆς μάζης 1 amu· β) ἡ μᾶζα ἑνὸς ἠλεκτρονίου· γ) ἡ μᾶζα ἑνὸς ἀτόμου ὕδρογόνου.

**323.** Ἡ ἐπομένη πυρηνικὴ ἀντίδρασις προκαλεῖται μὲ σωματίδια α, ἔχοντα κινητικὴν ἐνέργειαν ἴσην μὲ 7,7 MeV:

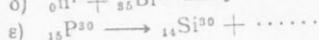


Νὰ εὗρεθῇ πῶση ἐνέργεια ἐλευθερώνεται κατὰ τὴν πυρηνικὴν αὐτὴν ἀντίδρασιν.

**324.** Ὄταν ὁ ἀτομικὸς πυρὴν λιθίου  ${}_3\text{Li}^7$  βομβαρδίζεται μὲ πρωτόνιον, ἔχον κινητικὴν ἐνέργειαν ἴσην μὲ 0,25 MeV, τότε παράγονται δύο σωματίδια σ, ἕκαστον τῶν τῶν ὁποίων ἔχει τὴν αὐτὴν κινητικὴν ἐνέργειαν. Νὰ εὗρεθῇ ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἐκάστου σωματιδίου α.

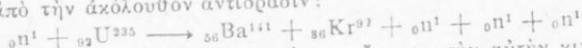
**325.** Κατὰ τὴν διάσπασιν ἑνὸς ἀτομικοῦ πυρῆνος οὐρανίου ἐλευθερώνεται ἐνέργεια ἴση μὲ 200 MeV.—α) Νὰ εὗρεθῇ εἰς κίλοβιτῶρια ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία ἐλευθερώνεται κατὰ τὴν διάσπασιν 1 kg οὐρανίου.—β) Πόση μᾶζα λιθάνθρακος πρέπει νὰ καῖ, διὰ νὰ παραχθῇ ἡ ἀνωτέρω ἐνέργεια, ἐὰν ἡ θερμοτῆς καύσεως τοῦ λιθάνθρακος εἶναι 8000 kcal/kg;

**326.** Νὰ συμπληρωθοῦν αἱ ἀκόλουθοι πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις:



**327.** Ἐνα πρωτόνιον, ἓνα δευτερόνιον καὶ ἓνα σωματίδιον α ἐπιταχύνονται ὑπὸ τὴν αὐτὴν τάσιν  $10^6$  V. Πόσην ταχύτητα ἀποκτᾷ ἕκαστον σωματίδιον;

**328.** Νὰ εὗρεθῇ ἡ ἐνέργεια συνδέσεως τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆνος οὐρανίου  ${}_{92}\text{U}^{235}$  καὶ νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἐλευθερουμένη ἐνέργεια κατὰ τὴν διάσπασιν τοῦ πυρῆνος οὐρανίου, ἡ ὁποία διέπεται ἀπὸ τὴν ἀκόλουθον ἀντίδρασιν:



**329.** Ἐνα πρωτόνιον καὶ ἓνα δευτερόνιον, ἔχοντα τὴν αὐτὴν κινητικὴν ἐνέργειαν, εἰσέρχονται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου. Ποῖον λόγον ἔχουν εἰ ἀκτίνες τῶν κυκλικῶν τροχιῶν, τὰς ὁποίας διαγράφουν ἐντὸς τοῦ πεδίου τὰ δύο σωματίδια;

**330.** Ἐνα ἠλεκτριζομένο σωματίδιον, κινούμενον μὲ ταχύτητα υ, εἰσέρχεται ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως H οὕτως, ὥστε ἡ διεύθυνσις τῆς ταχύτητός του νὰ εἶναι κάθετος πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου. Νὰ δειχθῇ ὅτι ἡ περίοδος τῆς κινήσεως τοῦ σωματιδίου εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν ταχύτητα τοῦ σωματιδίου. Ἐφαρμογὴ δι' ἓνα πρωτόνιον, ὅταν εἶναι  $H = 10^4$  Gauss.

## ΠΙΝΑΞ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

### ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Ιδιότητες τῶν μαγνητῶν.—Θεμελιώδεις ἔννοιαι 1.—Πόλοι τοῦ μαγνήτου 1.—'Αμοιβαία ἐπίδρασις τῶν πόλων 1.—Μαγνήτισις ἐξ ἐπαγωγῆς 2.—Στοιχειώδεις μαγνήται 2.—Νόμος τοῦ Coulomb 3.—Μόνος ποσότητος μαγνητισμοῦ 4.

Μαγνητικὸν πεδίων.—Μαγνητικὸν φάσμα 5.—Μαγνητικὸν πεδίων 5.—Διεύθυνσις καὶ ἔντασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου 6.—Μαγνητικὴ ροῆ 7.—Δράσις ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ μαγνήτου 8.—Ταλαντώσεις μαγνήτου ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου 9.—Μέτρησις τῆς ἐντάσεως μαγνητικοῦ πεδίου 9.—Μαγνητόμετρα 10.—Μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ σιδήρου 10.—Καμπύλη μαγνητίσεως τοῦ σιδήρου 12.—'Απομαγνήτισις τοῦ σιδήρου 13.—Κύκλος ὑστερήσεως 13.—Σιδηρομαγνητικά, παραμαγνητικά, διαμαγνητικά σώματα 14.—Γενικὴ μορφή τοῦ νόμου τοῦ Coulomb 15.—'Ἐντασις μαγνητίσεως 15.

Μαγνητικὸν πεδίων τῆς Γῆς.—Μαγνητικὴ ἀπόκλισις 16.—Μαγνητικὴ ἔγκλισις 16.—Γήινον μαγνητικὸν πεδίων 17.—Στοιχεῖα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου 18.—Νατικὴ πυξίς 19.

### ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

#### ΓΕΩΡΡΟΠΙΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ

'Ηλεκτρικὸν φορτίον.—Θεμελιώδη φαινόμενα 20.—Καλοὶ καὶ κακοὶ ἄγωγοὶ 20.—'Ηλεκτροσκόπιον 21.—Μεταφορὰ ἠλεκτρικῶν φορτίων 21.—Κατανομὴ τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου 22.—Νόμος τοῦ Coulomb 23.—Μονάδες ἠλεκτρικοῦ φορτίου 23.—Πυκνότης τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου 25.—Δράσις εἰς τὸ ἔσωτερικὸν κοίλου σφαιρικοῦ ἄγωγου 25.

'Ηλεκτρικὸν πεδίων.—Σλουδὴ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου 26.—'Ἐντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου 27.—'Ἐντασις ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου 28.—'Ηλεκτρικὴ ροῆ 29.—Νόμος τῆς ἠλεκτρικῆς ροῆς 30.—'Ἐντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἄγωγου 30.—'Αγωγὸς ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου 31.—'Ηλεκτρικὰ διαφράγματα 32.—Δυναμικὸν 32.—Μονάδες δυναμικοῦ 33.—Τὸ δυναμικὸν εἰς ἓνα σημεῖον τοῦ πεδίου 34.—Ἐῤοσις τοῦ τύπου  $U = Q/r$  34.—'Ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι 35.—Διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξύ δύο σημεῖων ἠλεκτρικοῦ πεδίου 36.—Δυναμικὸν φορτισμένου ἄγωγου 36.—Δυναμικὸν τῆς γῆς 37.—Δυναμικὸν σφαιρικοῦ ἄγωγου 37.—Διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξύ δύο ἄγωγων 37.—Μέτρησις τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ 38.—Σχέσις μεταξύ διαφορᾶς δυναμικοῦ καὶ ἐντάσεως πεδίου 39.

Φύσις τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.—Στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον 40.—Μέτρησις τοῦ στοιχειώδους ἠλεκτρικοῦ φορτίου 41.—Ἐμφάνισις τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων 41.—Ἐξήγησις τῆς ἠλεκτρίσεως τῶν σωμάτων 42.

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

- Χωρητικότης ἀγωγού — Πυκνωταί.**—Χωρητικότης ἀγωγού 43.—Μονάδες χωρητικότητος 44.—Χωρητικότης σφαιρικοῦ ἀγωγού 44.—'Ενέργεια φορτισμένου ἀγωγού 45.—Πυκνωτής 46.—Χωρητικότης πυκνωτοῦ 46.—'Εὑρεσις τῆς χωρητικότητος ἐπιπέδου πυκνωτοῦ 47.—Χωρητικότης σφαιρικοῦ ἀγωγού 48.—'Ενέργεια φορτισμένου πυκνωτοῦ 48.—Σύνδεσις πυκνωτῶν 49.—Μονωτῆς ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου 50.—'Επίδρασις τοῦ διηλεκτρικοῦ ἐπὶ τῆς χωρητικότητος πυκνωτοῦ 51.—'Ενέργεια τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου 53.—Διηλεκτρικὴ ἀντοχὴ 54.—Μορφαί πυκνωτῶν 54.—Πιεζοἠλεκτρισμὸς 54.
- 'Ηλεκτροστατικαὶ μηχαναί.**—'Αρχὴ τῆς λειτουργίας τῶν ἠλεκτροστατικῶν μηχανῶν 55.—Μηχανὴ τοῦ Wimshurst 56.—Μηχανὴ τοῦ Van de Graaff 57.

## ΚΙΝΗΣΙΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ

### ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΤΩΝ ΣΤΕΡΕΩΝ

- Συνεχὲς ἠλεκτρικὸν ρεῦμα.**—Παραγωγὴ ῥοῆς ἠλεκτρονίων 59.—'Εἶδη γεννητριῶν 60.—'Εντάσις τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος 61.—Μονάδες ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος 61.—'Ηλεκτρικὸν φορτίον μεταφερόμενον ὑπὸ τοῦ ρεύματος 62.—Κύλωμα 63.
- 'Αντίστασις ἀγωγού — νόμος τοῦ Ohm.**—Μέτρησις τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ 63.—Νόμος τοῦ Ohm διὰ τμήμα ἀγωγού 64.—Μονάς ἀντιστάσεως 64.—Γραφικὴ παράστασις τοῦ νόμου τοῦ Ohm 65.—'Η ἀντίστασις ἀγωγού 65.—'Αγωγιμότης καὶ εἰδικὴ ἀγωγιμότης ἀγωγού 66.—Μεταβολὴ τῆς ἀντιστάσεως μετὰ τῆς θερμοκρασίας 67.—'Αγωγοὶ σταθερᾶς ἀντιστάσεως 68.—Κύτταρον σελήνιου 68.—Πτώσις τῆς τάσεως 68.—'Ηλεκτρονικὴ ἔρμηνεῖα τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος 68.—'Υπολογισμὸς τῆς ταχύτητος τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ ρεύματος 70.—Σχέσις μετὰ τῆς ἠλεκτρικῆς καὶ θερμικῆς ἀγωγιμότητος 71.—Σύνδεσις ἀντιστάσεων 72.—Χρῆσις τῶν ἀμπερομέτρων καὶ βολτομέτρων 75.—Ρυθμιστικὰ ἀντιστάσεις 76.—Ρυθμιστῆς τάσεως 77.—Μέτρησις ἀντιστάσεων 78.
- 'Ενέργεια καὶ ἰσχύς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.**—'Ενέργεια τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος 79.—'Ισχύς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος 80.—Νόμος τοῦ Joule 80.—'Ηλεκτρικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος 81.—'Εφαρμογαὶ τῶν θερμικῶν ἀποτελεσμάτων τοῦ ρεύματος 82.
- Τὸ κλειστὸν κύκλωμα.**—'Ηλεκτρογενετικὴ δύναμις 83.—Νόμος τοῦ Ohm διὰ κλειστὸν κύκλωμα 84.—Διαφορὰ δυναμικοῦ μετὰ τῶν πόλων τῆς γεννητριάς 85.—'Αντielekτρογενετικὴ δύναμις 86.—Κύκλωμα μὲ γεννήτριαν καὶ ἀποδέκτην 86.—'Αποδέκτης εἰς τμήμα κυκλώματος 87.—Κύκλωμα μὲ συστοιχίαν γεννητριῶν 88.—Σύνθετον κύκλωμα 90.
- Θερμοηλεκτρικὰ φαινόμενα.**—'Επαφὴ δύο διαφόρων μετάλλων 91.—Θερμοηλεκτρικὸν στοιχεῖον 92.—Θερμοηλεκτρικὴ στήλη 93.—Φαινόμενον Peltier 94.—Σχέσις τοῦ φαινομένου Peltier καὶ τοῦ θερμοηλεκτρικοῦ φαινομένου 94.—'Εξήγησις τοῦ θερμοηλεκτρικοῦ φαινομένου 95.
- Μαγνητικὸν πεδῖον τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.**—Μαγνητικὸν πεδῖον τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος 96.—Μαγνητικὸν πεδῖον εὐθυγράμμου ρεύματος 96.—Νόμος Biot-Savart 97.—Μαγνητικὸν πεδῖον κυκλικοῦ ρεύματος 98.—'Υπολογισμὸς τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ κέντρον κυκλικοῦ ἀγωγού 99.—'Ηλεκτρομαγνητικὴ μονάς ἐντάσεως ρεύματος 100.—'Ηλεκτρομαγνητικὸν σύστημα μονάδων 100.—Μαγνητικὸν πεδῖον σφαιροειδοῦς 102.—Πρακτικὴ μονάς ἐντάσεως μαγνητικοῦ πεδίου 103.—Προέλευσις τῶν μαγνητικῶν πεδίων 103.—Μέτρησις τῆς ὀριζοντίας συνιστώσης  $H_0$  τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου 104.
- 'Ηλεκτρομαγνηταί.**—'Ηλεκτρομαγνητῆς 104.—Μαγνητικὸν κύκλωμα 105.—Φέρουσα δύναμις ἠλεκτρομαγνητοῦ 107.—'Εφαρμογαὶ τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν 107.—'Ηλεκτρικὸς κώδων 108.—Μορσικὸς τηλεγράφος 108.—Τηλέφωνον 109.—'Ηλεκτρομαγνητικὸν μεγάφωνον 109.

- Ἐπίδρασις μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ ρεύματος.**—Ἐπίδρασις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος 110.—Παράλληλα ρεύματα 111.—Κάθετα ρεύματα 112.—Ἔργον τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν δυνάμεων 112.—Δίσκος τοῦ Faraday 113.—Ἠλεκτροδυναμικὸν μεγάλφωνον 114.
- Ὅργανα ἠλεκτρικῶν μετρήσεων.**—Ἠλεκτρικὰ ὄργανα 114.—Γαλβανόμετρα 115.—Ὅργανα μὲ μαλακὸν σίδηρον 117.—Θερμικὰ ὄργανα 117.—Ἀμπερόμετρα 117.—Βολτόμετρα 117.—Ἠλεκτροδυναμόμετρα 118.—Βαττόμετρα 118.—Μετρητὰ ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας 119.
- Ἐπαγωγή.**—Παραγωγή τῶν ἐπαγωγικῶν ρευμάτων 120.—Τρόποι παραγωγῆς ἐπαγωγικῶν ρευμάτων 121.—Φορὰ τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος 122.—Ἐξήγησις τοῦ φαινομένου τῆς ἐπαγωγῆς 123.—Ἐπιλογισμὸς τῆς ἐπαγωγικῆς ἠλεκτροεργητικῆς δυνάμεως 124.—Ἐντασις ἐπαγωγικοῦ ρεύματος καὶ ἠλεκτρικὸν φορτίον 126.—Ρεύματα Foucault 127.—Ἀμοιβαία ἐπαγωγή 127.—Αὐτεπαγωγή 128.—Ἀδράνεια τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου 130.—Ἐπιλογισμὸς τοῦ συντελεστοῦ αὐτεπαγωγῆς πηνίου 130.—Βαριόμετρον 131.—Πηνία χωρὶς αὐτεπαγωγῆν 131.—Ἐνέργεια τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου 132.—Μαγνητόφωνον 132.—Ἀναπαραγωγὸς ἤχου (πικάπ) 133.
- Ἠλεκτρικαὶ μηχαναί.**—Γενικά περὶ ἠλεκτρικῶν μηχανῶν 133.—Ἀρχὴ τῆς λειτουργίας τῶν γεννητριῶν 134.—Γεννήτρια συνεχοῦς ρεύματος 136.—Αἱ βιομηχανικαὶ γεννήτριαι 137.—Κινητῆρες συνεχοῦς ρεύματος 138.—Μειονέκτημα τοῦ συνεχοῦς ρεύματος 140.—Ἐναλλακτῆρες 140.—Κινητῆρες ἐναλλασσομένου ρεύματος 141.
- Ἐναλλασσόμενον ρεῦμα.**—Ἡμιτοναιδῆ ἐναλλασσόμενα ρεύματα 142.—Ἰδιότητες ἐναλλασσομένων ρευμάτων 142.—Συχνόμετρα 143.—Παλμογράφοι 143.—Ἐνεργὸς ἔντασις καὶ ἐνεργὸς τάσις 144.—Εὗρεσις τῆς τιμῆς τῆς ἐνεργοῦ ἐντάσεως καὶ τῆς ἐνεργοῦ τάσεως 144.—Ἀνυματικὴ παράστασις ἐναλλασσομένου μεγέθους 146.—Διαφορὰ φάσεως ἐναλλασσομένων μεγεθῶν 146.—Σύνθεσις ἐναλλασσομένων μεγεθῶν 147.
- Κύκλωμα ἐναλλασσομένου ρεύματος.**—Ὁ νόμος τοῦ Ohm εἰς ἐναλλασσόμενον ρεῦμα 149.—Κύκλωμα μὲ μόνον ὀμικὴν ἀντίστασιν R 149.—Κύκλωμα μὲ μόνον αὐτεπαγωγῆν L 150.—Κύκλωμα μὲ μόνον χωρητικότητα C 151.—Ὁ νόμος τοῦ Ohm διὰ κύκλωμα ἐναλλασσομένου ρεύματος 153.—Μερικαὶ περιπτώσεις 155.—Διερεύνησις τοῦ τύπου  $e\phi = \frac{L\omega - 1/C\omega}{R\Omega}$  157.—Συntonισμὸς 158.—Μέση ἰσχὺς ἐναλλασσομένου ρεύματος 159.—Ἐπιλογισμὸς τῆς μέσης ἰσχύος 161.—Διερεύνησις τοῦ τύπου  $P = U_{ev} \cdot I_{ev} \cdot \cos\phi$  162.—Συνιστώσαι τοῦ ρεύματος 163.
- Τριφασικὸν ρεῦμα.**—Τριφασικὸν ρεῦμα 164.—Ἰσχὺς τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος 166.—Βιομηχανικὸ ἐναλλακτῆρες 166.—Στρεφόμενον μαγνητικὸν πεδίου 167.—Ἐπιλογισμὸς τῆς ἐντάσεως τοῦ στρεφόμενου μαγνητικοῦ πεδίου 167.—Τριφασικοὶ κινητῆρες 168.
- Μετασχηματισταὶ**—**Ἀνορθωταί.**—Μετασχηματισταὶ 169.—Ἀπόδοσις τοῦ μετασχηματιστοῦ 171.—Τριφασικοὶ μετασχηματισταὶ 171.—Ἐφαρμογαὶ τῶν μετασχηματιστῶν 171.—Ἐπαγωγικὸν πηνίον 172.—Μετατροπὴ τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος εἰς συνεχὲς ρεῦμα 175.—Σύστημα κινητῆρος καὶ γεννητῆρας 175.—Ἀνορθωταί 175.

## ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΤΩΝ ΥΓΡΩΝ

- Ἠλεκτρολύσις**—**Νόμος τοῦ Faraday.**—Ἠλεκτρονικὴ ἀγωγιμότης 177.—Ἠλεκτρολυτικὴ ἀγωγιμότης 177.—Ἐρμηνεία τῆς ἠλεκτρολυτικῆς ἀγωγιμότητος 178.—Ἐφαρμογὴ τοῦ νόμου τοῦ Ohm εἰς τοὺς ἠλεκτρολύτας 180.—Νόμος τοῦ Faraday 180.—Ἠλεκτρολυτικὸς ὄρισμός τῶν μονάδων Coulomb καὶ Ampère 182.—Ἠλεκτρικὸν φορτίον τῶν ἰόντων 183.—Εὐκλινησία τῶν ἰόντων 184.—Παραδείγματα ἠλεκτρολύσεων 185.—Ἐφαρμογαὶ τῆς ἠλεκτρολύσεως 187.—Ἠλεκτρολυτικὴ διάσπαισις τοῦ ὕδατος. Συντελεστῆς  $\eta_H$  187.

**Πόλωσις τῶν ἠλεκτροδίων**—Συσσωρευταί—'Ἠλεκτρικά στοιχεῖα.—Πόλωσις τῶν ἠλεκτροδίων βολταμέτρου 189.—Μετατροπὴ τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας εἰς χημικὴν ἐνεργείαν 190.—Συσσωρευταὶ ἀλκαλικοὶ 193.—'Απόδοσις τῶν συσσωρευτῶν 193.—'Ἠλεκτρικά στοιχεῖα 193.—Πόλωσις τοῦ στοιχείου 195.—Μὴ πολούμενα στοιχεῖα 195.—'Ἠλεκτρολυτικὸς πυκνωτὴς 196.

### ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΤΩΝ ΑΕΡΙΩΝ

**Καθοδικαὶ καὶ θετικαὶ ἀκτίνες.**—'Αγωγιμότης τῶν ἀερίων 197.—'Ἠλεκτρικαὶ ἐκκενώσεις ἐντὸς ἀραιῶν ἀερίων 198.—Καθοδικαὶ ἀκτίνες 199.—Φύσις τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων 201.—Παραγωγή τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων 202.—Κίνησις τοῦ ἠλεκτρονίου ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ καὶ μαγνητικοῦ πεδίου 203.—Μέτρησις τοῦ εἰδικοῦ φορτίου  $e/m$  τοῦ ἠλεκτρονίου 206.—Μέτρησις τῆς μάζης τοῦ ἠλεκτρονίου 207.—'Ἡ μονὰς ἐνεργείας ἠλεκτρονιοβόλτ 207.—Θετικαὶ ἀκτίνες 208.—Φασματογράφος τῶν μιζῶν 209.—'Ἰσότοπα στοιχεῖα 209.—Βαρὺ ὕδωρ 210.

**'Εφαρμογαὶ τῆς ἀγωγιμότητος τῶν ἀερίων.**—'Εφαρμογαὶ τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως ἐντὸς ἀραιῶν ἀερίων 211.—'Εκκένωσις τόξου 211.—Διαρκῆς ἰονισμὸς τοῦ ἀέρος 213.—Τὸ γήινον ἠλεκτρικὸν πεδίον 213.—'Αλεξικέραυνον 216.—Πολικὸν σέλας 216.

### ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΕΙΣ ΤΟ ΚΕΝΟΝ

**Θερμικὴ ἐκπομπὴ ἠλεκτρονίων.**—'Ἡ ἀγωγιμότης εἰς τὸ κενὸν 217.—Θερμικὴ ἐκπομπὴ ἠλεκτρονίων. Δίοδος λυχνία 217.—Κίνησις ἠλεκτρονίου εἰς τὸ κενὸν 219.—Σωλὴν Braun 217.—Τρίοδος λυχνία 220.

**Φωτοῦλεκτρικὸν φαινόμενον.**—Φωτοῦλεκτρικὸν φαινόμενον 222.—Φωτοκύτταρον 224.—Φωτοστοιχεῖον 225.

**'Ακτίνες Röntgen.**—'Ακτίνες Röntgen 226.—Φύσις τῶν ἀκτίνων Röntgen 228.—Φάσματα παραθλάσεως τῶν ἀκτίνων Röntgen 229.—Φασματοσκοπία τῶν ἀκτίνων Röntgen 230.

**'Ἠλεκτρονικὴ 'Οπτικὴ.**—'Ἠλεκτρικοὶ καὶ μαγνητικοὶ φακοὶ 230.—'Ἠλεκτρικὸς φακὸς 232.—Μαγνητικὸς φακὸς 233.—'Ἠλεκτρονικὸν μικροσκόπιον 235.

### ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ

**'Ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις.**—'Ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις 237.—Φθίνουσαι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις 237.—'Αμείωτοι ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις 239.—'Επιδερμικὸν φαινόμενον 239.—'Επαγωγικὴ σύζευξις κυκλωμάτων ταλαντώσεων. Συντονισμὸς 239.—Παλλόμενον ἠλεκτρικὸν διπόλον 240.—Κυμάνσεις ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ διπόλου 241.

**'Ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα.**—'Εναλλασσόμενον ἠλεκτρομαγνητικὸν πεδίον 241.—'Ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα 242.—Μῆκος κύματος τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων 244.—'Ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία 244.—'Ἠλεκτρομαγνητικὴ θεωρία 245.—Φάσμα τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας 246.—'Επιδράσεις τοῦ μαγνητικοῦ καὶ τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἐπὶ τοῦ φωτός 246.

**'Εφαρμογαὶ τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων.**—'Ασύρματος τηλεπικοινωνία 248.—Πομπὸς ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων 248.—Δέκτης ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων 249.—Ραδιόφωνον 250.—Διάδοσις τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων 251.—Εἶδη κυμάτων 251.—Ραντάρ 251.—Τηλέγρασις καὶ τηλεφωτογραφία 252.—Ραδιοαστρονομία 255.

## ΑΤΟΜΙΚΗ ΚΑΙ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

### ΑΤΟΜΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

- Δομή του ατόμου.**—Περιοδικόν σύστημα τῶν στοιχείων 257.—Ἀριθμός ἠλεκτρονίων καὶ ἠλεκτρικόν φορτίον τοῦ πυρήνος 259.—Κατανομή τῶν ἠλεκτρονίων πέριξ τοῦ ατομικοῦ πυρήνος 259.—Ἑρμηνεία τῆς περιοδικότητος τῶν χημικῶν ιδιοτήτων 260.—Μαγνητικὴ ροπή τοῦ ατόμου 261.—Κβαντικαὶ τροχιακὲς τῶν ἠλεκτρονίων 262.—Εὐρεσις τῶν ἀκτίνων τῶν κβαντικῶν τροχιῶν καὶ τῆς ταχύτητος τοῦ ἠλεκτρονίου 263.—Ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ κβαντικῆς τροχιάς 264.
- Γένεσις τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας.**—Ἄλματα τῶν ἠλεκτρονίων. Γένεσις τῶν ἀκτινοβολιῶν 265.—Ἑρμηνεία τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος τοῦ ὑδρογόνου 266.—Φαινόμενον τοῦ Compton 268.—Ὑλικά κύματα 269.—Ὑλικά κύματα ἐντὸς τοῦ ατόμου 270.—Ἀρχὴ τῆς ἀπροσδιοριστίας 271.

### ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

- Φυσικὴ ραδιενέργεια.**—Φυσικὰ ραδιενεργὰ στοιχεῖα 273.—Φύσις τῆς ἀκτινοβολίας τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων 273.—Ἀπελευθέρωσις ἐνεργείας ὑπὸ τῶν ραδιενεργῶν ατόμων 274.—Φυσικὴ μεταστοιχείωσις 275.—Χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ ραδιενεργοῦ στοιχείου 275.—Ἱερεῖς σειραὶ τῶν φυσικῶν ραδιενεργῶν στοιχείων 276.—Μέθοδοι παρατηρήσεως τῶν σωματιδίων 276.—Προσδιορισμὸς τῆς ἡλικίας τῶν πετρωμάτων 278.—
- Ὁ πυρὴν τοῦ ατόμου.**—Μονὰς ατομικῆς μάζης 278.—Ἀτομικὴ μᾶζα καὶ μαζικὸς ἀριθμὸς 279.—Πυκνότης τοῦ ατομικοῦ πυρήνος 279.—Συμβολικὴ γραφὴ τῶν ατομικῶν πυρήνων 279.—Τὸ ἠλεκτρικόν πεδίον τοῦ ατομικοῦ πυρήνος 280.—Στοιχειώδη σωματίδια τοῦ πυρήνος 281.—Ἀριθμὸς τῶν πρωτονίων καὶ τῶν νετρονίων τοῦ πυρήνος 282.—Οἱ ἀτομικοὶ πυρήνες τῶν ἰσοτόπων 283.—Ποζιτρόνιον 284.—Ὑλοποίησης τῆς ἐνεργείας φωτονίου 284.—Ἐλλειμμα μάζης τῶν πυρήνων 286.—Ἐνέργεια συνδέσεως 286.—Ὑπολογισμὸς τῆς ἐνεργείας συνδέσεως 287.—Τὰ νέα ὑποατομικὰ σωματίδια 288.—Τὸ νετρόνιο 288.—Τὰ μεσόνια 289
- Τεχνητὴ μεταστοιχείωσις.**—Τὸ πείραμα τοῦ Rutherford 290.—Πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις 291.—Τεχνητὴ ραδιενέργεια 291.—Βλήματα διὰ τὸν βομβαρδισμόν τοῦ πυρήνος 292.—Ἀπελευθέρωσις ἐνεργείας κατὰ τὰς πυρηνικὰς ἀντιδράσεις 293.—Ἡ πρόκλησις πυρηνικῶν ἀντιδράσεων 294.—Διάσπασις τοῦ πυρήνος οὐρανίου 296.—Ἀλυσιδωτὴ ἀντιδρασις 297.—Ἀτομικὸς ἀντιδραστήρ 299.—Ἀτομικὴ βόμβα 299.—Ὑπερρυσφάνια στοιχεῖα 300.—Προέλευσις τῆς ἀστρικής ἐνεργείας 301.—Θερμοπυρηνικαὶ ἀντιδράσεις 302.
- Κοσμικαὶ ἀκτίνες.**—Ἀνακάλυψις τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων 303.—Ἐξωγήινος προέλευσις τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων 303.—Μέθοδοι μελέτης τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων 304.—Πρωτογενῆς καὶ δευτερογενῆς κοσμικῆς ἀκτινοβολία 306.—Αἱ δέσμια 307.—Προέλευσις καὶ σημασία τῶν κοσμικῶν ἀκτίνων 308.

### ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Τὰ συστήματα μονάδων 309.—Τὸ διεθνὲς σύστημα μονάδων 310.

Πίνακες . . . . . Σελ. 311—315

### ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

Μαγνητισμὸς 316.—Ἠλεκτρισμὸς 317.—Ἀτομικὴ καὶ Πυρηνικὴ Φυσικὴ 348.

Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

## ΑΛΦΑΒΗΤΙΚΟΝ ΕΥΡΕΤΗΡΙΟΝ

### Α

Ἀβατική συνιστώσα 164  
 ἀγωγιμότης ἀγωγού 66  
 — ἀερίου 198  
 — αὐτοτελής 198  
 — εἰδική 67, 180  
 — ἠλεκτρολυτική 178  
 — ἠλεκτρονική 177  
 ἀκτίνες α, β, γ 273  
 — θετικαὶ 208  
 — καθοδικαὶ 199  
 — κοσμικαὶ 303  
 — Röntgen 226  
 ἀμπερόμετρον 62, 75  
 ἀμπεροστροφή 103  
 ἀμπερόριον 62  
 ἀναπαραγωγὸς ἤχου 133  
 ἀνεμολόγιον 13  
 ἀνοδικὸν ρεῦμα 218  
 ἀνορθωτὴς 175  
 ἀντιηλεκτρογενετική δύναμις 86  
 ἀντιδράσεις ἀλυσιδωτῆς 297  
 — δευτερεύουσα 179  
 — θερμοπυρηνική 302  
 — πυρηνική 291  
 ἀντίστασις ἀγωγού 64  
 — εἰδική 180  
 — ἐπαγωγική 150  
 — ἐσωτερική 84  
 — ἠλεκτρολύτου 180  
 — μαγνητική 106  
 — ρυθμιστική 77  
 — σύνθετος 154  
 — χωρητική 152  
 — ὥμικὴ 149  
 ἀποδέκτης 86  
 ἀπόδοσις γεννητρίας 138  
 — κινητῆρος 140  
 — συσσωρευτοῦ 193  
 ἀπομαγνητῖσις 13  
 ἀριθμὸς Avogadro 183  
 ἀρχὴ ἀπροσδιοριστίας 272  
 ἀσύρματος τηλεπικοινωνίας 248  
 ἀτομικὴ βόμβα 299  
 — μαῖα 279  
 ἀτομικὸν βάρος 278  
 ἀτομικὸς ἀντιδραστήρ 299  
 — ἀριθμὸς 257  
 αὐτεπαγωγή 128, 130  
 Aston 209

### Β

Βαλβὶς 175  
 βαριόμετρον 181

βαρὺ ὕδωρ 210  
 βατική συνιστώσα 164  
 βατόμετρον 118  
 βήτατρον 293  
 βόλτ (μονάς) 33  
 βολτάμετρον 60  
 βόλτ - δευτερόλεπτον (μονάς)  
 126  
 βολτόμετρον 38, 63, 75, 117  
 Balmer 266  
 Bohr 262, 266  
 Brackett 267  
 Braun 219  
 Broglie 269  
 Wehnelt 174  
 Wheatstone 78  
 Wilson 276

### Γ

Γαλβανόμετρα 115  
 — βαλλιστικά 116  
 γαλβανοπλαστική 187  
 γεννητρία 59, 133  
 γέφυρα Wheatstone 78  
 γήινον ἠλεκτρικὸν πεδίον 215  
 — μαγνητικὸν πεδίον 17  
 γραμμοάτομον 183  
 γραμμοῖσοδύναμον 181  
 γραμμομόριον 183  
 Gauss 6  
 Geiger 276  
 Geissler 199

### Δ

Δέκτης μορσικός 108  
 — ραδιοφωνικός 249  
 — τηλεοράσεως 254  
 διαμαγνητικά σώματα 15  
 διαμορφωμένον κύμα 249  
 διάσπασις ἀτομικοῦ πυρῆνος  
 296  
 διάσπασις ἠλεκτρολυτική 178  
 διαφορά δυναμικοῦ 36  
 — φάσεως 146  
 διέγερσις ἀτόμου 266  
 — γεννητρίας 137  
 διηλεκτρικὴ ἀντοχὴ 54  
 — σταθερὰ 23, 51  
 δίμητος περιέλιξις 181  
 δίοδος λυχνία 218  
 δίπολον ἠλεκτρικὸν 50  
 — — παλλόμενον 241  
 — μαγνητικὸν 4

δίσκος Faraday 113  
 δυναμικὸν 33, 36, 37  
 δύναμις ἠλεκτρομαγνητική 111  
 — συνεκτική 13

### Ε

Εἰδικὴ ἀγωγιμότης 67  
 — ἀντίστασις 66  
 εἰδικὸν φορτίον ἠλεκτρονίου  
 206  
 εἰκονοσκόπιον Zworykin 253  
 ἐκκένωσις αἴγλης 198  
 — ἠλεκτρική 198  
 — τόξου 211  
 ἔλλειμμα μάζης 286  
 ἐναλλακτῆρες 140  
 — μονοφασικοὶ 141  
 — τριφασικοὶ 164  
 ἐναλλασσόμενον ρεῦμα 135  
 ἐνέργεια ἀγωγού 45  
 — ἀτομική 297  
 — συνδέσεως 286  
 — πεδίου ἠλεκτρικοῦ 53  
 — — μαγνητικοῦ 132  
 — πυκνωτοῦ 48  
 — ρεύματος 79  
 ἔντασις ἐνεργὸς 144  
 — μαγνητίσεως 15  
 — πεδίου ἠλεκτρικοῦ 28  
 — — μαγνητικοῦ 6  
 — ρεύματος 61

ἐξίσωσις Einstein 223  
 ἐπαγωγή 123

— ἀμοιβαία 127  
 ἐπαγωγικὰ ρεύματα 120  
 ἐπαγωγικὸν πηνίον 172  
 ἐπαγωγικὸς κλίβανος 172  
 ἐπιμετάλλωσις 187  
 ἐπιφάνεια ἰσοδυναμική 35  
 ἔργον ἐξαγωγῆς 223  
 εὐκίνησις ἰόντος 184

### Ζ

Zeeman 248

### Η

Ἡλεκτρογενετικὴ δύναμις 83  
 ἠλεκτρικὴ ροὴ 29  
 ἠλεκτρικὸν διάφραγμα 32  
 — δίπολον 50, 241  
 — ἰσοδύναμον θερμότη-  
 τος 81

ἠλεκτρικὸν πεδίον 26  
 — τόξον 82  
 — φορτίον 20  
 — — ἰόντων 183  
 — — στοιχειῶδες 40  
 — στοιχείον 194  
 ἠλεκτρικὸς κώδων 108  
 — φακὸς 232  
 ἠλέκτριαις 31, 43  
 ἠλεκτροδυναμόμετρον 118  
 ἠλεκτροόλυσις 60, 177  
 ἠλεκτρομαγνήτης 104  
 ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβο-  
 λία 245  
 ἠλεκτρομαγνητικὸν κῶμα 243  
 — πεδίον 243  
 — σύστημα μονάδων 100  
 ἠλεκτρομεταλλουργία 187  
 ἠλεκτρόμετρον 38  
 ἠλεκτρόνια ἐλεύθερα 42  
 — ἑσωτερικά 260  
 — σθένους 260  
 ἠλεκτρονικὴ πίεσις 95  
 ἠλεκτρονικὸν μικροσκόπιον  
 234  
 ἠλεκτρονικὸν νέφος 271  
 ἠλεκτρόνιον 40  
 ἠλεκτρονιοβόλτ 208  
 ἠλεκτροσκόπιον 21  
 ἠλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον  
 181



Θάλαμος Wilson 276  
 θερμικά ὄργανα 117  
 θερμικὴ ἐκπομπὴ ἠλεκτρο-  
 νίων 217  
 θερμικὸς συντελεστὴς ἀντι-  
 στάσεως 67  
 θερμοηλεκτρικὴ τάσις 92  
 — στήλη 93  
 θερμοηλεκτρικὸν στοιχείον 92  
 θερμοκρασία Curie 12  
 θερμοπυρηνικὴ ἀντίδρασις  
 302  
 θετικὴ στήλη 199

I

Ἰδία κυκλικὴ συχνότης 158  
 ἰδιοσυχνότης 158  
 ἰονισμὸς κρούσεως 203  
 ἰονόσφαιρα 213  
 ἰόντα 41, 178  
 ἰσογῶνιοι γραμμαὶ 18  
 ἰσοδυναμικὴ ἐπιφάνεια 35  
 ἰσότοπα στοιχεῖα 210  
 ἰσχύς ρεύματος 80  
 — — μέση 160  
 — — τριφασικοῦ 166  
 — — φαινόμενη 210

K

Καθοδικαὶ ἀκτίνες 199  
 κάθοδος 60  
 κανονικὴ κατάστασις 263  
 κβαντικὸς ἀριθμὸς 262  
 κεραία 249  
 κινητὴρ 133  
 — ἀσυγχρονος 169  
 — μονοφασικὸς 141  
 — σύγχρονος 168  
 — συνεχοῦς ρεύματος 138  
 — τριφασικὸς 142  
 κόρος μαγνητικὸς 12  
 κρίσιμος μᾶζα 297  
 κυκλικὴ συχνότης 135  
 κύκλος ὑστερήσεως 14  
 κύκλοιον 292  
 κύκλωμα κλειστὸν 63  
 — μαγνητικὸν 105  
 — σύνθετον 90  
 — Thomson 236  
 κύλινδρος Faraday 21  
 κύματα ἐπιφανείας 251  
 — ἠλεκτρομαγνητικά 243  
 — ὕλιν 269  
 — χώρου 251  
 κυματομηχανικὴ 270  
 κύτταρον Kerr 247  
 — σεληνίου 68  
 Kerr 247  
 Kirchhoff 73, 90  
 Compton 268  
 Coolidge 226  
 Crookes 199  
 Curie 12

Λ

Λαμπτήρ αἰγλῆς 211  
 — πυρακτώσεως 82  
 — φθορισμοῦ 212  
 Λυχνία ἀτμῶν ὑδροαερίου 212  
 — διόδος 218  
 — τρίοδος 220  
 Laplace 111  
 Leclanché 195  
 Lenz 122  
 Lyman 267

M

Μαγνητεγερτικὴ δύναμις 106  
 μαγνητικὴ ἀντίστασις 106  
 — ἀπόκλισις 16  
 — διαπερατότης 11  
 — ἔγκλισις 16  
 — θωράκισις 11  
 — ροῆ 7  
 — ροπὴ 8  
 — ὑστέρησις 14  
 μαγνητικὸν δίπολον 4  
 — κύκλωμα 106

μαγνητικὸν πεδίον 5, 17, 97  
 — — στρεφόμενον 167  
 — φύλλον 98  
 μαγνητικὸς κόρος 12  
 — μεσημβρινὸς 16  
 — φακὸς 233  
 μαγνητισμὸς παραμένων 13  
 μαγνητόμετρον 10  
 μαγνητόνη Bohr 262  
 μαγνητόφωνον 132  
 μαζικὸς ἀριθμὸς 279  
 μεγάφωνον 109, 114  
 μέση ἰσχύς 160  
 μεσόνια 289  
 μετασχηματιστὴς 169  
 μετρητὴς Geiger 276  
 μετριάστις 298  
 μικρόφωνον 109  
 Maxwell 7, 245  
 Mendelejeff 257  
 Moseley 231

N

Νεπτούνιον 300  
 νετρόνιο 288  
 νετρόνιον 281  
 νόμος Biot-Savart 97  
 — Busch 233  
 — Coulomb (ἠλεκτρι-  
 σμὸς) 23, 52  
 — Coulomb (μαγνητι-  
 σμὸς) 4, 15  
 — δρασέως μαζῶν 188  
 — ἐπαγωγῆς 125  
 — Joule 80  
 — ἠλεκτρικῆς ροῆς 30  
 — Laplace 111  
 — Lenz 122  
 — Moseley 231  
 — Neumann 126  
 — Ohm (ἐναλλασσόμε-  
 νον) 153  
 — Ohm (συνεχῆς) 64, 84  
 — Faraday 180

Ξ

Ξηρὸν στοιχείον 196  
 Ξηρὸς ἀνορθωτὴς 175

O

Ὅμιλῶν κινηματογράφος 225  
 ὁμογενῆς πεδίον ἠλεκτρι-  
 κὸν) 28  
 — πεδίον μαγνητικὸν 7  
 ὄριζοντία σινιστώσα 18  
 οὐδέτερος ἀγωγὸς 165  
 Ohm 64, 85, 149

Π

Πάλμογράφος 143  
 παραμαγνητικά σώματα 15

πεδῖον ἀπομαγνητίζον 13  
 — Coulomb 26  
 — ἠλεκτρικὸν 26  
 — μαγνητικὸν 5, 17  
 — ὁμογενὲς 7, 28  
 περιοδικὸν σύστημα 257  
 πηλῖον ἐπαγωγικὸν 172  
 πιεζοηλεκτρισμὸς 55  
 πικάπ 133  
 πλέγμα 220  
 πλουτώνιον 300  
 ποξίτρονιον 284  
 πολικὴ τάσις 165  
 πολικὸν σέλας 216  
 πόλωσις διηλεκτρικοῦ 51  
 — ἠλεκτροδίου 190  
 ποτενσιόμετρον 77  
 πρωτόνιον 40, 281  
 πυκνότης ἀτομικοῦ πυρῆνος 279  
 πυκνότης ἐνεργείας πεδίου 53  
 — ἠλεκτρικοῦ φορτίου 25  
 — ρεύματος 69  
 πυκνωτὴς 46  
 — ἠλεκτρολυτικὸς 196  
 πυξὶς ναυτικὴ 19  
 — ἐγγλίσεως 16  
 — ἐφαπτομένων 115  
 πυρὴν ἀτόμου 40  
 πυρηνικὴ ἀντίδρασις 291  
 πυροηλεκτρισμὸς 55  
 Paschen 267  
 Peltier 94

## P

Ραδιενέργεια 273, 291  
 ραδιοαστρονομία 255  
 ραδιοϊσότοπα 291  
 ράδιον 273  
 ραδιόφωνον 250  
 ριντάρ 251  
 ρεῦμα ἀβατικὸν 162  
 — ἀνοδικὸν 218  
 — ἐναλλασσόμενον 135  
 — κόρου 218  
 — πολώσεως 190  
 — συνεχὲς 61  
 — τριφασικὸν 164  
 ρεῦματα αὐτεπαγωγῆς 128  
 — Foucault 127  
 Röntgen 226  
 Rutherford 290

## Σ

Σιδηρομαγνητικὰ σώματα 14  
 σπινθηριστὴς 240  
 σταθερὰ διηλεκτρικὴ 23  
 — Faraday 181  
 — Planck 262

στοιχειώδεις ἠλεκτρικὸν φορτίον 40, 259  
 στοιχείον θερμοηλεκτρικὸν 92  
 — Leclanché 195  
 — ξηρὸν 194  
 — πρότυπον 196  
 — Volta 194

στρεφόμενον μαγν. πεδῖον 167  
 συγκέντρωσις ἰόντων 188  
 σύγχροτρον 293  
 σύζευξις 128  
 συλλεκτὴς 134  
 συνεκτικὴ δύναμις 13  
 σύνδεσις ἀστεροειδῆς 165  
 — ἀντιτάσεων 72  
 — γεννητριῶν 84, 88  
 — πυκνωτῶν 49  
 συνθήκη Bohr 262, 266  
 συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς 129  
 — θερμικὸς ἀντιτάσεως 67  
 — ἰσχύος 160  
 — πολλαπλασιασμοῦ 298  
 — pH 189  
 συντονισμὸς 158, 240  
 συσσωρευτὴς 191  
 συστοιχία γεννητριῶν 84  
 — πυκνωτῶν 49  
 συχνόμετρα 143  
 σωλὴν Braun 219  
 — Coolidge 226  
 — Crookes 199  
 — Geissler 193  
 σωληνοειδῆς 102  
 Schrödinger 270

## T

Ταλαντώσεις ἀμείωτοι 238  
 — ἠλεκτρικαὶ 236  
 — μαγνήτου 9  
 — φθίνουσαι 237  
 τάσις ἀνοδικὴ 218  
 — ἐναλλασσομένη 135  
 — ἐνεργὸς 144  
 — ἐπαγωγικὴ 135  
 — ἐπαφῆς 91  
 — θερμοηλεκτρικὴ 92  
 — μαγνητικὴ 106  
 — πολικὴ 165  
 — φασικὴ 165  
 ταχύτης ἠλεκτρονίων 71  
 τεῖχος δυναμικοῦ 281  
 τηλεγραφὸς μορσικὸς 108  
 τηλεόρασις 252  
 τηλεφώνον 109  
 τηλεφωτογραφία 252  
 τῶσον ἠλεκτρικὸν 211  
 τρανσίστορ 176  
 τρίδος λυχνία 220  
 τριφασικοὶ ἐναλλακτῆρες 164

τριφασικοὶ κινητῆρες 142  
 τριφασικὸν ρεῦμα 164  
 τύπος Bragg 229  
 — Hopkinson 106  
 — Thomson 237

## Υ

Ὑπεραγωγοὶ 67  
 ὑπερουράνια στοιχεῖα 300  
 ὑστέρησις μαγνητικὴ 14  
 ὑπερόνια 290

## Φ

Φαινόμενη ἰσχύς 161  
 φαινόμενον Compton 268  
 — Edison 217  
 — ἐπιδερμικὸν 239  
 — Zeeman 248  
 — Kerr 247  
 — Peltier 94  
 — Stark 248  
 — Faraday 247  
 — φωτοηλεκτρικὸν 222  
 φασὸς ἠλεκτρικὸς 232  
 — μαγνητικὸς 233  
 φασικὴ τάσις 165  
 φάσμα ἀκτίνων Röntgen 230  
 — ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας 246  
 — μαγνητικὸν 5  
 φασματογράφος μαζῶν 209  
 φέρον κῆμα 248  
 φέρουσα δύναμις 107  
 φωνοληρία 225  
 φωρατὴς 176, 249  
 φωτοηλεκτρόνιον 222  
 φωτοκύταρον 224  
 φωτοστοιχείον 224  
 Faraday 180  
 Fermi 296  
 Foucault 127

## Χ

Χημικὸν ἰσοδύναμον 181  
 χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ 276  
 χωρητικὴ ἀντίστασις 152  
 χωρητικότης ἀγωγῆς 43  
 — πυκνωτοῦ 47  
 — συσσωρευτοῦ 192  
 Henry (μονάς) 129  
 Hopkinson 106

## Ω

Ὡμ (μονάς) 61  
 Ὡμικὴ ἀντίστασις 149













0020638043

ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΒΟΥΛΗΣ



