ΛΚΙΝΟΟΥ Ε. ΜΑΖΗ

ΤΟΜΟΣ ΔΕΥΤΕΡΟΣ

ΦΥΣΙΚΗ

ΘΕΡΜΟΤΗΣ - ΟΠΤΙΚ

ΕΚΔΟΣΙΣ
ΤΕΤΑΡΤΗ

ΒΙΒΛΙΟΠΩΛΕΙΟΝ ΤΗΣ «ΕΣΤΙΑΣ»

54

Φ Υ Σ Ι Κ Η

ΤΟΜΟΣ ΙΙ

Τὰ γνήσια ἀντίτυπα φέρουν τὴν ὑπογραφὴν τοῦ συγγραφέως.

Τυπογραφεῖον Ἀδελφῶν Γ. Ῥόδη, Κεραμεικοῦ 40, Ἀθῆναι

ΑΛΚΙΝΟΟΥ Ε. ΜΑΖΗ
Διευθυντοῦ τῆς Βαρβακείου Προτύπου Σχολῆς
τοῦ Διδασκαλείου Μέσης Ἐκπαιδεύσεως

ΦΥΣΙΚΗ

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

ΤΟΜΟΣ ΔΕΥΤΕΡΟΣ

ΘΕΡΜΟΤΗΣ - ΟΠΤΙΚΗ

ΕΚΔΟΣΙΣ ΤΕΤΑΡΤΗ

ΒΙΒΛΙΟΠΩΛΕΙΟΝ ΤΗΣ "ΕΣΤΙΑΣ"
ΑΘΗΝΑΙ 1963

ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΟΝ ΣΗΜΕΙΩΜΑ

Ὁ παρὼν τόμος, περιλαμβάνων τὴν Θερμότητα καὶ τὴν Ὀπτικήν, ἐκδίδεται εἰς δευτέραν ἔκδοσιν. Αἱ ἀρχαὶ ἐπὶ τῶν ὁποίων στηρίζεται ἡ ἐκλογή, ἡ διάρθρωσις καὶ ἡ διαπραγμάτευσις τῆς ὕλης ἐκτίθενται εἰς τὸ εἰσαγωγικὸν σημείωμα τῆς δευτέρας ἐκδόσεως τοῦ πρώτου τόμου τοῦ βιβλίου τούτου.

Εἰς τὴν δευτέραν ἔκδοσιν τοῦ ἀνὰ χεῖρας τόμου ἐπῆλθον μερικαὶ συμπληρώσεις καὶ μεταβολαί, πρὸς τὸν σκοπὸν βελτιώσεως τοῦ βιβλίου. Ἡ γενικὴ ὅμως διάρθρωσις τῆς ὕλης παρέμεινεν ἀμετάβλητος.

Εἰς τὸ κεφάλαιον τῆς **Θερμότητος** ἐξετάζονται τὰ θεμελιώδη θερμικὰ φαινόμενα καὶ ἰδιαιτέρως τονίζεται ἡ στενὴ σχέσις, ἡ ὁποία ὑπάρχει μεταξὺ τῆς θερμότητος καὶ τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων, διότι οὕτω κατανοεῖται σαφῶς ἡ φύσις τῆς θερμότητος. Ἐπὶ τῇ βάσει τῶν στοιχείων ἐκ τῆς κινητικῆς θεωρίας, τὰ ὁποῖα δίδονται εἰς τὴν Μηχανικὴν τῶν ἀερίων, εὑρίσκονται εὐκόλως εἰς τὸ κεφάλαιον τῆς Θερμότητος αἱ σχέσεις διὰ τῶν ὁποίων ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ θερμότης εἶναι ἡ ἐκδήλωσις τῆς κινήσεως τῶν μορίων. Τέλος ἐπισημαίνεται ἡ ἰδιαιτέρα σημασία τῆς ἐννοίας τῆς ἐντροπίας, μὲ τὴν ὁποίαν συνδέεται ἡ ἐξέλιξις τῶν φαινομένων εἰς τὴν Φύσιν.

Τὸ κεφάλαιον τῆς **Ὀπτικῆς** διαιρεῖται εἰς δύο μεγάλα τμήματα, τὴν Γεωμετρικὴν Ὀπτικὴν καὶ τὴν Φυσικὴν Ὀπτικήν. Εἰς τὴν Γεωμετρικὴν Ὀπτικὴν ἐξετάζονται θεμελιώδη ὀπτικὰ φαινόμενα, ἤτοι ἡ εὐθύγραμμος διάδοσις τοῦ φωτός, ἡ ἀνάκλασις, ἡ διάθλασις καὶ ἡ ἀνάλυσις τοῦ φωτός. Οὕτω ἐπιτυγχάνεται συγκέντρωσις τῶν ὀλίγων καὶ ἁπλῶν νόμων τῆς Γεωμετρικῆς Ὀπτικῆς. Ἔπειτα ἀκολουθεῖ ἡ ἑνιαία μελέτη τοῦ σχηματισμοῦ εἰδώλων ἐξ ἀνακλάσεως καὶ διαθλάσεως τοῦ φωτός. Ἡ τοιαύτη διάταξις τῆς ὕλης παρουσιάζει τὸ πλεονέκτημα ὅτι δὲν ἐπέρχονται διακοπαὶ κατὰ τὴν σπουδὴν τῶν νόμων τῆς Γεωμετρικῆς Ὀπτικῆς καὶ ἡ μελέτη τοῦ σχηματισμοῦ τῶν εἰδώλων εἶναι ἐπίσης ἑνιαία καὶ ἀδιάκοπος. Ἡ φωτομετρία, εἰς τὴν ὁποίαν τὸ φῶς ἐξετάζεται ὡς μία μορφὴ ἐνεργείας, προτάσσεται τῆς Φυσικῆς Ὀπτικῆς, εἰς τὴν ὁποίαν τὸ φῶς ἐξετάζεται ὡς διάδοσις ἐνεργείας διὰ κυμάνσεων. Εἰς τὴν Φυσικὴν Ὀπτικὴν θεωροῦνται γνωστὰ τὰ περὶ κυμάνσεων γενικῶς ἐκ τῆς Μηχανικῆς. Εἰς τὸ τέλος τῆς Φυσικῆς Ὀπτικῆς ἐξετάζονται στοιχειωδῶς οἱ νόμοι τῆς ἐκπομπῆς καὶ ἀπορροφήσεως τῆς θερμικῆς ἀκτινοβολίας. Ἡ μελέτη τῶν ὀπτικῶν φαινομένων ἄγεται μέχρι τῶν ὁρίων τῆς Ἀτομικῆς Φυσικῆς, ἡ ὁποία στοιχειωδῶς ἐξετάζεται εἰς τὸν τρίτον τόμον τοῦ βιβλίου τούτου. Οὕτω ὁ μαθητὴς προετοιμάζεται νὰ γνωρίσῃ ἀργότερα ὅτι μία ἀκτὶς φωτὸς εἶναι ἓν μήνυμα πρὸς τὸν ἔξω κόσμον περὶ γεγονότων, τὰ ὁποῖα συνέβησαν ἐντὸς τοῦ ἀτόμου τῆς ὕλης καὶ ὅτι κάθε ἀκτὶς φωτός, προερχομένη ἀπὸ τὸν γαλαξιακὸν ἢ ἐξωγαλαξιακὸν χῶρον, μεταφέρει ἓν κρυπτογράφημα μὲ πολυτίμους πληροφορίας.

Ἐπαναλαμβάνεται καὶ ἐνταῦθα ὅτι ἀποστολὴ τοῦ βιβλίου τούτου εἶναι νὰ δώσῃ εἰς τοὺς μαθητὰς τῶν Πρακτικῶν Τμημάτων τῶν Γυμνασίων μας μίαν σύντομον, σαφῆ καὶ πλήρη ἀντίληψιν τῆς συγχρόνου Φυσικῆς, ἡ ὁποία ἀποτελεῖ θεμελιώδη παράγοντα τῆς πνευματικῆς καὶ οἰκονομικῆς ζωῆς τῶν πολιτισμένων λαῶν. Κάθε κεφάλαιον τῆς Φυσικῆς περικλείει μεγαλειώδεις κατακτήσεις τῆς ἀνθρωπίνης σκέψεως, αἱ ὁποῖαι εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς ἀδιακόπου τάσεως τοῦ ἀνθρώπου νὰ γνωρίσῃ τὴν καταπλήσσουσαν ἁρμονίαν τῆς Φύσεως.

Α. Ε. ΜΑΖΗΣ

Ἀθῆναι, Ἰανουάριος 1960.

ΘΕΡΜΟΤΗΣ

ΔΙΑΣΤΟΛΗ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ

ΜΕΤΡΗΣΙΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ

1. **Θερμότης.**— Τὸ αἴτιον, τὸ ὁποῖον προκαλεῖ τὸ αἴσθημα τοῦ θερμοῦ ἢ τοῦ ψυχροῦ, καλεῖται **θερμότης.** Εἶναι γνωστὸν ὅτι εἰς τὰς ἀτμομηχανὰς ἡ θερμότης, ἡ ὁποία προκύπτει ἀπὸ τὴν καῦσιν τοῦ λιθάνθρακος ἢ τοῦ πετρελαίου, παράγει ἔργον. Ὥστε:

| ***Ἡ θερμότης εἶναι μία μορφὴ ἐνεργείας.***

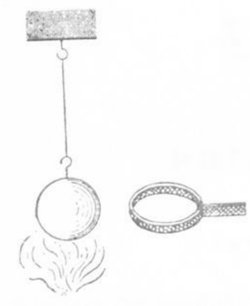
2. **Θερμοκρασία.**—Ὅταν λέγωμεν ὅτι ἓν σῶμα εἶναι θερμὸν ἢ ψυχρόν, χαρακτηρίζομεν τὴν θερμικὴν κατάστασιν τοῦ σώματος. Ὁ χαρακτηρισμὸς τῆς θερμικῆς καταστάσεως ἑνὸς σώματος ἐπὶ τῇ βάσει τῆς ἁφῆς ἔχει σχετικὴν ἀξίαν, διότι ἐξαρτᾶται κυρίως ἀπὸ τὴν θερμικὴν κατάστασιν τοῦ δέρματός μας.

Ἡ θερμικὴ κατάστασις ἑνὸς σώματος δύναται νὰ μεταβληθῇ σ υ ν ε χ ῶ ς ἀπὸ τοῦ ψυχροῦ εἰς τὸ θερμὸν καὶ ἀντιστρόφως. Τοῦτο καταφαίνεται, ὅταν θερμαίνεται ψυχρὸν ὕδωρ ἢ ὅταν θερμὸν ὕδωρ ἀφήνεται νὰ ψυχθῇ. Διὰ νὰ παρακολουθήσωμεν τὰς μεταβολὰς τῆς θερμικῆς καταστάσεως τῶν σωμάτων, πρέπει ἑκάστη θερμικὴ κατάστασις νὰ ἐκφράζεται ὡς φυσικὸν μέγεθος μὲ ἕνα ἀριθμόν. Οὕτω ἔχομεν τὸν ἀκόλουθον **ὁρισμὸν τῆς θερμοκρασίας:**

| ***Θερμοκρασία τοῦ σώματος καλεῖται τὸ φυσικὸν μέγεθος, τὸ ὁποῖον χαρακτηρίζει τὴν θερμικὴν κατάστασιν τοῦ σώματος, δηλαδὴ τὸν βαθμὸν τῆς θερμάνσεως τοῦ σώματος.***

3. **Διαστολὴ τῶν σωμάτων.**— Καλεῖται **διαστολὴ** τῶν σωμάτων ἡ μεταβολή, τὴν ὁποίαν ὑφίστανται αἱ διαστάσεις τῶν σωμάτων, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία των. Εὐκόλως δυνάμεθα νὰ ἀποδείξωμεν ὅτι ὅλα τὰ σώματα θερμαινόμενα διαστέλλονται (ἐξαίρεσιν ἀποτελοῦν ἐλάχιστα σώματα, ὅπως τὸ καουτσούκ, ἡ πορσελάνη, ὁ ἰωδιοῦχος ἄργυρος κ.ἄ.). Εἰδικώτερον ἡ διαστολὴ τῶν στερεῶν σωμάτων ἀποδεικνύεται μὲ τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 1. Μία σφαῖρα ἐκ χαλκοῦ δύναται νὰ διέρχεται ἀκριβῶς διὰ δακτυλίου ἐκ τοῦ αὐτοῦ μετάλλου. Ὅταν ἡ σφαῖρα θερμανθῇ ἰσχυρῶς, αὕτη δὲν διέρχεται διὰ τοῦ δακτυλίου. Τὸ πείραμα τοῦτο ἀποδεικνύει ὅτι, κατὰ τὴν θέρμανσιν τῆς σφαίρας, ὅ λ α ι α ἱ δ ι α σ τ ά-

σεις αὐτῆς αὐξάνονται. Ἐὰν θερμάνωμεν συγχρόνως τὴν σφαῖραν καὶ τὸν δακτύλιον, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ σφαῖρα πάντοτε διέρχεται διὰ τοῦ δακτυλίου. Τότε αἱ ἐσωτερικαὶ διαστάσεις τοῦ δακτυλίου μένουν πάντοτε ἴσαι μὲ τὰς ἐξωτερικὰς διαστάσεις τῆς σφαίρας. Ἐκ τούτου συνάγεται ὅτι κατὰ τὴν διαστολὴν τῶν στερεῶν σωμάτων ἡ χωρητικότης τῶν κενῶν χώρων, τοὺς ὁποίους παρουσιάζουν τὰ σώματα ταῦτα, ὑφίσταται αὔξησιν ἴσην μὲ τὴν αὔξησιν, τὴν ὁποίαν θὰ ὑφίστατο ὄγκος στερεοῦ σώματος τῆς αὐτῆς οὐσίας, τὸ ὁποῖον θὰ ἐγέμιζε τελείως τὴν χωρητικότητα αὐτήν. Οὕτω, ὅταν ὑψώνεται ἡ θερμοκρασία ἑνὸς ὑαλίνου δοχείου, ἡ ἐσωτερικὴ χωρητικότης αὐτοῦ αὐξάνεται τόσον, ὅσον θὰ ηὐξάνετο μία μᾶζα ὑάλου, ἡ ὁποία θὰ ἐγέμιζε τὸ δοχεῖον. Ἡ αὔξησις τοῦ ὄγκου ἑνὸς σώματος καλεῖται εἰδικώτερον *κυβικὴ διαστολή*.

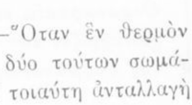


Σχ. 1. Διὰ τὴν ἀπόδειξιν τῆς διαστολῆς τῶν στερεῶν.

Ἡ αὔξησις, τὴν ὁποίαν ὑφίστανται κατὰ τὴν θέρμανσιν τοῦ σώματος αἱ δύο διαστάσεις μιᾶς ἐπιφανείας αὐτοῦ, καλεῖται *ἐπιφανειακὴ διαστολή*. Ἡ δὲ ἐπιμήκυνσις, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται κατὰ τὴν θέρμανσιν τοῦ σώματος ἡ μία τῶν διαστάσεων αὐτοῦ, καλεῖται *γραμμικὴ διαστολή*.

4. Μέτρησις θερμοκρασιῶν.— Διὰ τὴν μέτρησιν τῆς θερμοκρασίας τῶν σωμάτων χρησιμοποιοῦνται εἰδικὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **θερμόμετρα.** Ἡ λειτουργία τῶν θερμομέτρων στηρίζεται ἐπὶ τοῦ γεγονότος, ὅτι κατὰ τὴν θέρμανσιν ἑνὸς σώματος μεταβάλλονται αἱ διαστάσεις του καὶ διάφοροι ἰδιότητες αὐτοῦ (ὀπτικαί, ἠλεκτρικαὶ κ.ἄ.). Μία λοιπὸν ἰδιότης τῶν σωμάτων, ἡ ὁποία μεταβάλλεται *συνεχῶς* μετὰ τῆς θερμοκρασίας, δύναται νὰ ἀποτελέσῃ τὴν βάσιν τῆς λειτουργίας ἑνὸς θερμομέτρου. Οὕτω χρησιμοποιοῦνται σήμερον διάφοροι τύποι θερμομέτρων. Ὁ συνήθης τύπος θερμομέτρου στηρίζεται εἰς τὴν διαστολὴν τῶν σωμάτων (*θερμόμετρα διαστολῆς*).

5. Μέτρησις τῆς θερμοκρασίας ἑνὸς σώματος.—Ὅταν ἓν θερμὸν σῶμα ἔλθῃ εἰς ἐπαφὴν μὲ ἓν ψυχρὸν σῶμα, τότε μεταξὺ τῶν δύο τούτων σωμάτων λαμβάνει χώραν *ἀνταλλαγὴ θερμότητος*. Ἡ τοιαύτη ἀνταλλαγὴ θερμότητος μεταξὺ τῶν σωμάτων δύναται νὰ γίνῃ, ὡς γνωστόν, κατὰ τοὺς ἑξῆς τρόπους: *δι' ἀγωγῆς*, *διὰ ρευμάτων* καὶ *δι' ἀκτινοβολίας*. Ἂς λάβωμεν κλειστὸν μεταλλικὸν δοχεῖον Ε (σχ. 2), τὸ ὁποῖον περιβάλλεται μὲ μονωτικὴν οὐσίαν (π.χ. φελλόν), διὰ νὰ παρεμποδίζεται ἡ ἀνταλλαγὴ θερμότητος μεταξὺ αὐτοῦ καὶ τοῦ ἐξωτερικοῦ περιβάλλοντος. Ἐντὸς τοῦ δοχείου θέτομεν τὰ σώματα Α καὶ Β, τὰ ὁποῖα δὲν ἐπιδροῦν ἐπ' ἀλλήλων χημικῶς. Ἐὰν τὰ τρία σώματα Ε, Α καὶ Β ἔχουν κατ' ἀρχὰς διαφορετικὰς θερμοκρασίας, θὰ λάβῃ χώραν



Σχ. 2. Ἀποκατάστασις θερμικῆς ἰσορροπίας.

μεταξὺ αὐτῶν ἀνταλλαγὴ θερμότητος, ἕως ὅτου καὶ τὰ τρία σώματα ἀποκτήσουν τὴν ἰδίαν θερμοκρασίαν. Τότε λέγομεν ὅτι τὰ τρία σώματα εὑρίσκονται εἰς θ ε ρ μ ι κ ὴ ν ἰ σ ο ρ ρ ο π ί α ν. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτήν, ἂν γνωρίζωμεν τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἑνὸς σώματος, γνωρίζομεν καὶ τὴν θερμοκρασίαν τῶν ἄλλων σωμάτων. Ἡ ἀνταλλαγὴ θερμότητος μεταξὺ τῶν σωμάτων, τὰ ὁποῖα ἔχουν διαφορετικὰς θερμοκρασίας, εἶναι συνέπεια τῆς ἑξῆς γενικῆς ἀρχῆς:

Ἡ θερμότης αὐτομάτως μεταβαίνει πάντοτε ἀπὸ τὸ θερμότερον εἰς τὸ ψυχρότερον σῶμα.

Ἐπὶ τῆς ἀρχῆς αὐτῆς στηρίζεται ἡ μέτρησις τῆς θερμοκρασίας διὰ τῶν θερμομέτρων.

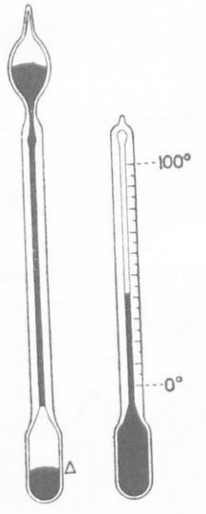
6. Ἐκλογὴ τῆς ὕλης καὶ τοῦ θερμομετρικοῦ φαινομένου.— Κατὰ διαφόρους τρόπους δυνάμεθα νὰ ἐκλέξωμεν τὸ σῶμα, τοῦ ὁποίου μία ἰδιότης μεταβάλλεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Οὕτω δυνάμεθα νὰ μετρῶμεν τὴν διαστολὴν ἑνὸς ὑγροῦ (π.χ. ὑδραργύρου, οἰνοπνεύματος, τολουολίου) ἢ τὴν διαστολὴν ἑνὸς ἀερίου (π.χ. ὑδρογόνου, ἀζώτου, ἡλίου). Ἐπίσης δυνάμεθα νὰ μετρῶμεν τὴν ἠλεκτρικὴν ἀντίστασιν ἑνὸς σώματος ἢ ἄλλας ἠλεκτρικὰς καὶ ὀπτικὰς ἰδιότητας τῶν σωμάτων. Οὕτω πραγματοποιοῦμεν τέσσαρας κατηγορίας θερμομέτρων:

α) Τὰ θ ε ρ μ ό μ ε τ ρ α δ ι α σ τ ο λ ῆ ς βασίζονται εἰς τὴν μεταβολὴν τοῦ ὄγκου ἑνὸς σώματος, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία του.— β) Τὰ θ ε ρ μ ό μ ε τ ρ α ἀ ν τ ι σ τ ά σ ε ω ς βασίζονται εἰς τὴν μεταβολὴν τῆς ἠλεκτρικῆς ἀντιστάσεως τῶν συρμάτων, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία αὐτῶν.— γ) Τὰ θ ε ρ μ ο η λ ε κ τ ρ ι κ ὰ θ ε ρ μ ό μ ε τ ρ α βασίζονται εἰς ἠλεκτρικὸν φαινόμενον ἐμφανιζόμενον εἰς τὴν περιοχὴν τῆς συγκολλήσεως δύο διαφορετικῶν μεταλλικῶν ράβδων.— δ) Τὰ ὀ π τ ι κ ὰ θ ε ρ μ ό μ ε τ ρ α βασίζονται εἰς τὴν μεταβολὴν τῆς ἀκτινοβολίας, τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει ἓν σῶμα, ὅταν τοῦτο θερμαίνεται ἰσχυρῶς.

Ἀναλόγως τῆς ἐκλογῆς τοῦ σώματος ἢ τοῦ θερμομετρικοῦ φαινομένου, μία ὡρισμένη θερμοκρασία ἐκφράζεται μὲ διαφορετικοὺς ἀριθμούς, οἱ ὁποῖοι δὲν εἶναι μεταξύ των ἀνάλογοι. Αὐτὴ ἡ ἔλλειψις ἀναλογίας ὀφείλεται εἰς τὸ γεγονός, ὅτι οἱ ἀριθμοὶ αὐτοὶ δὲν μετροῦν τὰς θερμοκρασίας, ἀλλὰ μόνον ἐπιτρέπουν τὴν σύγκρισιν αὐτῶν. Διὰ νὰ συγκρίνωνται μεταξύ των αἱ κατὰ διαφόρους μεθόδους μετρούμεναι θερμοκρασίαι, ἐγένετο δεκτὸν νὰ ἀνάγωνται ὅλαι αἱ ἐνδείξεις τῶν διαφόρων θερμομέτρων εἰς μίαν εἰδικὴν κλίμακα θερμοκρασιῶν, ἡ ὁποία εἶναι ἡ κλῖμαξ τοῦ μὲ τέλειον ἀέριον λειτουργοῦντος θερμομέτρου (ἀερικὸν θερμόμετρον).

7. Ὑδραργυρικὸν θερμόμετρον.— Τὸ ὑ δ ρ α ρ γ υ ρ ι κ ὸ ν θ ε ρ μ ό μ ε τ ρ ο ν ἀποτελεῖται ἀπὸ ὑάλινον δοχεῖον (σφαιρικὸν ἢ κυλινδρικόν), τὸ ὁποῖον καταλήγει εἰς τριχοειδῆ σωλῆνα σταθερᾶς διαμέτρου (σχ. 3). Τὸ δοχεῖον καὶ μέρος τοῦ σωλῆνος εἶναι πλήρη ὑδραργύρου. Τὸ ὑπόλοιπον τμῆμα τοῦ σωλῆνος εἶναι κενὸν ἀέρος. Ἡ ἐκδίωξις τοῦ ἀέρος ἐκ τοῦ σωλῆνος ἐπιτυγχάνεται ὡς ἑξῆς: Τὸ θερμόμετρον φέρεται εἰς ὑψηλὴν θερμοκρασίαν, ὥστε νὰ πληρωθῇ μὲ ὑδράργυρον ὁλόκληρος ὁ σωλήν· τότε κλείεται τὸ ἀνώτερον ἄκρον τοῦ σωλῆνος διὰ συντήξεως τῆς ὑάλου.

8. Βαθμολογία τοῦ ὑδραργυρικοῦ θερμομέτρου.— Διὰ νὰ καθορίσωμεν μίαν κλίμακα θερμοκρασιῶν, ἐκλέγομεν δύο *σταθερὰς* θερμοκρασίας, ἑκάστην τῶν ὁποίων αὐθαιρέτως χαρακτηρίζομεν μὲ ἕνα ἀριθμόν. Οὕτω εἰς τὴν **ἑκατονταβάθμιον κλίμακα** θερμοκρασιῶν, ἡ ὁποία συνήθως καλεῖται **κλῖμαξ Κελσίου** (°C), ἡ σταθερὰ θερμοκρασία τοῦ τηκομένου πάγου χαρακτηρίζεται ὡς *θερμοκρασία* 0°. Ἡ δὲ σταθερὰ θερμοκρασία τῶν ὑδρατμῶν, ὅταν τὸ ὕδωρ βράζῃ ὑπὸ τὴν κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν (76 cm Hg), χαρακτηρίζεται ὡς *θερμοκρασία* 100°. Κατόπιν τοῦ ἀνωτέρω ὁρισμοῦ, ἡ βαθμολογία τοῦ ὑδραργυρικοῦ θερμομέτρου γίνεται ὡς ἑξῆς: Βυθίζομεν τὸ θερμόμετρον ἐντὸς τῶν ἀτμῶν ὕδατος, τὸ ὁποῖον βράζει ὑπὸ τὴν κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, καὶ σημειώνομεν τὸν ἀριθμὸν 100 εἰς τὸ σημεῖον τοῦ σωλῆνος, εἰς τὸ ὁποῖον ἔχει φθάσει τότε ἡ στάθμη τοῦ ὑδραργύρου. Ἔπειτα βυθίζομεν τὸ θερμόμετρον ἐντὸς λεπτῶν τριμμάτων πάγου καὶ σημειώνομεν τὸν ἀριθμὸν 0 εἰς τὸ σημεῖον τοῦ σωλῆνος, εἰς τὸ ὁποῖον ἔχει φθάσει ἡ στάθμη τοῦ ὑδραργύρου. Τὸ μεταξὺ τῶν διαιρέσεων 0 καὶ 100 τμῆμα τοῦ σωλῆνος διαιρεῖται εἰς 100 ἴσα μέρη. Ἡ βαθμολογία τοῦ θερμομέτρου ἐπεκτείνεται κάτωθεν τῆς διαιρέσεως 0 καὶ ἄνωθεν τῆς διαιρέσεως 100. Αἱ διαιρέσεις τῆς κλίμακος καλοῦνται *βαθμοὶ* (σύμβολον grad ἢ °C). Αἱ κάτω τοῦ μηδενὸς θερμοκρασίαι θεωροῦνται ἀρνητικαί.



Σχ. 3. Ὑδραργυρικὸν θερμόμετρον.

Κλῖμαξ Fahrenheit.—Εἰς τὴν Ἀγγλίαν καὶ τὰς Ἡνωμένας Πολιτείας χρησιμοποιεῖται ἡ **κλῖμαξ Fahrenheit** (°F). Εἰς τὴν κλίμακα αὐτὴν ἡ θερμοκρασία τοῦ τηκομένου πάγου εἶναι 32° F, ἡ δὲ θερμοκρασία τῶν ἀτμῶν τοῦ βράζοντος ὕδατος εἶναι 212° F. Οὕτω 100 διαιρέσεις τῆς κλίμακος Κελσίου ἀντιστοιχοῦν εἰς 180 διαιρέσεις τῆς κλίμακος Fahrenheit. Ἑπομένως C βαθμοὶ Κελσίου καὶ F βαθμοὶ Fahrenheit συνδέονται μεταξύ των διὰ τῆς σχέσεως:

$$\frac{C}{F-32}=\frac{100}{212-32} \quad \text{ἢ} \quad \frac{C}{F-32}=\frac{5}{9}$$

8 α. Καθορισμὸς τοῦ ἑνὸς βαθμοῦ θερμοκρασίας.— Εἰς τὸ ὑδραργυρικὸν θερμόμετρον δεχόμεθα *κατὰ συνθήκην*, ὅτι ἡ θερμοκρασία μιᾶς ὡρισμένης μάζης ὑδραργύρου, εὑρισκομένης ἐντὸς ὑαλίνου δοχείου, εἶναι *γραμμικὴ συνάρτησις* τοῦ φαινομένου ὄγκου τοῦ ὑδραργύρου. Οὕτω, ἂν θ° εἶναι ἡ θερμοκρασία τῆς ἐντὸς τοῦ θερμομέτρου μάζης τοῦ ὑδραργύρου, ὅταν ὁ φαινόμενος ὄγκος του εἶναι V_θ, τότε θὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις: $\theta=\alpha\cdot V_\theta+\beta$, ὅπου α καὶ β εἶναι δύο σταθεραί. Ἔστω ὅτι V_0, V_{100} καὶ V_θ εἶναι ἀντιστοίχως οἱ φαινόμενοι ὄγκοι τῆς μάζης τοῦ ὑδραργύρου εἰς τὰς θερμοκρασίας 0° C, 100° C καὶ θ° C. Τότε ἔχομεν τὰς τρεῖς ἐξισώσεις:

$$0=\alpha\cdot V_0+\beta \qquad 100=\alpha\cdot V_{100}+\beta \qquad \theta=\alpha\cdot V_\theta+\beta$$

Ἀπὸ τὰς ἀνωτέρω ἐξισώσεις λαμβάνομεν τὰς ἀκολούθους δύο σχέσεις:

$$\theta = \alpha(V_\theta - V_0) \qquad \text{καὶ} \qquad 100 = \alpha(V_{100} - V_0)$$

Ἂν διαιρέσωμεν κατὰ μέλη τὰς δύο τελευταίας ἐξισώσεις, εὑρίσκομεν:

$$\frac{\theta}{100} = \frac{V_\theta - V_0}{V_{100} - V_0} \qquad \text{ἢ} \qquad \theta = \frac{V_\theta - V_0}{\frac{V_{100} - V_0}{100}}$$

Ἡ παράστασις $\frac{V_{100} - V_0}{100}$ ἐκφράζει τὸ ἑκατοστὸν τῆς μεταβολῆς τοῦ φαινομένου ὄγκου τοῦ ὑδραργύρου μεταξὺ τῶν σταθερῶν θερμοκρασιῶν 0° C καὶ 100° C. Ἡ μεταβολὴ αὕτη ἀντιστοιχεῖ εἰς ἕνα βαθμὸν θερμοκρασίας τῆς ἑκατονταβαθμίου κλίμακος (1 grad ἢ 1° C). Ἡ θερμοκρασία θ° εἶναι θετική, ὅταν εἶναι: $V_\theta > V_0$, δηλαδὴ διὰ θερμοκρασίας μεγαλυτέρας ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τήξεως τοῦ πάγου. Ἡ θερμοκρασία θ° εἶναι ἀρνητική, ὅταν εἶναι: $V_\theta < V_0$, δηλαδὴ διὰ θερμοκρασίας μικροτέρας ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τήξεως τοῦ πάγου.

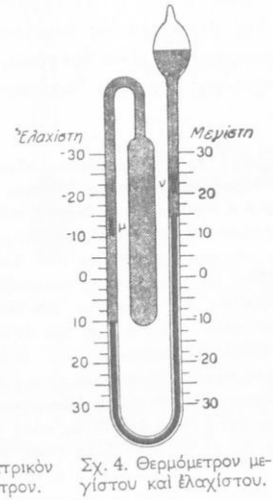
9. Εὐπάθεια τοῦ θερμομέτρου.—Ἐὰν τὸ δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου εἶναι ἀρκετὰ μεγάλο καὶ ὁ σωλήν του πολὺ λεπτός, τότε τὸ θερμόμετρον τοῦτο δύναται νὰ δείξῃ πολὺ μικρὰς μεταβολὰς τῆς θερμοκρασίας, διότι ἡ αὔξησις τοῦ ὄγκου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν διαστελλομένην μᾶζαν. Εἰς τὴν περίπτωσιν ὅμως αὐτὴν τὸ θερμόμετρον δὲν περιλαμβάνει ὁλόκληρον τὴν κλίμακα ἀπὸ 0° ἕως 100°, ἀλλὰ τμῆμα αὐτῆς, π.χ. ἀπὸ 10° ἕως 20° ἢ ἀπὸ 30° ἕως 40°. Οὕτω ἕκαστος βαθμὸς καταλαμβάνει μεγάλο μῆκος ἐπὶ τοῦ σωλῆνος καὶ ὑποδιαιρεῖται εὐκόλως εἰς κλάσματα τοῦ βαθμοῦ. Τὰ ὑδραργυρικὰ θερμόμετρα τῶν ἐργαστηρίων εἶναι πολὺ εὐπαθῆ καὶ δυνάμεθα μὲ αὐτὰ νὰ μετρήσωμεν θερμοκρασίας μὲ ἀκρίβειαν 1/200 τοῦ βαθμοῦ.

Ἐξ ἄλλου ὅμως ἓν εὐπαθὲς θερμόμετρον πρέπει νὰ τίθεται ταχέως εἰς θερμικὴν ἰσορροπίαν μὲ τὸ περιβάλλον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου τοποθετεῖται. Ἑπομένως ἡ μᾶζα τοῦ ὑδραργύρου πρέπει νὰ εἶναι μικρά. Ἡ συνθήκη αὐτὴ εἶναι ἀντίθετος πρὸς τὴν ἀνωτέρω. Ἀναλόγως λοιπὸν τῶν περιστάσεων ἐπιζητεῖται τὸ ἓν ἢ τὸ ἄλλο εἶδος εὐπαθείας τοῦ θερμομέτρου.

10. Θερμόμετρα μὲ ὑγρόν.—Ὁ ὑδράργυρος στερεοποιεῖται εἰς —30° C καὶ βράζει εἰς 360° C ὑπὸ τὴν κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν. Ὁ ὑδράργυρος εἶναι τὸ μόνον ὑπὸ τὴν συνήθη θερμοκρασίαν ὑγρόν, τὸ ὁποῖον παρουσιάζει τόσον μεγάλην ἀπόστασιν μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν πήξεως καὶ βρασμοῦ. Τὸ ὑδραργυρικὸν λοιπὸν θερμόμετρον δύναται νὰ χρησιμοποιηθῇ μόνον μεταξὺ τῶν ἀνωτέρω ὁρίων θερμοκρασίας. Ἀλλὰ πρακτικῶς δὲν χρησιμοποιεῖται ἄνω τῶν 300° C, διότι ἄνωθεν τῆς θερμοκρασίας αὐτῆς ὁ ὑδράργυρος ἐξατμίζεται καὶ ἡ ὕαλος γίνεται μαλακή. Χρησιμοποιοῦντες χαλαζίαν ἀντὶ τῆς ὑάλου καὶ εἰσάγοντες ἄνωθεν τοῦ ὑδραργύρου ἄζωτον ὑπὸ πίεσιν, διὰ νὰ ἐπιβραδυνθῇ ὁ βρασμὸς τοῦ ὑδραργύρου, κατορθώνομεν νὰ κατασκευάσωμεν θερμόμετρα, μὲ τὰ ὁποῖα μετροῦμεν θερμοκρασίας ἀπὸ 450° ἕως 500° C. Εἰς πολλὰ εὐθηνὰ θερμόμετρα χρησιμοποιεῖται οἰνόπνευμα χρωματισμένον ἐρυθρόν. Τὸ οἰνόπνευμα βράζει εἰς 78° C καὶ στερεοποιεῖται εἰς —130° C. Οὕτω τὸ οἰνοπνευματικὸν θερμόμετρον χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν μέτρησιν ἀρκετὰ χαμηλῶν θερμοκρασιῶν. Δὲν δυνάμεθα ὅμως νὰ τὸ χρησιμοποιήσωμεν κάτω τῶν —50° C, διότι τότε τὸ οἰνόπνευμα γίνεται πυκνόρρευστον. Διὰ τὴν μέτρησιν χαμηλῶν θερμοκρασιῶν χρησιμοποιοῦνται θερμόμετρα περιέχοντα *τολουόλιον* (ἕως —100° C), *πεντάνιον* (ἕως —160° C) ἢ *πετρελαϊκὸν αἰθέρα* (ἕως —190° C).

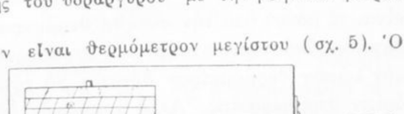
11. Θερμόμετρα μεγίστου καὶ ἐλαχίστου.— Τὰ *θερμόμετρα μεγίστου* καὶ τὰ *θερμόμετρα ἐλαχίστου* δίδουν τὴν μεγαλυτέραν καὶ τὴν μικροτέραν θερμοκρασίαν, αἱ ὁποῖαι παρατηροῦνται ἐντὸς ὡρισμένου χρονικοῦ διαστήματος. Τοιοῦτον θερμόμετρον μεγίστου καὶ ἐλαχίστου εἶναι τὸ *θερμόμετρον Six*, τὸ ὁποῖον χρησιμοποιεῖται εἰς τὴν Μετεωρολογίαν. Τοῦτο εἶναι οἰνοπνευματικὸν θερμόμετρον (σχ. 4), τοῦ ὁποίου ὁ σωλὴν εἶναι κεκαμμένος εἰς σχῆμα U καὶ καταλήγει εἰς μικρὰν σφαῖραν. Ἐντὸς τοῦ κεκαμμένου σωλῆνος ὑπάρχει στήλη ὑδραργύρου καὶ ἄνωθεν αὐτῆς ὑπάρχει πάλιν οἰνόπνευμα, ἐντὸς δὲ τῆς σφαίρας περιέχεται μικρὰ ποσότης ἀέρος. Ἐντὸς τῶν δύο βραχιόνων τοῦ σωλῆνος ὑπάρχουν δύο μικροὶ δεῖκται μ καὶ ν ἐκ σιδήρου, οἱ ὁποῖοι δύνανται νὰ κινοῦνται ἐντὸς τοῦ σωλῆνος μὲ μικρὰν τριβήν. Ὅταν ἀνέρχεται ἡ θερμοκρασία, ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου ἐξωθεῖται πρὸς τὸν δεξιὸν βραχίονα καὶ ὁ δείκτης ν μετακινεῖται πρὸς τὰ ἄνω, διότι ὁ ὑδράργυρος δὲν διαβρέχει τὸν σίδηρον. Ὅταν ἀντιθέτως ἡ θερμοκρασία κατέρχεται, ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου ἐξωθεῖται πρὸς τὸν ἀριστερὸν βραχίονα ὑπὸ τὴν πίεσιν τοῦ ἐντὸς τῆς σφαίρας ἀέρος. Τώρα μετακινεῖται πρὸς τὰ ἄνω ὁ δείκτης μ. Κατὰ τὴν ὀπισθοχώρησιν τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύγου οἱ δεῖκται δὲν παρασύρονται, ἀλλὰ παραμένουν εἰς τὰς θέσεις, εἰς τὰς ὁποίας ἀνύψωσεν αὐτοὺς ἡ ὑδραργυρικὴ στήλη. Οὕτω τὸ μὲν κατώτερον ἄκρον τοῦ δείκτου ν δεικνύει τὴν *μεγίστην* σημειωθεῖσαν θερμοκρασίαν, τὸ δὲ κατώτερον ἄκρον τοῦ δείκτου μ δεικνύει τὴν *ἐλαχίστην* σημειωθεῖσαν θερμοκρασίαν. Οἱ δεῖκται ἐπαναφέρονται εἰς τὰς δύο ἐπιφανείας τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου μὲ τὴν βοήθειαν μικροῦ μαγνήτου.

Σχ. 5. Ἰατρικὸν θερμόμετρον.



Σχ. 4. Θερμόμετρον μεγίστου καὶ ἐλαχίστου.

Τὸ *ἰατρικὸν θερμόμετρον* εἶναι θερμόμετρον μεγίστου (σχ. 5). Ὁ τριχοειδὴς σωλὴν φέρει εἰς τὴν βάσιν του μίαν στένωσιν. Ὅταν ὑψώνεται ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑδραργύρου, οὗτος διέρχεται διὰ τῆς στενώσεως καὶ ἀνέρχεται ἐντὸς τοῦ σωλῆνος. Κατὰ τὴν ψῦξιν ὅμως τοῦ θερμομέτρου ἡ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος εὑρεθεῖσα στήλη τοῦ ὑδραργύρου ἀποκόπτεται κατὰ τὴν στένωσιν καὶ ἀπομένει ἐντὸς τοῦ σωλῆνος. Τὸ ἀνώτερον ἄκρον τῆς στήλης δεικνύει τὴν μεγίστην θερμοκρασίαν. Ὁ ὑδράργυρος τοῦ σωλῆνος ἐπαναφέρεται ἐντὸς τοῦ δοχείου διὰ διαδοχικῶν τιναγμῶν.



Σχ. 6. Αὐτογραφικὸν θερμόμετρον.

12. Θερμόμετρον αὐτογραφικόν.— Αἱ κατὰ τὰς διαφόρους ὥρας τῆς ἡμέρας σημειούμεναι θερμοκρασίαι εὑρίσκονται μὲ τὸ αὐτογραφικὸν θερμόμετρον. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ ἐλαστικὸν μεταλλικὸν δοχεῖον (σχ. 6), ἑρμητικῶς κλειστόν, τὸ ὁποῖον εἶναι πλῆρες ὑγροῦ μὴ δυναμένου νὰ στερεοποιηθῇ εὐκόλως (οἰνόπνευμα, πετρελαϊκὸς αἰθήρ). Ἡ τομὴ τοῦ δοχείου εἶναι ἔλλειψις. Ἡ διαστολὴ ἢ συστολὴ τοῦ ὑγροῦ προκαλεῖ μεταβολὴν τῆς καμπυλότητος τοῦ δοχείου, τοῦ ὁποίου τὸ ἓν ἄκρον εἶναι στερεωμένον. Τὸ ἐλεύθερον ἄκρον τοῦ δοχείου συνδέεται διὰ συστήματος μοχλῶν μὲ δείκτην, ὁ ὁποῖος εἰς τὸ ἄκρον του φέρει γραφίδα. Ἡ γραφὶς καταγράφει τὰς ἑκάστοτε θερμοκρασίας ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας χάρτου, τυλιγμένου ἐπὶ κυλίνδρου· οὗτος κινεῖται περὶ ἄξονα δι' ὡρολογιακοῦ μηχανισμοῦ καὶ ἐκτελεῖ μίαν στροφὴν καθ' ἑβδομάδα. Τὸ ὄργανον βαθμολογεῖται ἐν συγκρίσει πρὸς ὑδραργυρικὸν θερμόμετρον.

* **13. Μετατόπισις τοῦ μηδενός.**— Λαμβάνομεν ὑδραργυρικὸν θερμόμετρον βαθμολογημένον πρὸ πολλοῦ καὶ τὸ βυθίζομεν ἐντὸς τηκομένου πάγου. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ στάθμη τοῦ ὑδραργύρου σταθεροποιεῖται εἰς ἓν σημεῖον, εὑρισκόμενον ὑψηλότερα ἀπὸ τὸ μηδὲν τῆς κλίμακος. Ὥστε τὸ μηδὲν τῆς κλίμακος μετετοπίσθη. Φέρομεν τὸ θερμόμετρον εἰς θερμοκρασίαν 100° C καὶ ἔπειτα τὸ βυθίζομεν ἐντὸς τηκομένου πάγου· ἡ στάθμη τοῦ ὑδραργύρου σταθεροποιεῖται περίπου εἰς τὸ μηδὲν τῆς κλίμακος. Ὥστε ἡ θέσις τῆς στάθμης τοῦ ὑδραργύρου ἑνὸς θερμομέτρου, βυθισμένου ἐντὸς τηκομένου πάγου, ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὰς θερμάνσεις, τὰς ὁποίας ὑπέστη προηγουμένως τὸ θερμόμετρον καὶ ἀπὸ τὸν χρόνον, ὁ ὁποῖος ἐμεσολάβησε μεταξὺ τῶν θερμάνσεων τούτων. Τὸ διάστημα, τὸ ὁποῖον χωρίζει τὰ διάφορα αὐτὰ μηδὲν τῆς κλίμακος, δύναται νὰ ὑπερβῇ τὸ 1/10 βαθμοῦ. Τὸ φαινόμενον τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὴν ἑξῆς αἰτίαν: Ὅταν τὸ δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου φέρεται εἰς ὑψηλὴν θερμοκρασίαν, τὸ δοχεῖον διαστέλλεται. Ὅταν μετὰ ταῦτα τὸ θερμόμετρον φέρεται εἰς θερμοκρασίαν 0° C, τὸ δοχεῖον διατηρεῖ κάποιο ὑπόλοιπον τῆς διαστολῆς (ὑστέρησις), διότι ἡ ὕαλος συστέλλεται βραδύτατα. Ἡ ἀρχικὴ διαστολὴ τοῦ δοχείου θὰ ἐξαφανισθῇ μετὰ παρέλευσιν μακροτάτου χρόνου. Οὕτω προκαλεῖται μία μετατόπισις τοῦ μηδενὸς τῆς κλίμακος· ἡ τοιαύτη ὅμως μετατόπισις προκαλεῖ καὶ μετατόπισιν ὁλοκλήρου τῆς κλίμακος. Διὰ τὸν λόγον τοῦτον κάθε ἀκριβὴς μέτρησις θερμοκρασίας πρέπει νὰ ὑφίσταται διόρθωσιν. Ἐὰν π.χ. εὕρωμεν θερμοκρασίαν 63,78° C, φέρομεν ἔπειτα ἀμέσως τὸ θερμόμετρον ἐντὸς τηκομένου πάγου· ἂν τότε τὸ θερμόμετρον δεικνύῃ π.χ. 0,26° C, τότε ἡ πραγματικὴ θερμοκρασία εἶναι ἡ διαφορὰ τῶν δύο ἐνδείξεων, ἤτοι εἶναι: $63{,}78^\circ - 0{,}26^\circ = 63{,}52^\circ$ C. Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν θ° ἀντιστοιχεῖ ὡρισμένη θέσις τοῦ μηδενὸς τῆς κλίμακος, ἡ ὁποία πρέπει νὰ προσδιορισθῇ ἀμέσως μετὰ τὴν παρατήρησιν τῆς ἐνδείξεως θ° καὶ ἡ ὁποία ἀποτελεῖ τὴν ἀρχὴν τῆς κλίμακος διὰ τὴν θερμοκρασίαν αὐτήν. Διὰ τοῦτο καὶ κατὰ τὴν βαθμολογίαν τοῦ θερμομέτρου τὸ σημεῖον 0° προσδιορίζεται ἀμέσως μετὰ τὸν προσδιορισμὸν τοῦ σημείου 100°. Σήμερον κατασκευάζονται τὰ θερμόμετρα ἀπὸ εἰδικὰ εἴδη ὑάλου, τὰ ὁποῖα παρουσιάζουν ἀνεπαίσθητον μετατόπισιν τοῦ μηδενὸς (0,01° ἕως 0,04° C).

ΔΙΑΣΤΟΛΗ ΤΩΝ ΣΤΕΡΕΩΝ

14. Γραμμικὴ διαστολή.—Ὅταν θερμαίνεται ἓν στερεὸν σῶμα, τότε αἱ γραμμικαὶ διαστάσεις του αὐξάνονται. Τοῦτο ἀποδεικνύεται μὲ τὸ ἑξῆς πείραμα: Τὸ ἄκρον Α ἑνὸς μεταλλικοῦ σωλῆνος στηρίζεται ἐπὶ σταθεροῦ στηρίγματος, τὸ δὲ ἄλλο ἄκρον του Β εὑρίσκεται εἰς ἐπαφὴν μὲ δείκτην, ὁ ὁποῖος δύναται νὰ μετακινῆται ἔμπροσθεν βαθμολογημένου τόξου (σχ. 7). Ἐὰν διαβιβάσωμεν διὰ τοῦ σωλῆνος ὑδρατμοὺς θερμοκρασίας 100° C, παρατηροῦμεν ὅτι ὁ δείκτης μετακινεῖται. Ἡ μετακίνησις τοῦ δείκτου ὀφείλεται εἰς τὴν ἐ π ι μ ή κ υ ν σ ι ν τοῦ σωλῆνος.

Ἔστω ὅτι εἰς θερμοκρασίαν 0° C μία ράβδος ἔχει μῆκος l_0. Ὅταν ἡ ράβδος θερμανθῇ εἰς θερμοκρασίαν θ° C, τὸ μῆκος της γίνεται l. Ἡ ἐπιμήκυνσις τῆς ράβδου εἶναι: $\Delta l = l - l_0$. Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι:

Ἡ ἐπιμήκυνσις (Δl), τὴν ὁποίαν ὑφίσταται μία ράβδος, ὅταν ἡ θερμοκρασία της μεταβάλλεται κατὰ $\Delta\theta$, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ ἀρχικὸν μῆκος (l_0) τῆς ράβδου καὶ πρὸς τὴν μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας.

ἐπιμήκυνσις ράβδου:	$\Delta l = \lambda \cdot l_0 \cdot \Delta\theta$

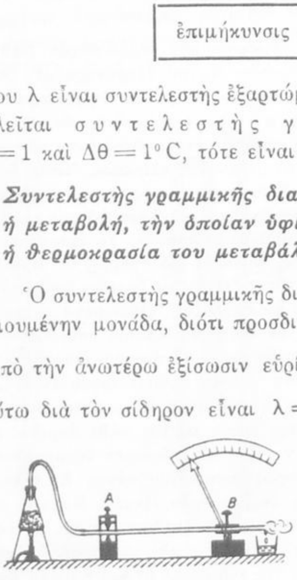
ὅπου λ εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὴν φ ύ σ ι ν τῆς ράβδου καὶ ὁ ὁποῖος καλεῖται σ υ ν τ ε λ ε σ τ ὴ ς γ ρ α μ μ ι κ ῆ ς δ ι α σ τ ο λ ῆ ς. Ἐὰν λάβωμεν $l_0 = 1$ καὶ $\Delta\theta = 1^\circ$ C, τότε εἶναι: $\Delta l = \lambda$. Ἄρα:

Συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς (λ) ἑνὸς στερεοῦ σώματος καλεῖται ἡ μεταβολή, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται ἡ μονὰς μήκους τοῦ σώματος, ὅταν ἡ θερμοκρασία του μεταβάλλεται κατὰ 1° C.

Ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς δ ὲ ν ἐ ξ α ρ τ ᾶ τ α ι ἀπὸ τὴν χρησιμοποιουμένην μονάδα, διότι προσδιορίζεται ἐκ τοῦ λόγου τῶν δύο μηκῶν Δl καὶ l_0.

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν εὑρίσκομεν: $\lambda = \dfrac{\Delta l}{l_0} \cdot \dfrac{1}{\Delta\theta}$ ἢ $\lambda = \dfrac{\Delta l}{l_0} \cdot \dfrac{1}{1 \text{ grad}}$

Οὕτω διὰ τὸν σίδηρον εἶναι $\lambda = 0{,}000\,012/\text{grad}$. Εἰς τὰς συνήθεις ἐφαρμογὰς δεχόμεθα ἐπίσης ὅτι ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς εἶναι ἀ ν ε ξ ά ρ τ η τ ο ς ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν (§ 16).



Σχ. 7. Γραμμική διαστολή.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι μία ράβδος, ἡ ὁποία εἰς θερμοκρασίαν 0° C ἔχει μῆκος l_0, ὅταν θερμανθῇ εἰς θ° C, θὰ ἔχῃ μῆκος l, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν σχέσιν: $\Delta l = l - l_0 = \lambda \cdot l_0 \cdot \theta$. Ἄρα τὸ μ ῆ κ ο ς τ ῆ ς ρ ά β δ ο υ εἰ ς θ ε ρ μ ο κ ρ α σ ί α ν θ° C εἶναι:

μῆκος ράβδου εἰς θ° C:	$l = l_0 \cdot (1 + \lambda \cdot \theta)$

Ἡ παράστασις $1 + \lambda\theta$ καλεῖται δ ι ώ ν υ μ ο ν τ ῆ ς γ ρ α μ μ ι κ ῆ ς δ ι α σ τ ο λ ῆ ς.

Π α ρ ά δ ε ι γ μ α.— Ράβδος σιδήρου ἔχει εἰς θερμοκρασίαν 0° C μῆκος $l_0 = 10$ m. Ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ σιδήρου εἶναι $\lambda = 0{,}000\,012/\text{grad}$. Ἐὰν ἡ ράβδος θερμανθῇ εἰς 100° C, τότε αὕτη ἐπιμηκύνεται κατά:

$$\Delta l = 10 \text{ m} \cdot 0{,}000\,012 \text{ grad}^{-1} \cdot 100 \text{ grad} = 0{,}012 \text{ m} \quad \text{ἢ} \quad \Delta l = 12 \text{ mm}$$

15. Νόμος τῆς γραμμικῆς διαστολῆς.—Ἐὰν φέρωμεν μίαν ράβδον εἰς θερμοκρασίας θ_1, θ_2, θ_3, τὰ ἀντίστοιχα μήκη αὐτῆς θὰ εἶναι:

$$l_1 = l_0(1+\lambda\theta_1) \qquad l_2 = l_0(1+\lambda\theta_2) \qquad l_3 = l_0(1+\lambda\theta_3)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις αὐτὰς εὑρίσκομεν:

$$l_0 = \frac{l_1}{1+\lambda\theta_1} = \frac{l_2}{1+\lambda\theta_2} = \frac{l_3}{1+\lambda\theta_3} = \text{σταθ.}$$

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν συνάγεται ὁ ἀκόλουθος **νόμος τῆς γραμμικῆς διαστολῆς:**

Τὸ πηλίκον τοῦ μήκους (l) τῆς ράβδου εἰς θερμοκρασίαν θ° C διὰ τοῦ διωνύμου τῆς γραμμικῆς διαστολῆς εἶναι σταθερόν, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ θερμοκρασία θ° C.

$$\boxed{\text{νόμος γραμμικῆς διαστολῆς:} \quad \frac{l}{1+\lambda\cdot\theta} = \text{σταθ.}}$$

Ἐὰν δίδεται τὸ μῆκος l_1 τῆς ράβδου εἰς θερμοκρασίαν θ_1, τότε εἰς μίαν ἄλλην ἀνωτέραν θερμοκρασίαν θ_2 ἡ ράβδος ἔχει μῆκος l_2, τὸ ὁποῖον εἶναι:

$$l_2 = l_1 \cdot \frac{1+\lambda\theta_2}{1+\lambda\theta_1}$$

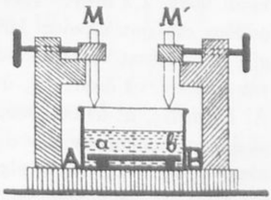
Πολλαπλασιάζομεν τοὺς δύο ὅρους τοῦ κλάσματος ἐπὶ $(1-\lambda\theta_1)$ καὶ λαμβάνομεν ὑπ' ὄψιν ὅτι ὁ συντελεστὴς λ εἶναι πολὺ μικρὸς ἀριθμός· ἐπομένως τὸ λ^2 εἶναι πρακτικῶς ἴσον μὲ τὸ μηδέν. Οὕτω εὑρίσκομεν:

$$l_2 = l_1 \cdot \frac{(1+\lambda\theta_2)\cdot(1-\lambda\theta_1)}{1-(\lambda\theta_1)^2} = l_1\cdot(1+\lambda\theta_2)\cdot(1-\lambda\theta_1) \quad \text{ἢ}$$

$$\boxed{\text{μῆκος ράβδου εἰς } \theta^\circ\text{C:} \quad l_2 = l_1\cdot[1+\lambda\cdot(\theta_2-\theta_1)]}$$

16. Μέτρησις τοῦ συντελεστοῦ γραμμικῆς διαστολῆς.— Διὰ τὴν ἀκριβῆ μέτρησιν τοῦ συντελεστοῦ γραμμικῆς διαστολῆς χρησιμοποιεῖται ἡ ἀκόλουθος μέθοδος: Ἡ ράβδος ΑΒ τοποθετεῖται ἐντὸς δοχείου, στηριζομένη ἐπὶ συστήματος τροχῶν (σχ. 8). Πλησίον τῶν ἄκρων τῆς ράβδου εἶναι χαραγμέναι ἐπὶ τῆς ράβδου δύο γραμμαὶ α καὶ β. Φέρομεν τὸ σύστημα δοχεῖον - ράβδος εἰς 0° C καὶ σκοπεύομεν διὰ τῶν δύο μικροσκοπίων Μ καὶ Μ' τὰς γραμμὰς α καὶ β. Ἔπειτα φέρομεν τὸ σύστημα εἰς θερμοκρασίαν θ°. Ἡ ράβδος ἐπιμηκύνεται καί, διὰ νὰ σκοπεύσωμεν

Συντελεσταὶ γραμμικῆς διαστολῆς		
Ἀλουμίνιον	$22\cdot10^{-6}$	grad^{-1}
Ἄργυρος	$19\cdot10^{-6}$	»
Χαλκὸς	$17\cdot10^{-6}$	»
Σίδηρος	$12\cdot10^{-6}$	»
Νικέλιον	$13\cdot10^{-6}$	»
Ψευδάργυρος	$29\cdot10^{-6}$	»
Λευκόχρυσος	$9\cdot10^{-6}$	»
Invar	$9\cdot10^{-7}$	»



Σχ. 8. Μέτρησις τοῦ συντελεστοῦ γραμμικῆς διαστολῆς.

ἐκ νέου τὰς δύο γραμμάς, πρέπει νὰ μετακινήσωμεν τὰ δύο μικροσκόπια μὲ τὴν βοήθειαν μικρομετρικῶν κοχλιῶν. Οὕτω εὑρίσκομεν τὴν ἐπιμήκυνσιν Δl, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας κατὰ θ° C. Ἡ ἀπόστασις l_0 τῶν δύο γραμμῶν εἰς 0° C εἶναι γνωστὴ καὶ ἑπομένως εὑρίσκομεν τὸν συντελεστὴν τῆς γραμμικῆς διαστολῆς: $\lambda = \frac{\Delta l}{l_0 \cdot \theta}$. Ἀπὸ τὰς διαφόρους μετρήσεις εὑρέθη ὅτι ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς ἑνὸς στερεοῦ σώματος δὲν ἔχει σταθερὰν τιμήν· αὕτη βαίνει αὐξανομένη μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Οὕτω ἡ διαστολὴ τῶν στερεῶν σωμάτων, ἡ ἀντιστοιχοῦσα εἰς μεγάλας μεταβολὰς θερμοκρασίας, δὲν εἶναι κανονική. Εἰς τὰς συνήθεις ὅμως ἐφαρμογὰς δεχόμεθα ὅτι ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν.

17. Διόρθωσις τῆς μετρήσεως ἑνὸς μήκους.— Διὰ τὴν μέτρησιν τῶν μηκῶν χρησιμοποιοῦνται κανόνες. Οὗτοι ὑφίστανται μεταβολὰς τοῦ μήκους των, ἕνεκα τῶν μεταβολῶν τῆς θερμοκρασίας. Ἑπομένως κατὰ τὴν μέτρησιν ἑνὸς μήκους πρέπει νὰ ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ἡ διαστολὴ τοῦ κανόνος. Ἐὰν ὁ κανὼν ἐβαθμολογήθη εἰς τὴν θερμοκρασίαν 0° C, τότε ἡ μέτρησις ἑνὸς μήκους μὲ τὸν κανόνα τοῦτον εἶναι ἀκριβής, μόνον ὅταν ἡ θερμοκρασία εἶναι 0° C. Εἰς μίαν ἄλλην ὅμως θερμοκρασίαν θ° ἑκάστη διαίρεσις τοῦ κανόνος, π.χ. τὸ 1 cm, θὰ ἔχῃ μῆκος $(1 + \lambda\theta)$, ὅπου λ εἶναι ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ κανόνος. Ἔστω ὅτι εἰς θερμοκρασίαν θ° μετροῦμεν μὲ τὸν κανόνα τοῦτον τὸ μῆκος ἑνὸς ἀντικειμένου καὶ εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι l. Ἐπειδὴ τὸ πραγματικὸν μῆκος ἑκάστης διαιρέσεως τοῦ κανόνος, κατὰ τὴν στιγμὴν ἐκείνην, εἶναι $(1 + \lambda\theta)$, ἕπεται ὅτι τὸ ἀκριβὲς μῆκος τοῦ ἀντικειμένου εἶναι: $l_1 = l \cdot (1 + \lambda\theta)$. Εἰς τὰς μετρήσεις ἀκριβείας ἐπιφέρομεν πάντοτε τὴν διόρθωσιν ἐκ τῆς διαστολῆς τῆς κλίμακος.

Παράδειγμα.— Κανὼν ἔχει βαθμολογηθῆ εἰς 0° C καὶ ἔχει συντελεστὴν γραμμικῆς διαστολῆς $\lambda = 20 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}. Μὲ τὸν κανόνα τοῦτον εὑρίσκομεν ὅτι εἰς θερμοκρασίαν 30° C ἓν ἀντικείμενον ἔχει μῆκος 42,6 cm. Τὸ ἀκριβὲς μῆκος τοῦ ἀντικειμένου εἶναι:

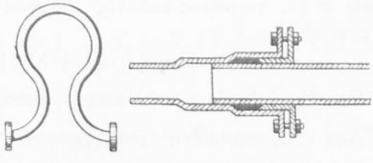
$$l_1 = 42{,}6\left(1 + \frac{20 \cdot 30}{10^6}\right) = 42{,}6 \cdot 1{,}0006 \text{ cm} \qquad \text{ἢ} \qquad l = 42{,}625 \text{ cm}$$

18. Ἐφαρμογαὶ τῆς γραμμικῆς διαστολῆς.— Τὰ ἀποτελέσματα τῆς γραμμικῆς διαστολῆς τῶν στερεῶν δύνανται νὰ εἶναι σημαντικά, διότι αἱ δυνάμεις, αἱ ἀναπτυσσόμεναι κατὰ τὴν διαστολήν, εἶναι πολὺ μεγάλαι. Οὕτω ράβδος σιδήρου, ἡ ὁποία εἰς 0° C ἔχει μῆκος 100 cm, ὅταν θερμαίνεται εἰς 100° C ἐπιμηκύνεται κατὰ 1,2 mm. Ἐὰν θελήσωμεν νὰ ἐπιφέρωμεν τὴν ἰδίαν ἐπιμήκυνσιν εἰς ράβδον σιδήρου μήκους 100 cm καὶ τομῆς 1 cm², χωρὶς νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία της, πρέπει νὰ ἐφαρμόσωμεν δύναμιν 2 500 kgr*. Ὥστε, ἂν παρεμποδίσωμεν τὴν ράβδον νὰ διασταλῇ, ἀναπτύσσεται ἐπὶ τῶν στηριγμάτων πολὺ μεγάλη πίεσις. Αἱ δυνάμεις, αἱ ἀναπτυσσόμεναι κατὰ τὴν διαστολήν, εἶναι ἴσαι μὲ τὰς δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι προκαλοῦν τὴν αὐτὴν ἐπιμήκυνσιν κατὰ μηχανικὸν τρόπον. Οὕτω, ὅταν μία ράβδος, στερεωμένη εἰς τὰ δύο ἄκρα της, θερμαίνεται, ἐπὶ ἑκάστου στηρίγματος ἐφαρμόζεται δύναμις:

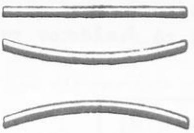
$$F = \frac{E \cdot S \cdot \Delta l}{l_0} = \frac{E \cdot S \cdot l_0 \cdot \lambda \cdot \Delta\theta}{l_0} \qquad \text{ἤτοι} \qquad F = E \cdot S \cdot \lambda \cdot \Delta\theta$$

ὅπου E εἶναι τὸ μέτρον ἐλαστικότητος, S τὸ ἐμβαδὸν τῆς τομῆς τῆς ράβδου, λ ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς καὶ Δθ ἡ μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας.

Ἐπειδὴ αἱ κατὰ τὴν διαστολὴν ἀναπτυσσόμεναι δυνάμεις εἶναι μεγάλαι, διὰ τοῦτο εἰς τὰ διάφορα τεχνικὰ ἔργα (σιδηροδρομικαὶ γραμμαί, γέφυραι, συναρμολόγησις μηχανῶν κ.ἄ.) λαμβάνεται πάντοτε ὑπ᾽ ὄψιν ἡ διαστολὴ καὶ ἀφήνονται μικρὰ διαστήματα, ὥστε ἡ διαστολὴ νὰ γίνεται ἐλευθέρως. Οὕτω εἰς τὰς μεταλλικὰς γεφύρας τὸ ἓν ἄκρον των πρέπει νὰ εἶναι κινητὸν καὶ διὰ τοῦτο στηρίζεται ἐπὶ τροχῶν. Οἱ σωλῆνες ἀγωγῆς τοῦ ἀτμοῦ φέρουν κατὰ διαστήματα καταλλήλους διατάξεις (σχ. 9), αἱ ὁποῖαι ἐπιτρέπουν τὴν διαστολὴν τῶν σωλήνων.

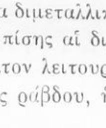

Σχ. 9. Σύνδεσις ἀτμαγωγῶν σωλήνων.

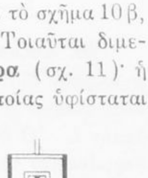
Ἡ διαφορετικὴ διαστολὴ τῶν διαφόρων μετάλλων χρησιμοποιεῖται πρακτικῶς εἰς πολλὰ ὄργανα, διὰ νὰ μὴ ἐπηρεάζεται ἡ λειτουργία των ἀπὸ τὰς μεταβολὰς τῆς θερμοκρασίας. Πρὸς τοῦτο χρησιμοποιοῦνται αἱ **διμεταλλικαὶ ράβδοι** (σχ. 10), αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦνται ἀπὸ δύο ἐπιμήκη ἐλάσματα στενῶς συνδεδεμένα μεταξύ των καὶ ἔχοντα διαφορετικοὺς συντελεστὰς γραμμικῆς διαστολῆς. Εἰς μίαν ὡρισμένην θερμοκρασίαν ράβδος αὐτὴ εἶναι εὐθύγραμμος (σχ. 10 α)· ἐὰν ὅμως ἡ ράβδος θερμανθῇ περισσότερον, λαμβάνει τὸ σχῆμα 10 β, ἐὰν δὲ ψυχθῇ, λαμβάνει τὸ σχῆμα 10 γ. Τοιαῦται διμεταλλικαὶ ράβδοι χρησιμοποιοῦνται εἰς τὰ **μεταλλικὰ θερμόμετρα** (σχ. 11)· ἡ λειτουργία τούτων στηρίζεται εἰς τὰς μεταβολὰς σχήματος, τὰς ὁποίας ὑφίσταται μία διμεταλλικὴ ράβδος, ἕνεκα τῶν μεταβολῶν τῆς θερμοκρασίας.



Σχ. 10. Διμεταλλικαὶ ράβδοι.

Ἐπίσης αἱ διμεταλλικαὶ ράβδοι χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν αὐτόματον λειτουργίαν ὡρισμένων διατάξεων· οὕτω ἡ παραμόρφωσις τῆς ράβδου, ἡ ὀφειλομένη εἰς ὕψωσιν ἢ ταπείνωσιν τῆς θερμοκρασίας, προκαλεῖ αὐτομάτως π.χ. τὴν διακοπὴν ἑνὸς κυκλώματος ἠλεκτρικοῦ ρεύματος. Αἱ διμεταλλικαὶ ράβδοι χρησιμοποιοῦνται καὶ εἰς τοὺς ὡρολογιακοὺς μηχανισμοὺς (σχ. 12), διὰ νὰ μὴ ἐπηρεάζεται ἡ πορεία των ἀπὸ τὰς μεταβολὰς τῆς θερμοκρασίας.


Σχ. 11. Διμεταλλικὸν θερμόμετρον.



Σχ. 12. Διμεταλλικὸν ἐκκρεμές.

Τὸ κρᾶμα invar (δηλαδὴ ἀμετάβλητον), ἀποτελούμενον ἀπὸ σίδηρον καὶ νικέλιον (64 % Fe + 36 % Ni), ἔχει ἀσήμαντον συντελεστὴν γραμμικῆς διαστολῆς (βλ. πίνακα σελ. 9). Τὸ κρᾶμα τοῦτο χρησιμοποιεῖται σήμερον εὐρύτατα διὰ τὴν κατασκευὴν τῶν προτύπων μέτρων μήκους, τῶν ἐκκρεμῶν ὡρολογίων μεγάλης ἀκριβείας κ.ἄ.

19. Ἐπιφανειακὴ διαστολή.—Ὅταν μία πλὰξ θερμαίνεται, τότε αἱ γραμμικαὶ διαστάσεις αὐτῆς αὐξάνονται ἀναλόγως καθ᾽ ὅλας τὰς διευθύνσεις. Ἂς θεωρήσωμεν μίαν τοιαύτην τετράγωνον πλάκα, ἡ ὁποία εἰς 0° C ἔχει πλευρὰν l_0. Τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας τῆς πλακὸς εἶναι $E_0 = l_0^2$. Ἐὰν θερμάνωμεν τὴν πλάκα εἰς θ° C, τὸ μῆκος ἑκάστης πλευρᾶς γίνεται: $l_0 \cdot (1 + \lambda\theta)$ καὶ τὸ ἐμβαδόν της τότε εἶναι:

$$E = [l_0 \cdot (1 + \lambda\theta)]^2 = l_0^2 \cdot (1 + 2\lambda\theta + \lambda^2\theta^2)$$

Ἐπειδὴ τὸ λ εἶναι πολὺ μικρόν, δυνάμεθα πρακτικῶς νὰ λάβωμεν $\lambda^2 = 0$.

Ἄρα ἡ προηγουμένη σχέσις γράφεται: $E = E_0 \cdot (1 + 2\lambda\theta)$

Ἂν θέσωμεν $2\lambda = \sigma$, ἔχομεν: $E = E_0 \cdot (1 + \sigma\theta)$

Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐπιφανείας εἶναι: $\Delta E = E - E_0$ ἤτοι $\Delta E = \sigma \cdot E_0 \cdot \theta$

Ἐὰν λάβωμεν $E_0 = 1$ καὶ $\theta = 1^{\circ}$ C, ἔχομεν: $\Delta E = \sigma$. Ὥστε:

Συντελεστὴς ἐπιφανειακῆς διαστολῆς (σ) ἑνὸς σώματος καλεῖται ἡ μεταβολή, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται ἡ μονὰς ἐπιφανείας τοῦ σώματος, ὅταν ἡ θερμοκρασία του μεταβάλλεται κατὰ 1° C.

Ὁ συντελεστὴς ἐπιφανειακῆς διαστολῆς ἰσοῦται μὲ τὸ διπλάσιον τοῦ συντελεστοῦ γραμμικῆς διαστολῆς (σ = 2λ).

ἐμβαδὸν ἐπιφανείας εἰς θ° C:	$E = E_0 \cdot (1 + \sigma \cdot \theta)$

20. Κυβικὴ διαστολή.—Ἐὰν θερμάνωμεν ἓν ἰσότροπον στερεὸν σῶμα, αἱ γραμμικαὶ διαστάσεις του αὐξάνονται ἀναλόγως καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις. Ἂς θεωρήσωμεν ἕνα κύβον στερεοῦ σώματος, ὁ ὁποῖος εἰς θερμοκρασίαν 0° C ἔχει ἀκμὴν l_0. Ὁ ὄγκος τοῦ σώματος εἰς τὴν θερμοκρασίαν 0° C εἶναι: $V_0 = l_0^3$. Ἐὰν θερμάνωμεν τὸ σῶμα εἰς θ° C, τὸ μῆκος ἑκάστης ἀκμῆς του γίνεται: $l_0 \cdot (1 + \lambda\theta)$ καὶ ὁ ὄγκος του τότε εἶναι:

$$V = [l_0 \cdot (1 + \lambda\theta)]^3 = l_0^3 \cdot (1 + 3\lambda\theta + 3\lambda^2\theta^2 + \lambda^3\theta^3)$$

Ἐπειδὴ τὸ λ εἶναι πολὺ μικρόν, τὰ λ^2 καὶ λ^3 πρακτικῶς εἶναι ἴσα μὲ τὸ μηδέν.

Ἄρα ὁ ὄγκος τοῦ σώματος εἰς θ° C εἶναι: $V = V_0 \cdot (1 + 3\lambda\theta)$

Ἂν θέσωμεν $3\lambda = \kappa$, ἔχομεν: $V = V_0 \cdot (1 + \kappa\theta)$

Ἡ μεταβολὴ τοῦ ὄγκου τοῦ σώματος εἶναι: $\Delta V = V - V_0$ ἢ $\Delta V = \kappa \cdot V_0 \cdot \theta$

Ἐὰν λάβωμεν $V_0 = 1$ καὶ $\theta = 1^{\circ}$ C, εὑρίσκομεν: $\Delta V = \kappa$. Ὥστε:

Συντελεστὴς κυβικῆς διαστολῆς (κ) ἑνὸς στερεοῦ σώματος καλεῖται ἡ μεταβολή, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται ἡ μονὰς τοῦ ὄγκου τοῦ σώματος, ὅταν ἡ θερμοκρασία του μεταβάλλεται κατὰ 1° C.

Ὁ συντελεστὴς κυβικῆς διαστολῆς ἑνὸς στερεοῦ σώματος ἰσοῦται μὲ τὸ τριπλάσιον τοῦ συντελεστοῦ γραμμικῆς διαστολῆς (κ = 3λ).

ὄγκος σώματος εἰς θ° C:	$V = V_0 \cdot (1 + \kappa \cdot \theta)$

20 α. Νόμος τῆς κυβικῆς διαστολῆς.—Ἐὰν V_0, V_1, V_2, V_3 εἶναι αἱ τιμαὶ τοῦ ὄγκου ἑνὸς στερεοῦ σώματος εἰς τὰς ἀντιστοίχους θερμοκρασίας 0°, θ_1, θ_2, θ_3, τότε ἔχομεν τὰς σχέσεις:

$$V_1 = V_0(1+\kappa\theta_1) \qquad V_2 = V_0(1+\kappa\theta_2) \qquad V_3 = V_0(1+\kappa\theta_3) \quad (1)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις αὐτὰς εὑρίσκομεν:

$$V_0 = \frac{V_1}{1+\kappa\theta_1} = \frac{V_2}{1+\kappa\theta_2} = \frac{V_3}{1+\kappa\theta_3} = \text{σταθ.}$$

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν συνάγεται ὁ ἀκόλουθος **νόμος τῆς κυβικῆς διαστολῆς:**

Τὸ πηλίκον τοῦ ὄγκου (V) τοῦ σώματος εἰς θερμοκρασίαν θ°C διὰ τοῦ διωνύμου τῆς κυβικῆς διαστολῆς εἶναι σταθερόν.

$$\boxed{\text{νόμος κυβικῆς διαστολῆς:} \quad \frac{V}{1+\kappa\cdot\theta} = \text{σταθ.}}$$

Ἀπὸ τὰς ἀνωτέρω σχέσεις (1) εὑρίσκομεν: $V_2 = V_1 \cdot \dfrac{1+\kappa\theta_2}{1+\kappa\theta_1}$

Σκεπτόμενοι δὲ ὅπως εἰς τὴν § 15, εὑρίσκομεν τὴν γενικὴν ἐξίσωσιν:

$$\boxed{\text{ὄγκος στερεοῦ εἰς } \theta^\circ\text{C:} \quad V_2 = V_1 \cdot [1+\kappa\cdot(\theta_2-\theta_1)]}$$

Παράδειγμα. — Κυβικὸν τεμάχιον σιδήρου ἔχει εἰς θερμοκρασίαν 0° C ἀκμὴν $l_0 = 20$ cm. Ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ σιδήρου εἶναι: $\lambda = 12\cdot 10^{-6}\ \text{grad}^{-1}$. Εἰς θερμοκρασίαν 100° C ὁ ὄγκος τοῦ σιδήρου εἶναι:

$$V = 20^3 \cdot \left(1 + \frac{36\cdot 100}{10^6}\right) = 8\,000 \cdot 1{,}0036 = 80{,}288\ \text{cm}^3$$

21. Μεταβολὴ τῆς πυκνότητος στερεοῦ σώματος μετὰ τῆς θερμοκρασίας.—Ἐπειδὴ ὁ ὄγκος ἑνὸς στερεοῦ σώματος μεταβάλλεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας, ἐνῷ ἡ μᾶζα m τοῦ σώματος διατηρεῖται ἀμετάβλητος, ἕπεται ὅτι ἡ πυκνότης τοῦ σώματος μεταβάλλεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Ἐὰν καλέσωμεν d_0 καὶ d τὴν πυκνότητα τοῦ σώματος εἰς τὰς θερμοκρασίας 0° C καὶ θ° C, τότε ἔχομεν: $m = d_0 \cdot V_0 = d\cdot V$. Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτὴν λαμβάνομεν: $d = \dfrac{d_0\cdot V_0}{V}$.

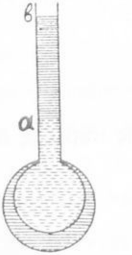
Ἐπειδὴ δὲ εἶναι: $V = V_0\cdot(1+\kappa\cdot\theta)$, εὑρίσκομεν τὸν ἀκόλουθον **νόμον τῆς μεταβολῆς τῆς πυκνότητος στερεοῦ σώματος:**

Ἡ πυκνότης (d) ἑνὸς στερεοῦ σώματος μεταβάλλεται ἀντιστρόφως ἀναλόγως πρὸς τὸ διώνυμον τῆς κυβικῆς διαστολῆς.

$$\boxed{\text{πυκνότης στερεοῦ σώματος εἰς } \theta^\circ\text{C:} \quad d = \frac{d_0}{1+\kappa\cdot\theta}}$$

ΔΙΑΣΤΟΛΗ ΤΩΝ ΥΓΡΩΝ

22. Φαινομένη καὶ ἀπόλυτος διαστολὴ τοῦ ὑγροῦ.—Ἐντὸς δοχείου καταλήγοντος εἰς στενὸν καὶ μακρὸν λαιμόν, θέτομεν χρωματισμένον ὑγρὸν (σχ. 13).



Σχ. 13. Διαστολὴ ὑγροῦ εὑρισκομένου ἐντὸς δοχείου.

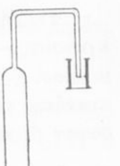
Ἐὰν θερμάνωμεν τὸ ὑγρόν, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ στάθμη του ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ὑψώνεται ταχέως. Ἐκ τούτου συνάγεται ὅτι τὰ ὑγρὰ διαστέλλονται πολὺ περισσότερον ἀπὸ τὰ στερεά. Ἀλλὰ ἡ παρατηρουμένη αὔξησις τοῦ ὄγκου τοῦ ὑγροῦ εἶναι ἡ φαινομένη διαστολὴ τοῦ ὑγροῦ, διότι συγχρόνως μὲ τὸ ὑγρὸν διεστάλη καὶ τὸ δοχεῖον. Ὥστε ἡ πραγματικὴ διαστολὴ τοῦ ὑγροῦ ἤ, ὅπως λέγεται, ἡ ἀπόλυτος διαστολὴ τοῦ ὑγροῦ εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ ἐκείνην, τὴν ὁποίαν παρετηρήσαμεν κατὰ τὸ ἀνωτέρω πείραμα. Εἶναι φανερὸν ὅτι τὰ ὑγρὰ παρουσιάζουν μόνον κυβικὴν διαστολήν. Ἑπομένως ἡ μεταβολὴ τοῦ ὄγκου ἑνὸς ὑγροῦ συναρτήσει τῆς θερμοκρασίας δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν, τὴν ὁποίαν εὕρομεν διὰ τὰ στερεά:

$$\boxed{\text{ὄγκος ὑγροῦ εἰς } \theta^{\circ}\,\mathrm{C}: \quad V = V_0 \cdot (1 + \gamma \cdot \theta)}$$

ὅπου γ εἶναι ὁ συντελεστὴς ἀπολύτου διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ. Ἡ δὲ μεταβολὴ τῆς πυκνότητος τοῦ ὑγροῦ μετὰ τῆς θερμοκρασίας δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\boxed{\text{πυκνότης ὑγροῦ εἰς } \theta^{\circ}\,\mathrm{C}: \quad d = \frac{d_0}{1 + \gamma \cdot \theta}}$$

23. Μέτρησις τοῦ συντελεστοῦ ἀπολύτου διαστολῆς ὑγροῦ.— Διὰ νὰ εὕρωμεν τὸν συντελεστὴν ἀπολύτου διαστολῆς (γ) ἑνὸς ὑγροῦ, πρέπει νὰ εἶναι γνωστὸς ὁ συντελεστὴς κυβικῆς διαστολῆς (κ) τοῦ δοχείου. Λαμβάνομεν ὑάλινον δοχεῖον (σχ. 14), τὸ ὁποῖον καταλήγει εἰς τριχοειδῆ σωλῆνα. Εἰς θερμοκρασίαν 0° C γεμίζομεν τελείως τὸ δοχεῖον μὲ ὑγρόν. Ἐὰν V_0 εἶναι ὁ ἐσωτερικὸς ὄγκος τοῦ δοχείου εἰς 0° C, τότε ἡ μᾶζα τοῦ περιεχομένου ὑγροῦ εἶναι: $m_0 = d_0 \cdot V_0$. Θερμαίνομεν τὸ σύστημα εἰς θ° C. Τότε ἐξέρχεται ἀπὸ τὸ δοχεῖον μικρὰ ποσότης ὑγροῦ, τοῦ ὁποίου ἡ πυκνότης εἶναι:



Σχ. 14. Μέτρησις τοῦ συντελεστοῦ ἀπολύτου διαστολῆς ὑγροῦ.

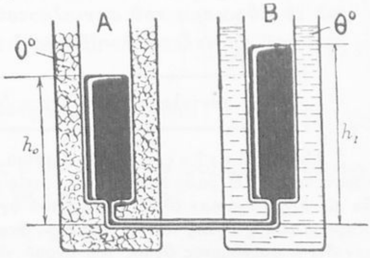
$$d = \frac{d_0}{1 + \gamma\theta}$$

Εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ° C ὁ ὄγκος τοῦ δοχείου εἶναι: $V = V_0(1 + \kappa\theta)$. Ἑπομένως εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν ἐντὸς τοῦ δοχείου περιέχεται μᾶζα ὑγροῦ:

$$m = d \cdot V \quad \text{ἤτοι} \quad m = \frac{d_0}{1 + \gamma\theta} \cdot V_0(1 + \kappa\theta) \quad \text{ἢ} \quad m = m_0 \cdot \frac{1 + \kappa\theta}{1 + \gamma\theta}$$

᾿Από τὴν σχέσιν αὐτὴν εὑρίσκομεν τὴν τιμὴν τοῦ συντελεστοῦ ἀπολύτου διαστολῆς γ τοῦ ὑγροῦ. Αἱ μᾶζαι m_0 καὶ m εὑρίσκονται, ἐὰν ζυγίσωμεν τὸ δοχεῖον.

Κατὰ τὴν μέθοδον Dulong-Petit δυνάμεθα νὰ ὑπολογίσωμεν τὸν συντελεστὴν ἀπολύτου διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ, ἀσχέτως πρὸς τὴν διαστολὴν τοῦ δοχείου. ᾿Εντὸς δύο συγκοινωνούντων δοχείων (σχ. 15) τίθεται τὸ ὑγρὸν (π.χ. ὑδράργυρος). Τὸ δοχεῖον Α φέρεται εἰς θερμοκρασίαν 0° C, τὸ δὲ δοχεῖον Β εἰς θερμοκρασίαν θ° C. Τότε τὰ ὕψη τοῦ ὑγροῦ ἐντὸς τῶν δύο δοχείων δὲν εἶναι ἴσα καὶ θὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις (τόμ. Α', § 95):



Σχ. 15. Μέθοδος Dulong - Petit.

$$h \cdot d \cdot g = h_0 \cdot d_0 \cdot g \qquad \text{ἢ} \qquad h \cdot \frac{d_0}{1+\gamma\theta} = h_0 \cdot d_0$$

῾Επομένως ὁ ζητούμενος συντελεστὴς ἀπολύτου διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ εἶναι:

$$\gamma = \frac{h - h_0}{h_0 \cdot \theta}$$

῾Η μέτρησις τοῦ συντελεστοῦ γ διὰ τῆς μεθόδου Dulong - Petit, ἂν καὶ θεωρητικῶς εἶναι πολὺ εὔκολος, ἐν τούτοις εἶναι ἀνεφάρμοστος διὰ τὰ περισσότερα ὑγρά, ἕνεκα τῆς ταχείας ἐξατμίσεως, ἡ ὁποία λαμβάνει χώραν εἰς τὴν ἐπιφάνειαν αὐτῶν. ῾Η ἀνωτέρω μέθοδος ἐφαρμόζεται σχεδὸν ἀποκλειστικῶς διὰ τὸν ὑδράργυρον. Διὰ τὰ λοιπὰ ὑγρὰ χρησιμοποιεῖται ἡ προηγουμένη μέθοδος, ἀφοῦ προσδιορισθῇ πρῶτον ὁ συντελεστὴς κυβικῆς διαστολῆς τοῦ δοχείου, ἢ καὶ ἄλλη μέθοδος στηριζομένη εἰς τὴν διαστολὴν τοῦ ὑδραργύρου.

Συντελεσταὶ ἀπολύτου διαστολῆς ὑγρῶν		
῾Υδράργυρος		$18 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}
Οἰνόπνευμα		$111 \cdot 10^{-5}$ »
Αἰθὴρ		$163 \cdot 10^{-5}$ »
Τολουόλιον		$103 \cdot 10^{-5}$ »
῞Υδωρ	18° C	$18 \cdot 10^{-5}$ »
»	50° C	$46 \cdot 10^{-5}$ »
»	100° C	$78 \cdot 10^{-5}$ »

᾿Εκ τῶν μετρήσεων εὑρέθη ὅτι εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν ὁ συντελεστὴς ἀπολύτου διαστολῆς τῶν ὑγρῶν εἶναι περίπου 50 φορὰς μεγαλύτερος ἀπὸ τὸν συντελεστὴν ἀπολύτου διαστολῆς τῶν στερεῶν. Μόνον ὁ συντελεστὴς ἀπολύτου διαστολῆς τοῦ ὑδραργύρου εἶναι σχετικῶς μικρὸς (9 φορὰς μεγαλύτερος ἀπὸ τὸν συντελεστὴν κυβικῆς διαστολῆς τῆς ὑάλου).

24. Σχέσις μεταξὺ τῶν συντελεστῶν ἀπολύτου καὶ φαινομένης διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ.

— Γενικῶς ἡ διαστολὴ ἑνὸς ὄγκου V ὑγροῦ εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν διαστολὴν ἴσου ὄγκου V στερεοῦ. Τὰ δοχεῖα διαστέλλονται κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὡς ἐὰν ὁλόκληρος ἡ χωρητικότης αὐτῶν ἦτο πλήρης ἀπὸ τὸ ὑλικὸν ἐκ τοῦ ὁποίου ἀποτελεῖται τὸ δοχεῖον. ῞Ενεκα τῆς ἀνίσου διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ καὶ τοῦ δοχείου προκύπτει ἡ φαινομένη διαστολὴ τοῦ ὑγροῦ. ᾿Αποδεικνύεται ὅτι:

Πρακτικῶς ὁ συντελεστὴς ἀπολύτου διαστολῆς (γ) τοῦ ὑγροῦ εἶναι ἴσος μὲ τὸ ἄθροισμα τοῦ συντελεστοῦ φαινομένης διαστολῆς (φ) τοῦ ὑγροῦ καὶ τοῦ συντελεστοῦ κυβικῆς διαστολῆς (κ) τοῦ δοχείου.

$$\boxed{\text{συντελεστὴς ἀπολύτου διαστολῆς ὑγροῦ}: \quad \gamma = \varphi + \kappa}$$

* Ἀ π ό δ ε ι ξ ι ς.— Ἐντὸς δοχείου φέροντος ὀγκομετρικὰς διαιρέσεις (σχ. 13) θέτομεν ὑγρόν. Ἡ βαθμολογία τοῦ δοχείου ἔχει γίνει εἰς θερμοκρασίαν 0^0 C. Ἐπομένως, ἂν εἰς θερμοκρασίαν 0^0 C ὁ ὄγκος τοῦ ὑγροῦ εἶναι V_0, τότε ὁ φαινόμενος ὄγκος του καὶ ὁ πραγματικὸς ὄγκος του συμπίπτουν. Θερμαίνομεν τὸ ὑγρὸν εἰς θ^0 C, ὁπότε παρατηροῦμεν ὅτι ὁ φαινόμενος ὄγκος τοῦ ὑγροῦ γίνεται V_φ. Ἂν καλέσωμεν φ τὸν συντελεστὴν τῆς φαινομένης διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ, τότε εὑρίσκομεν ὅτι ἡ φ α ι ν ο μ έ ν η δ ι α σ τ ο λ ὴ τοῦ ὑγροῦ εἶναι:

$$V_\varphi - V_0 = \varphi \cdot V_0 \cdot \theta \qquad \text{καὶ ἐπομένως:} \qquad V_\varphi = V_0 (1 + \varphi\theta)$$

Ἀλλὰ εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ^0 ὁ πραγματικὸς ὄγκος τοῦ ὑγροῦ εἶναι:

$$V_\pi = V_0 (1 + \gamma\theta)$$

Εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ^0 ὁ φαινόμενος ὄγκος τοῦ δοχείου εἶναι ἴσος μὲ τὸν φαινόμενον ὄγκον τοῦ ὑγροῦ, ἤτοι εἶναι V_φ. Ἐπειδὴ ὅμως ἑκάστη μονὰς ὄγκου τοῦ δοχείου ἔχει γίνει πραγματικῶς $(1 + \kappa\theta)$, ἕπεται ὅτι ὁ π ρ α γ μ α τ ι κ ὸ ς ὄ γ κ ο ς τ ο ῦ δ ο χ ε ί ο υ εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ^0 εἶναι:

$$V_\varphi (1 + \kappa\theta) \qquad \text{ἄρα} \qquad V_\varphi (1 + \kappa\theta) = V_0 (1 + \varphi\theta) \cdot (1 + \kappa\theta)$$

Ἀλλὰ ὁ π ρ α γ μ α τ ι κ ὸ ς ὄ γ κ ο ς τ ο ῦ ὑ γ ρ ο ῦ εἶναι ἴσος μὲ τὸν πραγματικὸν ὄγκον τοῦ δοχείου, ἐπομένως ἔχομεν τὴν ἐξίσωσιν:

$$V_0 (1 + \gamma\theta) = V_0 (1 + \varphi\theta) \cdot (1 + \kappa\theta)$$

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν εὑρίσκομεν ὅτι:

Τὸ διώνυμον τῆς ἀπολύτου διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ εἶναι ἴσον μὲ τὸ γινόμενον τοῦ διωνύμου τῆς φαινομένης διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ ἐπὶ τὸ διώνυμον τῆς κυβικῆς διαστολῆς τοῦ δοχείου.

$$\boxed{1 + \gamma\theta = (1 + \varphi\theta) \cdot (1 + \kappa\theta)}$$

Ἂν ἐκτελέσωμεν τὰς πράξεις εἰς τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν καὶ λάβωμεν ὑπ' ὄψιν ὅτι τὸ γινόμενον φκ εἶναι πρακτικῶς ἀσήμαντον, εὑρίσκομεν: $\gamma = \varphi + \kappa$.

25. Ἀναγωγὴ τοῦ βαρομετρικοῦ ὕψους εἰς 0^0 C.— Διὰ νὰ εἶναι δυνατὴ ἡ σύγκρισις τῶν ἀτμοσφαιρικῶν πιέσεων, αἱ ὁποῖαι ἐπικρατοῦν εἰς διαφόρους τόπους κατὰ τὴν αὐτὴν στιγμήν, εἶναι ἀπαραίτητον νὰ ὑποτεθῇ ὅτι ὅλοι οἱ τόποι κατὰ τὴν στιγμὴν αὐτὴν ἔχουν θερμοκρασίαν 0^0 C. Ἑκάστη λοιπὸν βαρομετρικὴ παρατήρησις ἀνάγεται εἰς θερμοκρασίαν 0^0 C. Ἡ ἀναγωγὴ αὐτὴ γίνεται ὡς ἑξῆς: Ἔστω ὅτι εἰς ἕνα τόπον ἡ θερμοκρασία εἶναι θ^0 C καὶ ὅτι ἐπὶ τῆς κλίμακος τοῦ βαρομέτρου παρατηροῦμεν ὕψος τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου ἴσον μὲ H. Ἐὰν λ εἶναι ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς τῆς κλίμακος, τότε τὸ πραγματικὸν μῆκος (§ 17) εἶναι: $H(1 + \lambda\theta)$. Εἰς θ^0 C ἡ πυκνότης τοῦ ὑδραργύρου εἶναι d καὶ ἐπομένως ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις κατὰ τὴν στιγμὴν ἐκείνην εἶναι:

$$p = H \cdot (1 + \lambda\theta) \cdot dg \quad \text{ἢ} \quad p = H \cdot d_0 \cdot g \cdot \frac{1+\lambda\theta}{1+\gamma\theta} \qquad (1)$$

διότι ἡ πυκνότης τοῦ ὑδραργύρου εἰς θερμοκρασίαν θ° C εἶναι: $d = \dfrac{d_0}{1+\gamma\theta}$

Εἰς τὴν θερμοκρασίαν 0° C ἡ αὐτὴ πίεσις p θὰ προήρχετο ἀπὸ στήλην ὑδραργύρου, ἡ ὁποία ἔχει ὕψος H_0 τοιοῦτον, ὥστε νὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις:

$$p = H_0 \cdot d_0 \cdot g \qquad (2)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) εὑρίσκομεν τὴν ἀκόλουθον σχέσιν:

$$\boxed{\text{ἀναγωγὴ βαρομετρικοῦ ὕψους εἰς } 0^\circ C: \quad H_0 = H \cdot \frac{1+\lambda\theta}{1+\gamma\theta}}$$

Ἐὰν ἡ θερμοκρασία θ° C δὲν εἶναι πολὺ μεγάλη, τότε ἡ ἀνωτέρω ἐξίσωσις δύναται νὰ ἀντικατασταθῇ κατὰ προσέγγισιν μὲ ἄλλην ἁπλουστέραν, τὴν ὁποίαν εὑρίσκομεν ὡς ἑξῆς: Εἰς τὴν εὑρεθεῖσαν ἐξίσωσιν πολλαπλασιάζομεν ἀριθμητὴν καὶ παρονομαστὴν ἐπὶ $1 - \gamma\theta$. Ἐπειδὴ οἱ συντελεσταὶ λ καὶ γ εἶναι πολὺ μικροί, δυνάμεθα νὰ παραλείψωμεν τοὺς παράγοντας $\lambda\gamma\theta^2$ καὶ $\gamma^2\theta^2$. Οὕτω εὑρίσκομεν:

$$H_0 = H(1 + \lambda\theta - \gamma\theta) \quad \text{ἢ} \quad H_0 = H[1 - (\gamma - \lambda)\theta]$$

Ὁ συντελεστὴς διαστολῆς γ εἶναι πολὺ μεγαλύτερος ἀπὸ τὸν συντελεστὴν διαστολῆς λ.

* **26. Διόρθωσις θερμομέτρου.**—Ἡ μέτρησις μιᾶς θερμοκρασίας εἶναι ἀκριβής, μόνον ὅταν ὁλόκληρον τὸ θερμόμετρον εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ περιβάλλοντος, τοῦ ὁποίου θέλομεν νὰ μετρήσωμεν τὴν θερμοκρασίαν. Ἐὰν μέρος τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου εὑρίσκεται ἐκτὸς τοῦ περιβάλλοντος, τότε ἐπιβάλλεται νὰ γίνῃ διόρθωσις τῆς παρατηρήσεως. Ἔστω ὅτι τὸ δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου εὑρίσκεται ἐντὸς ἑνὸς ὑγροῦ θερμοκρασίας x°, ἐνῷ ν διαιρέσεις τοῦ σωλῆνος εὑρίσκονται ἐντὸς τοῦ ἀέρος καὶ ἔχουν τὴν θερμοκρασίαν αὐτοῦ θ° (σχ. 16). Τότε τὸ θερμόμετρον δεικνύει μίαν θερμοκρασίαν Θ°, μικροτέραν τῆς πραγματικῆς. Ἐὰν ὁ σωλὴν ἐθερμαίνετο ἀπὸ θ° εἰς x°, ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου θὰ ἐπεμηκύνετο κατὰ x — Θ διαιρέσεις. Ἄρα ἔχομεν:

$$x - \Theta = \nu \cdot \varphi (x - \theta) \qquad (1)$$

ὅπου φ εἶναι ὁ συντελεστὴς φαινομένης διαστολῆς τοῦ ὑδραργύρου. Ἡ ἀνωτέρω σχέσις κατὰ προσέγγισιν γράφεται:

$$x - \Theta \doteq \nu \cdot \varphi (\Theta - \theta) \qquad (2)$$

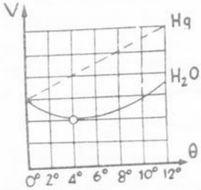
Οὕτω, ἂν εἶναι: $\Theta = 100^\circ$ C, $\nu = 100$ καὶ $\theta = 0^\circ$ C, ἡ σχέσις (2) μᾶς δίδει: $x - \Theta = 100 \times 0{,}000\,158 \times 100 = 1{,}58^\circ$ C, ἤτοι ἡ πραγματικὴ θερμοκρασία εἶναι:

$$x = 101{,}58^\circ \text{ C}$$

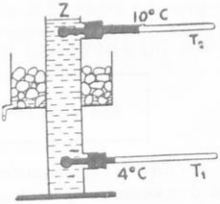
Σχ. 16. Θερμομέτρησις ὑγροῦ.

Ἀλλὰ ὁ ἀνωτέρω ὑπολογισμὸς τῆς διορθώσεως δὲν εἶναι ἀπολύτως ἀκριβής, διότι ὑπεθέσαμεν ὅτι διαβαίνοντες τὴν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑγροῦ εὑρίσκομεν ἀπότομον μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας ἀπὸ x° εἰς θ°. Τοῦτο ὅμως δὲν συμβαίνει, διότι ἕνεκα τῆς ἀγωγιμότητος τῆς ὑάλου καὶ τοῦ ὑδραργύρου ἡ θερμοκρασία κατὰ μῆκος τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου ἐλαττώνεται συνεχῶς ἀπὸ x° εἰς θ°· οὕτω μέρος τῆς ἐκτὸς τοῦ ὑγροῦ στήλης τοῦ ὑδραργύρου ἔχει θερμοκρασίαν μεγαλυτέραν τῆς θ°. Ὥστε ἡ τιμὴ τῆς διορθώσεως, τὴν ὁποίαν δίδει ὁ τύπος (1), εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν πραγματικήν.

27. Διαστολὴ τοῦ ὕδατος.— Εἰς τὰ προηγούμενα δέχθημεν ὅτι ἓν ὑγρὸν ἀρχικῆς θερμοκρασίας 0° C, ὅταν θερμαίνεται προοδευτικῶς, διαστέλλεται καὶ ὁ πραγματικὸς ὄγκος του εἰς θ° C εἶναι: $V_\pi = V_0(1+\gamma\theta)$. Τὸ ὕδωρ ὅμως παρουσιάζει τὴν ἀκόλουθον ἀνωμαλ : θερμαινόμενον ἀπὸ 0° C ἕως 4° C συνεχῶς σ υ σ τ λ λ ε τ α ι, καταλαμβάνει τὸν μικρότερον ὄγκον εἰς 4° C καὶ ἄνωθεν τῆς θερμοκρασ ας ταύτης θερμαινόμενον συνεχῶς δ ι α σ τ έ λ λ ε τ α ι. Ἡ μεταβολὴ τοῦ ὄγκου ὡρισμένης μάζης ὕδατος συναρτήσει τῆς θερμοκρασίας φαίνεται εἰς τὸ διάγραμμα τοῦ σχήματος 17. Εἰς τὸ διάγραμμα τοῦτο

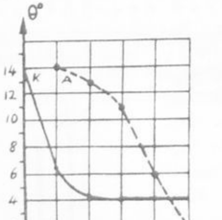


Σχ. 17. Διαστολὴ τοῦ ὕδατος καὶ τοῦ ὑδραργύρου.



Σχ. 18. Συσκευὴ Hope.

φαίνεται σαφῶς ἡ διαφορὰ τῆς διαστολῆς τοῦ ὕδατος ἀπὸ τὴν διαστολὴν τοῦ ὑδραργύρου, τοῦ ὁποίου ἡ διαστολὴ εἶναι γραμμικὴ συνάρτησις τῆς θερμοκρασίας. Μόνον ἄνω τῆς θερμοκρασίας 20° C ἡ καμπύλη τῆς διαστολῆς τοῦ ὕδατος ἀποβαίνει σχεδὸν εὐθεῖα, ἤτοι ἡ διαστολὴ τοῦ ὕδατος γίνεται γραμμικὴ συνάρτησις τῆς θερμοκρασίας. Εἰς θερμοκρασίαν 4° C (ἀκριβέστερον 3,97° C) ὡρισμένη μᾶζα ὕδατος ἔχει τὸν μικρότερον ὄγκον καὶ ἑπομένως εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν ἔχει τὴν μ ε γ ί σ τ η ν π υ κ ν ό τ η τ α.



Σχ. 19. Μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας τῶν δύο θερμομέτρων τῆς συσκευῆς τοῦ Hope (A ἀνώτερον, K κατώτερον θερμόμετρον).

Ὄγκος 1 γραμμαρίου ὕδατος εἰς cm^3	
θερμοκρασία	ὄγκος
0°	1,00016
4°	1,00003
10°	1,00030
20°	1,00180
50°	1,01210
100°	1,04346

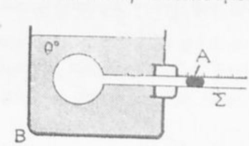
Τὰ ἀνωτέρω ἀποδεικνύονται μὲ τὸ πείραμα τοῦ Hope. Τὸ δοχεῖον τοῦ σχήματος 18 περιέχει ὕδωρ, τὸ ὁποῖον ἀρχικῶς ἔχει θερμοκρασίαν ἀνωτέραν τῶν 4° C. Τὸ μέσον τοῦ δοχείου ψύχεται καταλλήλως, π.χ. μὲ μῖγμα πάγου καὶ μαγειρικοῦ ἅλατος. Κατὰ ἴσα χρονικὰ διαστήματα παρατηροῦμεν τὰς ἐνδείξεις τῶν δύο θερμομέτρων. Τὸ διάγραμμα τοῦ σχήματος 19 δεικνύει γραφικῶς τὴν πορείαν τῶν δύο θερμομέτρων. Παρατηροῦμεν ὅτι κατ' ἀρχὰς κατέρχεται ταχύτερον ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμομέτρου T_1, ἡ ὁποία ὅμως διατηρεῖται σταθερὰ 4° C. Ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμομέτρου T_2 κατ' ἀρχὰς κατέρχεται βραδέως, ἔπειτα ὅμως κατέρχεται ταχύτατα ἕως 0° C. Ὥστε τὸ ὕδωρ, τὸ ὁποῖον ἔχει θερμοκρασίαν 4° C, καταλαμβάνει πάντοτε τὸν πυθμένα τοῦ δοχείου, ἐνῶ τὸ ὕδωρ, τὸ ὁποῖον ἔχει θερμοκρασίαν ἀνωτέραν ἢ κατωτέραν τῶν 4° C, ἔρχεται πάντοτε εἰς τὸ ἀνώτερον μέρος τοῦ δοχείου. Ἄρα εἰς τὴν θερμοκρασίαν 4° C τὸ ὕδωρ ἔχει τὴν μ ε γ ί σ τ η ν π υ κ ν ό τ η τ α.

ΔΙΑΣΤΟΛΗ ΤΩΝ ΑΕΡΙΩΝ

28. Τρόποι διαστολῆς ἑνός ἀερίου.—Ὑπὸ τὰς συνήθεις συνθήκας τὰ στερεὰ καὶ τὰ ὑγρὰ εἶναι πρακτικῶς ἀσυμπίεστα καὶ ὁ ὄγκος των μεταβάλλεται μόνον μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Ἀντιθέτως τὰ ἀέρια συμπιέζονται καὶ διαστέλλονται πολύ. Ὁ ὄγκος ἑνὸς ἀερίου δύναται νὰ αὐξηθῇ, ἐὰν ἐλαττωθῇ ἡ ἐπ᾽ αὐτοῦ ἐπιφερομένη πίεσις καὶ ἀντιστρόφως. Ἐκ τούτου συνάγεται ὅτι μία μεταβολὴ ΔV τοῦ ὄγκου τοῦ ἀερίου, ὀφειλομένη εἰς μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας του κατὰ $\Delta\theta$, δύναται νὰ ἐξουδετερωθῇ ἀπὸ μίαν σύγχρονον μεταβολὴν τῆς πιέσεως τοῦ ἀερίου κατὰ Δp. Ὥστε διὰ μίαν μᾶζαν m ἀερίου, ὁ ὄγκος V τοῦ ἀερίου, ἡ πίεσις αὐτοῦ p καὶ ἡ θερμοκρασία του θ συνδέονται μεταξύ των μὲ ὡρισμένην σχέσιν.

Ὅταν ἐξετάζωμεν ἓν φυσικὸν μέγεθος, τὸ ὁποῖον ἐξαρτᾶται ἀπὸ πολλὰς ἀνεξαρτήτους μεταβλητάς, προτιμῶμεν νὰ ἀφήσωμεν νὰ μεταβάλλεται μία μόνον ἀπὸ τὰς ἀνεξαρτήτους μεταβλητάς, αἱ δὲ ἄλλαι διατηροῦνται σταθεραί. Οὕτω ἔχομεν νὰ εὕρωμεν τὴν συνάρτησιν μιᾶς μόνον μεταβλητῆς. Τὸ πρόβλημα λοιπὸν τῆς διαστολῆς τῶν ἀερίων δύναται νὰ ἐρευνηθῇ κατὰ τρεῖς τρόπους: α) Ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου μένει σταθερὰ (μεταβολὴ ἰσόθερμος)· τότε εὑρίσκομεν τὴν σχέσιν μεταξὺ τοῦ ὄγκου V καὶ τῆς πιέσεως p. Ἡ μεταβολὴ αὐτὴ τοῦ ἀερίου διέπεται ἀπὸ τὸν γνωστὸν νόμον Boyle - Mariotte.— β) Ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου μένει σταθερὰ (μεταβολὴ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν)· τότε εὑρίσκομεν τὴν σχέσιν μεταξὺ τοῦ ὄγκου V καὶ τῆς θερμοκρασίας θ.— γ) Ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου μένει σταθερὸς (μεταβολὴ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον)· τότε εὑρίσκομεν τὴν σχέσιν μεταξὺ τῆς πιέσεως p καὶ τῆς θερμοκρασίας θ.

29. Μεταβολὴ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.— Διὰ νὰ παρακολουθήσωμεν τὴν μεταβολὴν ἑνὸς ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ἐκτελοῦμεν τὸ ἑξῆς πείραμα: Θέτομεν τὸ ἀέριον ἐντὸς σφαιρικοῦ δοχείου, τὸ ὁποῖον φέρει ὁριζόντιον βαθμολογημένον σωλῆνα (σχ. 20). Τὸ ἀέριον τῆς φιάλης ἀποκλείεται ἀπὸ τὸν ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα μὲ μίαν σταγόνα ὑδραργύρου Α. Ὁ σωλὴν Σ δύναται νὰ μετακινῆται, ὥστε εἰς ἑκάστην περίπτωσιν ὁλόκληρος ἡ μᾶζα τοῦ ἀερίου νὰ εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ δοχείου Β. Κατ᾽ ἀρχὰς θέτομεν ἐντὸς τοῦ δοχείου Β τηκόμενον



Σχ. 20 Διαστολὴ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.

πάγον καὶ σημειώνομεν τὴν θέσιν τῆς σταγόνος τοῦ ὑδραργύρου. Οὕτω μᾶς εἶναι γνωστὸς ὁ ὄγκος V_0 τοῦ ἀερίου εἰς θερμοκρασίαν 0° C. Ἔπειτα φέρομεν ἐντὸς τοῦ δοχείου Β ὑγρὸν θερμοκρασίας θ° C. Τὸ ἀέριον διαστέλλεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν (ἴσην πρὸς τὴν ἐξωτερικὴν) καὶ ἡ σταγὼν τοῦ ὑδραργύρου ἔρχεται εἰς νέαν θέσιν. Οὕτω εὑρίσκομεν τὸν νέον ὄγκον V_θ τοῦ ἀερίου καὶ συνεπῶς τὴν μεταβολὴν ΔV, τὴν ὁποίαν ὑπέστη ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου, ὅταν ἡ θερμοκρασία του μετεβλήθη ἀπὸ 0° C εἰς θ° C. Ἀπὸ τὴν πειραματικὴν ἔρευναν εὑρέθη ὅτι:

Ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἡ μεταβολὴ (ΔV) τοῦ ὄγκου ὡρισμένης μάζης ἀερίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀρχικὸν ὄγκον (V_0) τοῦ ἀερίου εἰς τὴν θερμοκρασίαν 0° C καὶ πρὸς τὴν μεταβολὴν ($\Delta\theta$) τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου.

$$\Delta V = \alpha \cdot V_0 \cdot \Delta\theta \quad \text{ἤτοι} \quad V_\theta - V_0 = \alpha \cdot V_0 \cdot \theta \qquad (1)$$

ὅπου α εἶναι ὁ συντελεστὴς διαστολῆς τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἢ θερμικὸς συντελεστὴς τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν. Ὁ συντελεστὴς α εὑρέθη πειραματικῶς ὅτι εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς θερμοκρασίας καὶ ὁ αὐτὸς δι' ὅλα τὰ ἀέρια· ἡ δὲ τιμή του εἶναι:

συντελεστὴς διαστολῆς ἀερίων ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν	: $\alpha = \frac{1}{273} = 0{,}003\,660\ \mathrm{grad}^{-1}$

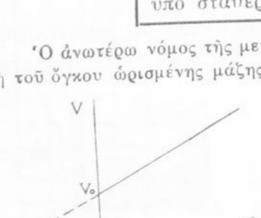
Οὕτω ἐκ τοῦ πειράματος εὑρέθη ὁ ἀκόλουθος **νόμος τῆς μεταβολῆς ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν (νόμος τοῦ Gay - Lussac):**

Ὅλα τὰ ἀέρια θερμαινόμενα, ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, κατὰ 1° C, ὑφίστανται αὔξησιν τοῦ ὄγκου των ἴσην μὲ τὸ 1/273 τοῦ ὄγκου (V_0), τὸν ὁποῖον ἔχουν εἰς θερμοκρασίαν 0° C.

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (1) συνάγεται ὅτι, ὅταν ὡρισμένη μᾶζα ἀερίου θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἀπὸ 0° C εἰς θ° C, τότε ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ° C εἶναι:

μεταβολὴ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν	: $V_\theta = V_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \theta)$

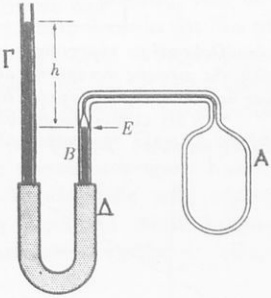
Ὁ ἀνωτέρω νόμος τῆς μεταβολῆς ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν δεικνύει ὅτι ἡ μεταβολὴ τοῦ ὄγκου ὡρισμένης μάζης ἀερίου εἶναι γραμμικὴ συνάρτησις τῆς θερμοκρασίας καὶ συνεπῶς παρίσταται ἀπὸ μίαν εὐθεῖαν γραμμὴν (σχ. 21).



Σχ. 21. Γραφικὴ παράστασις τοῦ νόμου: $V = V_0 \cdot (1 + \alpha\theta)$.

Ὁ συντελεστὴς διαστολῆς α τῶν ἀερίων εἶναι πολὺ μεγάλος ἐν σχέσει πρὸς τοὺς συντελεστὰς διαστολῆς τῶν στερεῶν καὶ τῶν ὑγρῶν. Οὕτω ὁ συντελεστὴς κυβικῆς διαστολῆς τοῦ σιδήρου εἶναι $\kappa = 36 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{grad}^{-1}$, τοῦ ὑδραργύρου εἶναι $\gamma = 180 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{grad}^{-1}$ καὶ τῶν ἀερίων εἶναι $\alpha = 3\,660 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{grad}^{-1}$. Ἂς ὑπολογίσωμεν πόσον αὐξάνεται ὄγκος τῶν τριῶν τούτων σωμάτων ἴσος μὲ $1\ \mathrm{m}^3 = 10^6\ \mathrm{cm}^3$, ὅταν θερμαίνωνται ἀπὸ 0° C εἰς 1° C. Εὐκόλως εὑρίσκομεν ὅτι ὁ σίδηρος ὑφίσταται αὔξησιν κατὰ 36 cm³, ὁ ὑδράργυρος κατὰ 180 cm³ καὶ τὸ ἀέριον κατὰ 3 660 cm³, ἤτοι κατὰ 3,66 λίτρα. Ὥστε τὸ ἀέριον διαστέλλεται 20 φορὰς περισσότερον ἀπὸ τὸν σίδηρον.

30. Μεταβολὴ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον.— Διὰ νὰ παρακολουθήσωμεν τὴν μεταβολὴν ἑνὸς ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, πειραματιζόμεθα ὡς ἑξῆς: Ἐντὸς ἑνὸς δοχείου Α (σχ. 22) ὑπάρχει τελείως ξηρὸς ἀὴρ ἢ ξηρὸν ὑδρογόνον. Τὸ δοχεῖον Α συγκοινωνεῖ διὰ τριχοειδοῦς σωλῆνος μὲ τὸν σωλῆνα Β καὶ οὗτος δι᾽ ἐλαστικοῦ σωλῆνος συγκοινωνεῖ μὲ τὸν σωλῆνα Γ. Οἱ σωλῆνες Β καὶ Γ περιέχουν ὑδράργυρον. Εἰς τὸ ἄνω μέρος τοῦ σωλῆνος Β εἶναι χαραγμένη σταθερὰ γραμμὴ Ε. Ἀνυψώνοντες ἢ καταβιβάζοντες τὸν σωλῆνα Γ φέρομεν πάντοτε τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑδραργύρου εἰς τὴν σταθερὰν γραμμὴν Ε, ὥστε τὸ ἀέριον νὰ διατηρῇ σταθερὸν τὸν ὄγκον του V_0. Κατ᾽ ἀρχὰς βυθίζομεν τὸ δοχεῖον Α ἐντὸς τηκομένου πάγου, διὰ νὰ ἀποκτήσῃ θερμοκρασίαν 0° C. Τότε τὸ ἀέριον ἔχει πίεσιν p_0 ἴσην μὲ τὴν κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν. Ἔπειτα βυθίζομεν τὸ δοχεῖον Α ἐντὸς ὑγροῦ, τοῦ ὁποίου ἡ θερμοκρασία θ° C διατηρεῖται σταθερά. Ὁ ὑδράργυρος ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Β κατέρχεται. Διὰ νὰ ἐπαναφέρωμεν τὸ ἀέριον εἰς τὸν ἀρχικὸν ὄγκον του V_0, ἀνυψώνομεν βαθμιαίως τὸν σωλῆνα Γ, ὥστε νὰ αὐξηθῇ ἡ πίεσις, τὴν ὁποίαν ἐπιφέρει ὁ ὑδράργυρος ἐπὶ τοῦ ἀερίου.



Σχ. 22. Ἀερικὸν θερμόμετρον.

Ἐὰν h εἶναι ἡ διαφορὰ στάθμης μεταξὺ τῶν ἐπιφανειῶν τοῦ ὑδραργύρου ἐντὸς τῶν δύο σωλήνων, ὅταν ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου γίνῃ πάλιν V_0, τότε ἡ νέα πίεσις τοῦ ἀερίου εἰς θερμοκρασίαν θ° C εἶναι: $p_\theta = p_0 + h$. Οὕτω εὑρίσκομεν τὴν μεταβολὴν Δp, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου, ὅταν ἡ θερμοκρασία του μεταβάλλεται ἀπὸ 0° C εἰς θ° C. Ἀπὸ τὴν πειραματικὴν ἔρευναν εὑρέθη ὅτι:

> ***Ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ἡ μεταβολὴ** (Δp) **τῆς πιέσεως τοῦ ἀερίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀρχικὴν πίεσιν** (p_0) **τοῦ ἀερίου εἰς θερμοκρασίαν** 0° C **καὶ πρὸς τὴν μεταβολὴν** ($\Delta\theta$) **τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου.***

$$\Delta p = \beta \cdot p_0 \cdot \Delta\theta \qquad \text{ἤτοι} \qquad p_\theta - p_0 = \beta \cdot p_0 \cdot \theta \qquad (1)$$

ὅπου β εἶναι ὁ συντελεστὴς διαστολῆς τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ἢ θερμικὸς συντελεστὴς τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον. Ὁ συντελεστὴς β εὑρέθη πειραματικῶς ὅτι εἶναι ὁ αὐτὸς δι᾽ ὅλα τὰ ἀέρια καὶ ἴσος μὲ τὸν συντελεστὴν διαστολῆς τῶν ἀερίων ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ἤτοι εἶναι:

συντελεστὴς διαστολῆς ἀερίων ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον	:	$\beta = \frac{1}{273}\,\text{grad}^{-1}$ ἢ $\beta = \alpha$

Οὕτω ἐκ τοῦ πειράματος εὑρέθη ὁ ἀκόλουθος **νόμος τῆς μεταβολῆς ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον (νόμος τοῦ Charles):**

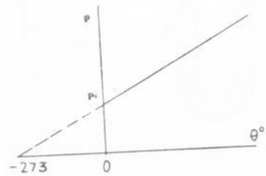
> ***Ὅλα τὰ ἀέρια θερμαινόμενα, ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, κατὰ** 1° C, **ὑφίστανται αὔξησιν τῆς πιέσεώς των ἴσην μὲ τὸ** 1/273 **τῆς πιέσεως** (p_0), **τὴν ὁποίαν ἔχουν εἰς θερμοκρασίαν** 0° C.*

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (1) συνάγεται ὅτι, ὅταν ὡρισμένη μᾶζα ἀερίου θερμαίνεται ὑ π ὸ σ τ α θ ε ρ ὸ ν ὄ γ κ ο ν ἀπὸ 0° C εἰς θ° C, τότε ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ° C εἶναι :

μεταβολὴ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον	:	$p_\theta = p_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \theta)$

Ὁ ἀνωτέρω νόμος τῆς μεταβολῆς ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον δεικνύει ὅτι ἡ μεταβολὴ τῆς πιέσεως ὡρισμένης μάζης ἀερίου εἶναι γραμμικὴ συνάρτησις τῆς θερμοκρασίας καὶ συνεπῶς παρίσταται ἀπὸ μίαν εὐθεῖαν γραμμὴν (σχ. 23).

* Τὸ ὅτι οἱ δύο θερμικοὶ συντελεσταὶ α καὶ β ἑνὸς ἀερίου εἶναι ἴσοι, δύναται νὰ εὑρεθῇ ὡς ἑξῆς: Ἄς λάβωμεν μίαν μᾶζαν m ἀερίου ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας: 0°, p_0, V_0. Ὑψώνομεν τώρα τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀερίου τούτου εἰς θ° C κατὰ τοὺς ἑξῆς δύο τρόπους :



Σχ. 23. Γραφικὴ παράστασις τοῦ νόμου : $p = p_0 \cdot (1 + \alpha\theta)$.

α) Ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον· τότε τὸ ἀέριον ἔχει :

$$\theta^\circ, \quad V_0, \quad p_\theta = p_0(1 + \beta\theta)$$

β) Ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν· τότε τὸ ἀέριον ἔχει :

$$\theta^\circ, \quad p_0, \quad V_\theta = V_0(1 + \alpha\theta)$$

Οὕτω εὑρίσκομεν ὅτι εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ° ἡ αὐτὴ μᾶζα ἀερίου ἔχει ὄγκον V_0 καὶ πίεσιν p_θ, ἄλλοτε δὲ ἔχει ὄγκον V_θ καὶ πίεσιν p_0. Ἀλλὰ διὰ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν ἰσχύει ὁ νόμος Boyle - Mariotte :

$$V_0 \cdot p_\theta = V_\theta \cdot p_0 \quad \text{ἢ} \quad V_0 \cdot p_0(1 + \beta\theta) = V_0(1 + \alpha\theta) \cdot p_0 \quad \text{ἄρα} \quad \beta = \alpha$$

31. Ἀερικὸν θερμόμετρον.—Ἡ διάταξις τοῦ σχήματος 22 καλεῖται ἀ ε ρ ι κ ὸ ν θ ε ρ μ ό μ ε τ ρ ο ν, διότι δύναται νὰ χρησιμοποιηθῇ ὡς θερμόμετρον. Ἐὰν εἰς θερμοκρασίαν θ° C ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου εἶναι : $p_\theta = p_0 + h$, τότε, ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν τῆς διαστολῆς τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, εὑρίσκομεν τὴν θερμοκρασίαν θ° τοῦ ἀερίου :

$$\theta = \frac{p_\theta - p_0}{\alpha \cdot p_0}$$

Ἐκ τῶν διαφόρων ἀερίων, τὰ ὁποῖα εἶναι δυνατὸν νὰ χρησιμοποιηθοῦν εἰς τὸ ἀερικὸν θερμόμετρον, προτιμᾶται τὸ ὑδρογόνον. Ἐὰν συγκρίνωμεν τὰς ἐνδείξεις ἑνὸς ἀερικοῦ θερμομέτρου περιέχοντος ὑδρογόνον πρὸς τὰς ἐνδείξεις ἑνὸς ὑδραργυρικοῦ θερμομέτρου, θὰ εὕρωμεν ὅτι τὰ δύο θερμόμετρα συμφωνοῦν ἀπολύτως διὰ τὰς μεταξὺ 0° C καὶ 100° C θερμοκρασίας. Σήμερον ὁρίζομεν τὴν θερμομετρικὴν κλίμακα ἐπὶ τῇ βάσει τῶν ἐνδείξεων τοῦ ἀερικοῦ θερμομέτρου. Οὕτω καλοῦμεν β α θ μ ὸ ν θ ε ρ μ ο κ ρ α σ ί α ς (1 grad) τὴν ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας, ἡ ὁποία προκαλεῖ αὔξησιν τῆς πιέσεως τοῦ ὑδρογόνου τοῦ ἀερικοῦ θερμομέτρου ἴσην μὲ τὸ 1/273 τῆς πιέσεως p_0, τὴν ὁποίαν ἔχει τὸ ἀέριον τοῦτο εἰς τὴν θερμοκρασίαν 0° C.

Ἔστω ὅτι τὸ ὑδρογόνον τοῦ ἀερικοῦ θερμομέτρου ἔχει εἰς 0° C πίεσιν p_0· διὰ νὰ διπλασιασθῇ ἢ τριπλασιασθῇ ἡ πίεσίς του, πρέπει τὸ ἀέριον νὰ θερμανθῇ εἰς θερμοκρασίαν :

$$= \frac{273(2p_0 - p_0)}{p_0} = 273^\circ \text{ C} \quad \text{ἢ} \quad \theta = \frac{273(3p_0 - p_0)}{p_0} = 546^\circ \text{ C}$$

Ἄρα τὸ ἀερικὸν θερμόμετρον δύναται νὰ χρησιμοποιηθῇ διὰ τὴν μέτρησιν ὑψηλῶν θερμοκρασιῶν.

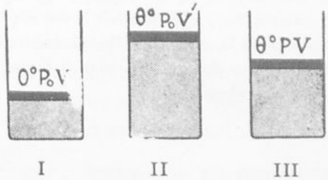
32. Τέλεια ἀέρια.—Ὁ νόμος Boyle - Mariotte δεικνύει ὅτι εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν ὅλα τὰ ἀέρια παρουσιάζουν τὰς αὐτὰς μεταβολὰς πιέσεως, ὅταν μεταβάλλεται ὁ ὄγκος των. Ὁμοίως ὁ νόμος τοῦ Gay - Lussac δεικνύει ὅτι ὅλα τὰ ἀέρια συμπεριφέρονται κατὰ τὸν ἴδιον τρόπον, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία των. Οἱ δύο αὐτοὶ νόμοι μᾶς ἀναγκάζουν νὰ ὑποθέσωμεν, ὅτι ὅλα τὰ ἀέρια ἔχουν τὴν ἰδίαν κατασκευήν. Εἰς τὴν πραγματικότητα ὅμως τὰ διάφορα ἀέρια μόνον κατὰ προσέγγισιν ἀκολουθοῦν τοὺς νόμους Boyle - Mariotte καὶ Gay - Lussac· τὰ φ υ σ ι κ ὰ ἀ έ ρ ι α δὲν ἀκολουθοῦν τοὺς νόμους τούτους αὐστηρῶς. Καλοῦμεν τ έ λ ε ι α ἀ έ ρ ι α ἐκεῖνα, τὰ ὁποῖα ἀκολουθοῦν αὐστηρῶς τοὺς νόμους Boyle - Mariotte καὶ Gay - Lussac. Πολλὰ συνήθη ἀέρια, τὰ ὁποῖα ἀπέχουν πολὺ ἀπὸ τὰς συνθήκας ὑγροποιήσεώς των, συμπεριφέρονται σχεδὸν ὡς τέλεια ἀέρια (π.χ. τὸ ὀξυγόνον, τὸ ἄζωτον, τὸ ἥλιον).

33. Ἐξίσωσις τῶν τελείων ἀερίων.—Ὁ νόμος Boyle - Mariotte καὶ οἱ δύο νόμοι, οἱ ὁποῖοι διέπουν τὴν μεταβολὴν τῶν ἀερίων ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἢ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, δύνανται νὰ συγχωνευθοῦν εἰς ἕνα γενικὸν νόμον διέποντα ὅλας τὰς μεταβολὰς τῶν ἀερίων. Ἔστω ὅτι μία μᾶζα m ἀερίου ἔχει (σχ. 24 I):

θερμοκρασίαν 0° C

κανονικὴν πίεσιν p_0 ὄγκον V_0

Κατ' ἀρχὰς θερμαίνομεν τὸ ἀέριον ὑ π ὸ σ τ α θ ε ρ ὰ ν π ί ε σ ι ν εἰς θερμοκρασίαν θ° C. Τὸ ἀέριον ἔχει τότε (σχ. 24 II):



Σχ. 24. Μεταβολὴ ἀερίου ἀπὸ μιᾶς καταστάσεως (I) εἰς ἄλλην (III).

θερμοκρασίαν θ° C

πίεσιν p_0 ὄγκον $V' = V_0(1 + \alpha\theta)$

Ἔπειτα ὑ π ὸ σ τ α θ ε ρ ὰ ν θ ε ρ μ ο κ ρ α σ ί α ν θ° C μεταβάλλομεν τὴν πίεσιν καὶ τὸν ὄγκον τοῦ ἀερίου· τότε τὸ ἀέριον ἔχει (σχ. 24 III):

θερμοκρασίαν θ° C πίεσιν p ὄγκον V

Ἡ τελευταία μεταβολὴ τοῦ ἀερίου (II → III), γενομένη ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν θ° C, διέπεται ἀπὸ τὸν νόμον Boyle - Mariotte· ἄρα ἔχομεν:

$$p \cdot V = p_0 \cdot V' \quad \text{ἢ} \quad p \cdot V = p_0 \cdot V_0 (1 + \alpha\theta)$$

Ἡ ἐξίσωσις αὐτὴ καλεῖται **ἐξίσωσις τῶν τελείων ἀερίων** (ἢ **νόμος Boyle - Mariotte — Gay - Lussac**):

$$\boxed{\text{ἐξίσωσις τελείων ἀερίων:} \quad p \cdot V = p_0 \cdot V_0 \cdot (1 + \alpha\theta)}$$

Ἂς λάβωμεν μᾶζαν m ἀερίου, τὸ ὁποῖον εἰς θερμοκρασίαν 0° C ἔχει ὄγκον

V_0 καὶ πίεσιν p_0. Φέρομεν τὸ ἀέριον εἰς δύο θερμοκρασίας θ_1 καὶ θ_2. Εἰς τὰς δύο νέας καταστάσεις τοῦ ἀερίου ἀντιστοιχοῦν αἱ ἐξισώσεις:

$$p_1V_1 = p_0V_0(1+\alpha\theta_1) \qquad p_2V_2 = p_0V_0(1+\alpha\theta_2)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις αὐτὰς εὑρίσκομεν:

$$p_0V_0 = \frac{p_1V_1}{1+\alpha\theta_1} = \frac{p_2V_2}{1+\alpha\theta_2} = \text{σταθ.}$$

Ἡ ἀνωτέρω σχέσις ἐκφράζει τὸν ἀκόλουθον **νόμον τῶν τελείων ἀερίων:**

Δι' ὡρισμένην μᾶζαν ἀερίου τὸ πηλίκον τοῦ γινομένου τῆς πιέσεως (p) τοῦ ἀερίου ἐπὶ τὸν ὄγκον (V) τοῦ ἀερίου διὰ τοῦ διωνύμου τῆς διαστολῆς εἶναι σταθερόν.

νόμος τελείων ἀερίων:	$\dfrac{p\cdot V}{1+\alpha\theta} = \text{σταθ.}$

34. Ἀναγωγὴ τοῦ ὄγκου ἀερίου ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας.—Ὁ ὄγκος μιᾶς ὡρισμένης μάζης ἀερίου εἶναι συνάρτησις τῆς πιέσεως καὶ τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου. Διὰ νὰ εἶναι δυνατὴ ἡ σύγκρισις διαφόρων ὄγκων τῶν ἀερίων, πρέπει ταῦτα νὰ εὑρίσκωνται ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως. Οὕτω λέγομεν ὅτι μᾶζα ἀερίου εὑρίσκεται ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας, ὅταν ἔχῃ θερμοκρασίαν 0° C καὶ πίεσιν $p_0 = 76$ cm Hg. Ἐὰν λοιπὸν μία μᾶζα ἀερίου ἔχῃ εἰς θερμοκρασίαν θ° C καὶ ὑπὸ πίεσιν p ἕνα ὄγκον V, τότε ὁ ὄγκος V_0 τῆς μάζης τοῦ ἀερίου ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας θὰ εἶναι:

$$V_0 = \frac{pV}{p_0(1+\alpha\theta)}$$

35. Πυκνότης ἀερίου.—Ἄς λάβωμεν μᾶζαν m ἀερίου, τὸ ὁποῖον ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας (θερμοκρασία 0° C καὶ πίεσις $p_0 = 76$ cm Hg) ἔχει ὄγκον V_0. Ἡ πυκνότης τοῦ ἀερίου εἶναι τότε: $d_0 = m/V_0$. Φέρομεν τὸ ἀέριον εἰς θερμοκρασίαν θ° C καὶ πίεσιν p· ὁ ὄγκος του γίνεται V καὶ ἑπομένως ἡ πυκνότης τοῦ ἀερίου γίνεται: $d = m/V$. Ὥστε ἔχομεν τὴν σχέσιν:

$$m = d_0 \cdot V_0 = d \cdot V$$

Ἄν εἰς τὴν εὑρεθεῖσαν σχέσιν θέσωμεν τὴν τιμὴν τοῦ V ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν τῶν τελείων ἀερίων: $pV = p_0V_0(1+\alpha\theta)$, εὑρίσκομεν ὅτι ἡ πυκνότης τοῦ ἀερίου εἰς θερμοκρασίαν θ° C καὶ ὑπὸ πίεσιν p εἶναι:

πυκνότης ἀερίου εἰς θ° C καὶ ὑπὸ πίεσιν p:	$d = d_0 \cdot \dfrac{p}{p_0(1+\alpha\theta)}$

36. Σχετικὴ πυκνότης ἀερίου.—Ἄς λάβωμεν μᾶζαν m ἀερίου, τὸ ὁποῖον εἰς θερμοκρασίαν θ° C καὶ ὑπὸ πίεσιν p καταλαμβάνει ὄγκον V. Ἐὰν d_0 εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ ἀερίου τούτου ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας, τότε ἡ μᾶζα τοῦ ἀερίου δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$m = d \cdot V \qquad \text{ἤτοι} \qquad m = d_0 \cdot \frac{pV}{p_0(1+\alpha\theta)} \qquad (1)$$

Ὁ αὐτὸς ὄγκος V ἀέρος εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν θ° C καὶ ὑπὸ τὴν αὐτὴν πίεσιν p θὰ ἔχῃ μᾶζαν M. Ἐὰν D_0 εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ ἀέρος ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας, τότε ἡ μᾶζα τοῦ ἀέρος δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$M = D \cdot V \qquad \text{ἤτοι} \qquad M = D_0 \cdot \frac{pV}{p_0(1+\alpha\theta)} \qquad (2)$$

Διαιροῦντες κατὰ μέλη τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2), εὑρίσκομεν τὴν σχετικὴν πυκνότητα τοῦ ἀερίου ὡς πρὸς τὸν ἀέρα (τόμ. Α΄, § 128). Οὕτω εὑρίσκομεν ὅτι :

Ἡ σχετικὴ πυκνότης (δ) ἑνὸς ἀερίου, ὡς πρὸς τὸν ἀέρα, εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς θερμοκρασίας καὶ τῆς πιέσεως τοῦ ἀερίου.

$$\boxed{\text{σχετικὴ πυκνότης ἀερίου:} \qquad \delta = \frac{m}{M} = \frac{d_0}{D_0} = \text{σταθ.}}$$

Ἡ σχετικὴ πυκνότης ἑνὸς ἀερίου εἶναι μέγεθος χαρακτηριστικὸν διὰ κάθε ἀέριον καὶ βοηθεῖ εἰς τὴν εὕρεσιν τῆς πυκνότητος τοῦ ἀερίου. Οὕτω, ἂν ἓν ἀέριον ἔχῃ θερμοκρασίαν θ° C καὶ πίεσιν p, τότε ἡ σχετικὴ πυκνότης τοῦ ἀερίου εἶναι : $\delta = d/D$, ὅπου d εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ ἀερίου καὶ D ἡ πυκνότης τοῦ ἀέρος εἰς θερμοκρασίαν θ° C καὶ ὑπὸ πίεσιν p. Ἐπειδὴ ἡ πυκνότης τοῦ ἀέρος ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας εἶναι : $D = D_0 \cdot \dfrac{p}{p_0(1+\alpha\theta)}$, ἕπεται ὅτι εἰς θερμοκρασίαν θ° C καὶ ὑπὸ πίεσιν p ἡ πυκνότης τοῦ ἀερίου συναρτήσει τῆς πυκνότητος τοῦ ἀέρος (ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας) εἶναι :

$$\boxed{\text{πυκνότης ἀερίου:} \qquad d = \delta \cdot D_0 \cdot \frac{p}{p_0(1+\alpha\theta)}}$$

37. Ἀπόλυτον μηδὲν καὶ ἀπόλυτος κλῖμαξ θερμοκρασιῶν. — Ἐὰν ἡ θερμοκρασία ἑνὸς ἀερίου κατέλθῃ εἰς -273° C, τότε ἡ ἐξίσωσις τῶν τελείων ἀερίων δίδει :

$$p \cdot V = p_0 \cdot V_0 \cdot \left(1 - \frac{273}{273}\right) \qquad \text{ἤτοι} \qquad p \cdot V = 0$$

Ὥστε εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν τὸ γινόμενον τῆς πιέσεως ἐπὶ τὸν ὄγκον τοῦ ἀερίου μηδενίζεται. Ἐπειδὴ ὅμως εἶναι ἀδύνατον νὰ δεχθῶμεν ὅτι μηδενίζεται ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου, πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι εἰς τὴν θερμοκρασίαν -273° C ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου γίνεται ἴση μὲ μηδέν. Ἄρα εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν δὲν δύναται νὰ ὑπάρξῃ σῶμα εἰς ἀέριον κατάστασιν. Ἡ θερμοκρασία -273° C, εἰς τὴν ὁποίαν μηδενίζεται ἡ πίεσις παντὸς ἀερίου, καλεῖται **ἀπόλυτον μηδὲν** καὶ λαμβάνεται ὡς ἀρχὴ τῆς κλίμακος τῶν ἀ π ο λ ύ τ ω ν θ ε ρ μ ο κ ρ α σ ι ῶ ν. Ἡ κλῖμαξ αὕτη καλεῖται **κλῖμαξ Kelvin** ἢ **ἀπόλυτος κλῖμαξ θερμοκρασιῶν** (°K), εἰς τὴν ὁποίαν ἡ θερμοκρασία τοῦ τηκομένου πάγου εἶναι : $T = 273^\circ$ K. Γενικῶς θ βαθμοὶ Κελσίου (°C) ἀντιστοιχοῦν πρὸς T βαθμοὺς Kelvin (°K), σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν :

ἀπόλυτος θερμοκρασία (°K):	$T = 273 + \theta$

Τὸ χαρακτηριστικὸν γνώρισμα τοῦ ἀερίου εἶναι ἡ πίεσις, τὴν ὁποίαν ἀσκεῖ τὸ ἀέριον ἐπὶ τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου καὶ ἡ ὁποία εἶναι συνάρτησις τῆς ταχύτητος τῶν μορίων τοῦ ἀερίου (τόμ. Α΄, § 361). Ἀφοῦ ὅμως εἰς τὸ ἀπόλυτον μηδὲν ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου μηδενίζεται, ἕπεται ὅτι εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν τὰ μόρια τοῦ ἀερίου εὑρίσκονται εἰς ἠρεμίαν. Ἀκριβεῖς μετρήσεις ἀπέδειξαν ὅτι τὸ ἀπόλυτον μηδὲν ἀντιστοιχεῖ εἰς $-273{,}16^\circ$ C. Εἶναι τ ε λ ε ί ω ς ἀ δ ύ ν α τ ο ν νὰ πραγματοποιήσωμεν τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενός. Κατώρθωσαν ὅμως νὰ φθάσουν μέχρι τῆς θερμοκρασίας $0{,}0012^\circ$ K.

38. Δευτέρα μορφὴ τῆς ἐξισώσεως τῶν τελείων ἀερίων.— Μία μᾶζα m ἀερίου εἰς θερμοκρασίαν 0° C ($T_0 = 273^\circ$ K) καὶ ὑπὸ τὴν κανονικὴν πίεσιν p_0 ἔχει ὄγκον V_0. Φέρομεν τὸ ἀέριον εἰς θερμοκρασίαν θ° C ($T_0 = 273 + \theta$), ὁπότε τὸ ἀέριον ἀποκτᾷ πίεσιν p καὶ ὄγκον V. Τότε ἔχομεν τὴν γνωστὴν ἐξίσωσιν τῶν τελείων ἀερίων :

$$p \cdot V = p_0 \cdot V_0 \cdot (1 + \alpha\theta)$$

Ἡ ἐξίσωσις αὐτὴ δύναται νὰ γραφῇ καὶ ὡς ἑξῆς :

$$p \cdot V = p_0 \cdot V_0 \cdot \alpha \left(\frac{1}{\alpha} + \theta \right) \quad \text{ἤτοι} \quad p \cdot V = p_0 \cdot V_0 \cdot \alpha \cdot T \qquad (1)$$

διότι εἶναι :

$$\frac{1}{\alpha} + \theta = 237 + \theta = T$$

Ὁ ὄγκος, τὸν ὁποῖον καταλαμβάνει ἓν γραμμομόριον (1 mol) τοῦ ἀερίου εἰς θερμοκρασίαν 0° C καὶ ὑπὸ πίεσιν $p_0 = 76$ cm Hg, καλεῖται ὡς γνωστὸν μοριακὸς ὄγκος (V_M) τοῦ ἀερίου καὶ ἰσοῦται μὲ 22 400 cm³. Ἐὰν λοιπὸν λάβωμεν μᾶζαν τοῦ ἀερίου ἴσην μὲ 1 mol, τότε ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (1) εὑρίσκομεν :

$$p \cdot V = p_0 \cdot V_M \cdot \alpha \cdot T$$

Εἰς τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν τὸ γινόμενον $p_0 \cdot V_M \cdot \alpha$ εἶναι σταθερόν. Ἐὰν θέσωμεν :

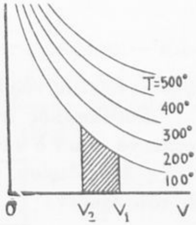
$$p_0 \cdot V_M \cdot \alpha = R$$

τότε λαμβάνομεν τὴν ἐξίσωσιν :

$$p \cdot V = R \cdot T \qquad (2)$$

ὅπου R εἶναι μία σταθερὰ ἀ ν ε ξ ά ρ τ η τ ο ς ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἀερίου, διότι ὅλα τὰ ἀέρια ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας (0° C καὶ 76 cm Hg) ἔχουν τὸν αὐτὸν μοριακὸν ὄγκον ($V_M = 22\,400$ cm^3). Ὥστε ἡ εὑρεθεῖσα σταθερὰ R εἶναι μία **παγκόσμιος σταθερὰ** καὶ καλεῖται **σταθερὰ τῶν τελείων ἀερίων.**

Ἂς θεωρήσωμεν τυχοῦσαν μᾶζαν m ἀερίου, τὸ ὁποῖον εἰς θερμοκρασίαν θ° C καὶ ὑπὸ πίεσιν p ἔχει ὄγκον V. Ἔστω V′ ὁ μοριακὸς ὄγκος τοῦ ἀερίου τούτου ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως (θ° C καὶ p). Τότε εἰς τὸν ὄγκον V τοῦ ἀερίου περιέχεται ἀριθμὸς ν γραμμομορίων τοῦ ἀερίου, ἴσος μέ :



Σχ. 25. Ἰσόθερμοι ἑνὸς τελείου ἀερίου.

$$\nu = \frac{V}{V'} \text{ mol} \qquad \text{ἄρα εἶναι :} \qquad V' = \frac{V}{\nu}$$

Ἐὰν θέσωμεν τὴν τιμὴν αὐτὴν τοῦ ὄγκου V′ εἰς τὴν ἐξίσωσιν (2), λαμβάνομεν :

$$p \cdot \frac{V}{\nu} = R \cdot T$$

Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτὴν εὑρίσκομεν τὴν ἀκόλουθον **ἐξίσωσιν τῶν τελείων ἀερίων** ἢ **ἐξίσωσιν τοῦ Clapeyron :**

$$\boxed{\text{ἐξίσωσις τελείων ἀερίων :} \qquad p \cdot V = \nu \cdot R \cdot T}$$

Ἐὰν μ εἶναι ἡ μοριακὴ μᾶζα τοῦ ἀερίου, τότε εἰς τὴν ληφθεῖσαν μᾶζαν m τοῦ ἀερίου περιέχεται ἀριθμὸς ν γραμμομορίων, ἴσος μέ : $\nu = m/\mu$. Οὕτω ἡ ἀνωτέρω ἐξίσωσις τῶν τελείων ἀερίων λαμβάνει τὴν ἑξῆς γενικὴν μορφήν :

$$\boxed{\text{ἐξίσωσις τελείων ἀερίων :} \qquad p \cdot V = \frac{m}{\mu} \cdot R \cdot T}$$

Ὑπολογισμὸς τῆς σταθερᾶς R τῶν τελείων ἀερίων.— Ἡ σταθερὰ R τῶν τελείων ἀερίων ὑπολογίζεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$R = p_0 \cdot V_M \cdot \alpha$$

Εἰς τὸ σύστημα μονάδων C.G.S. ἡ σταθερὰ R ἔχει τὴν τιμήν :

$$R = 76 \cdot 13{,}6 \cdot 981 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \cdot 22\,400 \text{ cm}^3/\text{mol} \cdot \frac{1}{273} \text{ grad}^{-1} \qquad \text{ἤτοι :}$$

$$\boxed{\begin{array}{l} \text{σταθερὰ τελείων ἀερίων :} \quad R = 8{,}31 \cdot 10^7 \text{ erg} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1} \\ \qquad \text{ἢ} \quad R = 8{,}31 \text{ Joule} \cdot \text{mol}^{-1} \ \text{grad}^{-1} \end{array}}$$

Γραφικὴ παράστασις τῆς ἐξισώσεως τῶν τελείων ἀερίων. — Εἰς τὸ σχῆμα 25 δεικνύεται γραφικῶς ἡ συνάρτησις, ἡ ὁποία ὑπάρχει μεταξὺ τῶν τριῶν φυσικῶν μεγεθῶν p, V καὶ T, τὰ ὁποῖα χαρακτηρίζουν τὴν κατάστασιν μιᾶς ὡρισμένης μάζης m ἀερίου. Παρατηροῦμεν ὅτι διὰ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν αἱ μεταβολαὶ τῆς πιέσεως p καὶ τοῦ ὄγκου V παρίστανται ἀπὸ τόξον ὑπερβολῆς, ὅπως ἀκριβῶς καὶ ὁ νόμος Boyle - Mariotte (τόμ. Α΄, § 125). Ἡ καμπύλη, ἡ ἀντιστοιχοῦσα εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν, καλεῖται ἰ σ ό θ ε ρ μ ο ς.

39. Καταστατικὴ ἐξίσωσις τῶν τελείων ἀερίων.—Ἡ ἐξίσωσις τῶν τελείων ἀερίων ὑπὸ τὴν γενικήν της μορφήν:

$$p \cdot V = \frac{m}{\mu} \cdot R \cdot T$$

χρησιμοποιεῖται εὐρύτατα εἰς τὴν Φυσικὴν καὶ τὴν Χημείαν.

Συνδυασμὸς καταστάσεων τοῦ ἀερίου.—Ἡ ἀνωτέρω ἐξίσωσις μᾶς ἐπιτρέπει νὰ σ υ ν δ υ ά σ ω μ ε ν εὐκόλως δύο δ ι α φ ο ρ ε τ ι κ ὰ ς κ α τ α σ τ ά σ ε ι ς ἑνὸς ἀερίου. Οὕτω, ἂν μία μᾶζα m ἀερίου λαμβάνῃ τὰς καταστάσεις Α καὶ Β, τότε ἔχομεν:

διὰ τὴν κατάστασιν Α: $$p_1 \cdot V_1 = \frac{m}{\mu} \cdot R \cdot T_1 \qquad (1)$$

διὰ τὴν κατάστασιν Β: $$p_2 \cdot V_2 = \frac{m}{\mu} \cdot R \cdot T_2 \qquad (2)$$

Ἐὰν διαιρέσωμεν κατὰ μέλη τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2), λαμβάνομεν τὴν ἐξίσωσιν:

$$\frac{p_1 \cdot V_1}{p_2 \cdot V_2} = \frac{T_1}{T_2} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{p_1 \cdot V_1}{T_1} = \frac{p_2 \cdot V_2}{T_1}$$

Ἡ τελευταία σχέσις καλεῖται **καταστατικὴ ἐξίσωσις τῶν τελείων ἀερίων** καὶ φανερώνει ὅτι:

> ***Δι' ὡρισμένην μᾶζαν τελείου ἀερίου τὸ πηλίκον τοῦ γινομένου τῆς πιέσεως (p) τοῦ ἀερίου ἐπὶ τὸν ὄγκον (V) τοῦ ἀερίου διὰ τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας του (T) εἶναι σταθερόν.***

καταστατικὴ ἐξίσωσις τελείου ἀερίου: $\frac{p \cdot V}{T} = \text{σταθ.}$

40. Ὑπολογισμὸς τῆς μάζης ἀερίου.—Ἡ ἐξίσωσις τῶν τελείων ἀερίων:

$$p \cdot V = \frac{m}{\mu} \cdot R \cdot T$$

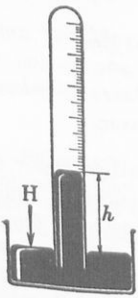
μᾶς βοηθεῖ εἰς τὴν μ έ τ ρ η σ ι ν τ ῆ ς μ ά ζ η ς m ἑνὸς ἀερίου. Οὕτω εἰς τὰ χημεῖα ἡ μᾶζα ἑνὸς ἀερίου εὑρίσκεται συνήθως ὡς ἑξῆς: Τὸ ἀέριον φέρεται ἐντὸς ὀγκομετρικοῦ κυλίνδρου, ὁ ὁποῖος ἀναστρέφεται ἐντὸς λεκάνης ὑδραργύρου (σχ. 26). Οὕτω **εὑρίσκομεν** ὅτι **τὸ** ἀέριον **ἔχει** ὄγκον V, **θερμοκρασίαν τὴν** θερμοκρασίαν **τοῦ περιβάλλοντος** $T = 273 + \theta$ **καὶ** πίεσιν $p = H - h$, ὅπου H εἶναι ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις **κατὰ τὴν στιγμὴν** τῆς **παρατηρήσεως**. Ἐὰν εἶναι γνωστὴ ἡ φύσις τοῦ ἀερίου, καὶ συνεπῶς ἡ **μοριακὴ** μᾶζα μ τοῦ ἀερίου, τότε ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν τῶν τελείων ἀερίων $pV = \frac{m}{\mu} RT$ εὑρίσκομεν ὅτι ἡ μ ᾶ ζ α m τοῦ ἀερίου εἶναι:

$$\boxed{\text{μᾶζα ἀερίου:} \quad m = \frac{\mu \cdot p \cdot V}{R \cdot T}}$$

41. Εὕρεσις τῆς μοριακῆς μάζης καὶ τῆς πυκνότητος ἀερίου.—Ἐὰν εἶναι γνωστὸς ὁ ὄγκος V, τὸν ὁποῖον καταλαμβάνει ὡρισμένη μᾶζα m τοῦ ἀερίου ὑπὸ πίεσιν p καὶ θερμοκρασίαν $T = 273 + \theta$, τότε ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν τῶν τελείων ἀερίων εὑρίσκομεν ὅτι ἡ μ ο ρ ι α κ ὴ μ ᾶ ζ α μ τοῦ ἀερίου εἶναι:

$$\boxed{\text{μοριακὴ μᾶζα ἀερίου:} \quad \mu = R \cdot \frac{m \cdot T}{p \cdot V}}$$

Ἡ μέθοδος αὐτὴ εὑρέσεως τῆς μοριακῆς μάζης ἐφαρμόζεται εἰς τὴν Χημείαν.



Σχ. 26. Μέτρησις ποσότητος ἀερίου.

Ἐπίσης δυνάμεθα νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν π υ κ ν ό τ η τ α ἑνὸς ἀερίου ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας, ἂν γνωρίζωμεν τὴν μᾶζαν m, τὸν ὄγκον V, τὴν πίεσιν p καὶ τὴν θερμοκρασίαν T τοῦ ἀερίου. Ἡ ἀνωτέρω ἐξίσωσις δύναται νὰ γραφῇ καὶ ὡς ἑξῆς:

$$\mu = (p_0 \cdot V_M \cdot \alpha) \cdot \frac{m \cdot T}{p \cdot V} \quad \text{ἢ} \quad \mu = \frac{p_0 \cdot V_M}{273} \cdot \frac{mT}{pV} \qquad (1)$$

ὅπου V_M εἶναι ὁ μοριακὸς ὄγκος $V_M = 22\,400\,cm^3$ καὶ $p_0 = 76$ cm Hg. Ἂν d_0 εἶναι πυκνότης τοῦ ἀερίου ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας, τότε ἐντὸς τοῦ ὄγκου V_M τοῦ ἀερίου περιέχεται μᾶζα ἀερίου μ ἴση μέ:

$$\mu = V_M \cdot d_0 \qquad (2)$$

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

$$V_M \cdot d_0 = \frac{p_0 \cdot V_M}{273} \cdot \frac{m \cdot T}{p \cdot V}$$

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν συνάγεται ὅτι ἡ π υ κ ν ό τ η ς τοῦ ἀερίου εἶναι:

$$\boxed{\text{πυκνότης ἀερίου:} \quad d_0 = \frac{p_0 \cdot m \cdot T}{273 \cdot p \cdot V}} \qquad (3$$

Ἐὰν εἰς τὴν ἐξίσωσιν (2) θέσωμεν τὴν τιμὴν τοῦ d_0 ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (3), εὑρίσκομεν ὅτι ἡ μ ο ρ ι α κ ὴ μ ᾶ ζ α τοῦ ἀερίου εἶναι:

$$\boxed{\text{μοριακὴ μᾶζα ἀερίου:} \quad \mu = m \cdot \frac{V_M \cdot p_0 \cdot T}{V \cdot p \cdot 273}} \qquad (4)$$

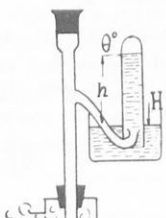
Ἡ ἐξίσωσις (4) δύναται νὰ ἐφαρμοσθῇ καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν ἀ τ μ ῶ ν. Ἐπομένως δυνάμεθα νὰ εὕρωμεν τὴν μοριακὴν μᾶζαν ὑγρῶν, τὰ ὁποῖα εὐκόλως μεταβάλλονται εἰς ἀτμούς. Κατὰ τὴν μ έ θ ο δ ο ν M e y e r, ἡ πρὸς ἐξάτμισιν μᾶζα m τοῦ ὑγροῦ ἐγκλείεται ἐντὸς μικροῦ ὑαλίνου φιαλιδίου, τὸ ὁποῖον εἰσάγεται ταχέως ἐντὸς τοῦ σταθερῶς θερμαινομένου δοχείου Δ (σχ. 27). Τὸ δοχεῖον Δ συγκοινωνεῖ μὲ ὀγκομετρικὸν σωλῆνα, ὁ ὁποῖος ἀρχικῶς εἶναι πλήρης ὕδατος. Ὅταν τὸ ὑγρὸν μεταβληθῇ εἰς ἀτμόν, ἐκδιώκεται ἐκ τοῦ δοχείου Δ ὄγκος ἀέρος V, ἴσος πρὸς τὸν ὄγκον τοῦ παραχθέντος ἀτμοῦ. Ὁ ἐκδιωχθεὶς ἀὴρ συλλέγεται ἐντὸς τοῦ ὀγκομετρικοῦ σωλῆνος, ὅπου καταλαμβάνει ὄγκον V· ὁ ἀὴρ οὗτος ἔχει τὴν θερμοκρασίαν τοῦ περιβάλλοντος $T = 273 + \theta$ καὶ πίεσιν $p = H - (h + F)$, ὅπου F εἶναι ἡ μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν, οἱ ὁποῖοι ἀναγκαστικῶς ὑπάρχουν ἐντὸς τοῦ ὄγκου V. Οὕτω, γνωρίζοντες τὰ μεγέθη m, p, V καὶ T, εὑρίσκομεν ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (4) τὴν μοριακὴν μᾶζαν μ τοῦ ἐξεταζομένου σώματος.

42. Νόμος τοῦ Dalton.

— Κατὰ τὴν ἀνάμιξιν ἀερίων, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν, ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Dalton (τόμ. Α', § 129). Ἐὰν ὅμως ἡ θερμοκρασία τῶν ἀερίων τοῦ μίγματος εἶναι διάφορος, τότε ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος **νόμος τοῦ Dalton:**

Ἡ πίεσις μίγματος τελείων ἀερίων (μὴ ἀντιδρώντων μεταξύ των χημικῶς) εἶναι ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν μερικῶν πιέσεων, τὰς ὁποίας θὰ εἶχεν ἕκαστον τῶν ἀερίων τοῦ μίγματος, ἂν κατελάμβανεν ὁλόκληρον τὸν ὄγκον τοῦ μίγματος εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ μίγματος.

Τὸ πείραμα ἐπιβεβαιώνει κατὰ μεγάλην προσέγγισιν τὸν ἀνωτέρω νόμον διὰ τὰ φυσικὰ ἀέρια. Ἂς θεωρήσωμεν 1 γραμμομόριον (1 mol) τριῶν διαφορετικῶν ἀερίων Α, Β, Γ, τῶν ὁποίων αἱ ἀρχικαὶ καταστάσεις εἶναι:



Σχ. 27. Μέτρησις τῆς πυκνότητος ἀτμῶν.

τοῦ ἀερίου Α: $p_1 \quad V_1 \quad T_1$· ἄρα $p_1V_1 = RT_1 \quad (1)$

τοῦ ἀερίου Β: $p_2 \quad V_2 \quad T_2$· ἄρα $p_2V_2 = RT_2 \quad (2)$

τοῦ ἀερίου Γ: $p_3 \quad V_3 \quad T_3$· ἄρα $p_3V_3 = RT_3 \quad (3)$

Ἂς ὑποθέσωμεν ὅτι τὰ ἀέρια αὐτὰ σχηματίζουν μῖγμα, τὸ ὁποῖον ἔχει ὄγκον V, πίεσιν p καὶ θερμοκρασίαν T. Ἐὰν ἕκαστον τῶν ἀερίων τούτων κατελάμβανε μόνον του ὁλόκληρον τὸν ὄγκον V τοῦ μίγματος εἰς τὴν θερμοκρασίαν T, τότε ἡ κατάστασις ἑκάστου ἀερίου θὰ ἦτο:

τοῦ ἀερίου Α: $\pi_1 \quad V \quad T$ · ἄρα $\pi_1 V = RT \quad (1')$

τοῦ ἀερίου Β: $\pi_2 \quad V \quad T$ · ἄρα $\pi_2 V = RT \quad (2')$

τοῦ ἀερίου Γ: $\pi_3 \quad V \quad T$ · ἄρα $\pi_3 V = RT \quad (3')$

ὅπου π_1, π_2 καὶ π_3 θὰ ἦσαν ἀντιστοίχως αἱ μερικαὶ πιέσεις τῶν τριῶν ἀερίων Α, Β καὶ Γ. Διαιροῦντες κατὰ μέλη τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ 1') εὑρίσκομεν:

$$\frac{\pi_1 V}{p_1 V_1} = \frac{T}{T_1} \qquad \text{ἤτοι} \qquad \pi_1 = \frac{p_1 V_1}{V} \cdot \frac{T}{T_1}$$

Ὁμοίως εὑρίσκομεν διὰ τὰ δύο ἄλλα ἀέρια Β καὶ Γ ὅτι εἶναι:

$$\pi_2 = \frac{p_2 V_2}{V} \cdot \frac{T}{T_2} \qquad \text{καὶ} \qquad \pi_3 = \frac{p_3 V_3}{V} \cdot \frac{T}{T_3}$$

Ἡ ὁλικὴ πίεσις p τοῦ μίγματος εἶναι ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν μερικῶν πιέσεων, ἤτοι εἶναι:

$$p = \pi_1 + \pi_2 + \pi_3 \qquad \text{ἢ} \qquad p = \frac{T}{V}\left(\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2} + \frac{p_3 V_3}{T_3}\right)$$

Οὕτω εὑρίσκομεν ὅτι ὁ **νόμος τοῦ Dalton** γράφεται ὡς ἑξῆς:

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Dalton:} \quad \frac{pV}{T} = \frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2} + \frac{p_3 V_3}{T_3}}$$

Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τῶν μιγνυομένων ἀερίων τοῦ μίγματος εἶναι ἡ αὐτή, τότε ἡ προηγουμένη ἐξίσωσις γράφεται: $pV = p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3$

* **43. Ἐξίσωσις τοῦ Van der Waals.**— Εἶναι γνωστὸν (§ 38), ὅτι διὰ τὴν μᾶζαν ἑνὸς γραμμομορίου τ ε λ ε ί ο υ ἀ ε ρ ί ο υ ἡ συνάρτησις μεταξὺ τοῦ ὄγκου του V, τῆς θερμοκρασίας του T καὶ τῆς πιέσεώς του p δίδεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:

$$p \cdot V = R \cdot T \qquad (1)$$

Ἡ ἐξίσωσις αὐτὴ δεικνύει ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου γίνεται ἴσος μὲ μηδὲν ($V = 0$), ὅταν ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου γίνῃ ἀπείρως μεγάλη ($p = \infty$). Ἀλλ' ὅσον μεγάλη καὶ ἂν γίνῃ ἡ πίεσις, δὲν εἶναι ποτὲ δυνατὸν νὰ μηδενισθῇ ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου. Ἡ συμπίεσις τοῦ ἀερίου ἁπλῶς προκαλεῖ τὴν ἐλάττωσιν τῶν μεταξὺ τῶν μορίων τοῦ ἀερίου ἀποστάσεων· ἀλλ' ὅταν ἡ πίεσις γίνῃ ἀπείρως μεγάλη, ἀπομένει ὡς ὄγκος τοῦ ἀερίου ὁ χῶρος, τὸν ὁποῖον καταλαμβάνει τὸ σύνολον τῶν μορίων τοῦ ἀερίου. Ὥστε, ὅταν ἡ πίεσις αὐξάνεται ἀπεριορίστως, ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου τείνει πρὸς ἓν ὅριον ὄγκου β· τὸ ὅριον τοῦτο εἶναι ὁ ὄγκος, τὸν ὁποῖον καταλαμβάνει ἡ μᾶζα τοῦ ἀερίου, ὅταν ἡ μεταξὺ τῶν μορίων του ἀπόστασις λάβῃ τὴν μικροτέραν δυνατὴν τιμήν. Ὁ ὄγκος οὗτος β ὀνομάζεται σ ύ ν ο γ κ ο ς καὶ ὑπολογίζεται ὅτι πρέπει νὰ εἶναι τουλάχιστον τέσσαρας φορὰς μεγαλύτερος ἀπὸ τὸν ἴδιον ὄγκον τῶν μορίων. Ὁ σύνογκος εἶναι τῆς τάξεως τοῦ χιλιοστοῦ τοῦ ὄγκου τοῦ ἀερίου ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας. Ὥστε εἰς τὴν ἐξίσωσιν (1) ὁ παράγων τοῦ ὄγκου V πρέπει νὰ ἀντικατασταθῇ μὲ τὸν παράγοντα (V — β), ὁπότε ἡ ἐξίσωσις (1) γράφεται:

Τιμαὶ τῶν σταθερῶν α καὶ β τῆς ἐξισώσεως Van der Waals		
Ἀέριον	α	β
Ἀὴρ	$1{,}34 \cdot 10^6$	36,6
Διοξείδιον ἄνθρακος	$3{,}61 \cdot 10^6$	42,8
Ὑδρογόνον	$0{,}246 \cdot 10^6$	26,7

$$p \cdot (V - \beta) = R \cdot T \qquad (2)$$

Ὑπὸ τὴν μορφὴν αὐτὴν ἡ ἐξίσωσις τῶν τελείων ἀερίων, διὰ $p = \infty$, δίδει:

$$V - \beta = 0 \qquad \text{καὶ} \qquad V = \beta$$

Ἐξ ἄλλου γνωρίζομεν ὅτι μεταξὺ τῶν μορίων ἀσκοῦνται πάντοτε ἕλξεις, αἱ ὁποῖαι εἶναι τόσον μεγαλύτεραι, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ μεταξὺ τῶν μορίων ἀπόστασις, ἤτοι ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ ἀερίου. Αἱ κρούσεις τῶν μορίων ἐπὶ τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου προκαλοῦν τὴν πίεσιν. Ἡ πίεσις ὅμως αὐτὴ ἐλαττώνεται ἀπὸ τὰς ἀμοιβαίας ἕλξεις τῶν μορίων, αἱ ὁποῖαι τείνουν νὰ ἐμποδίσουν τὸ μόριον νὰ προσκρούσῃ ἐπὶ τοῦ τοιχώματος. Ὥστε, ἂν δὲν ὑπῆρχον αἱ μοριακαὶ ἕλξεις, τὸ τοίχωμα θὰ ὑφίστατο, ἀντὶ τῆς πιέσεως p, τὴν ὁποίαν δυνάμεθα νὰ μετρήσωμεν μὲ μανόμετρον, μίαν μεγαλυτέραν πίεσιν $p+\pi$. Ὁ ὅρος π, ὁ ὁποῖος ἀντιστοιχεῖ εἰς τὰς ἀμοιβαίας ἕλξεις τῶν μορίων, ὀνομάζεται ἐ σ ω τ ε ρ ι κ ὴ π ί ε σ ι ς τοῦ ἀερίου. Οὕτω καταλήγομεν ὅτι ἡ ἐξίσωσις (1), προκειμένου περὶ φ υ σ ι κ ο ῦ ἀ ε ρ ί ο υ, πρέπει νὰ γραφῇ ὡς ἑξῆς:

$$(p+\pi)\cdot(V-\beta)=R\cdot T \qquad (3)$$

Ὁ Van der Waals ἀπέδειξεν ὅτι ἡ ἐσωτερικὴ πίεσις ἑνὸς φυσικοῦ ἀερίου πρέπει νὰ εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τοῦ ὄγκου V τοῦ ἀερίου, ἤτοι πρέπει νὰ εἶναι: $\pi=\alpha/V^2$. Οὕτω καταλήγομεν εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι δ ι ' ἓ ν γ ρ α μ μ ο μ ό ρ ι ο ν φυσικοῦ ἀερίου ἰσχύει ἡ ἀκόλουθος **ἐξίσωσις τοῦ Van der Waals**:

$$\boxed{\text{ἐξίσωσις τοῦ Van der Waals:}\quad \left(p+\frac{\alpha}{V^2}\right)\cdot\left(V-\beta\right)=R\cdot T} \qquad (4)$$

ὅπου α καὶ β εἶναι σταθεραὶ χαρακτηριστικαὶ δι' ἕκαστον φυσικὸν ἀέριον (βλ. πίνακα). Ἡ ἐξίσωσις τοῦ Van der Waals ἐφαρμόζεται μὲ ἱκανοποιητικὰ ἀποτελέσματα εἰς τὴν σπουδὴν τῶν φυσικῶν ἀερίων.

* **43 α. Διερεύνησις τῆς ἐξισώσεως τοῦ Van der Waals.** — Ἡ ἐξίσωσις τοῦ Van der Waals δύναται νὰ γραφῇ ὡς ἑξῆς:

$$p=\frac{RT}{V-\beta}-\frac{\alpha}{V^2}$$

α) Ἐὰν ἡ π ί ε σ ι ς p ε ἶ ν α ι π ο λ ὺ μ ε γ ά λ η, ὁ ὄγκος V εἶναι πολὺ μικρός, ἡ δὲ διαφορὰ $V-\beta$ εἶναι ἀκόμη περισσότερον μικρά, ἀφοῦ τὸ V πλησιάζει νὰ γίνῃ ἴσον μὲ τὸ β· δυνάμεθα λοιπὸν νὰ παραλείψωμεν τὸ α/V^2 ὡς πολὺ μικρὸν ἐν σχέσει πρὸς τὸ $\dfrac{RT}{V-\beta}$ καὶ ἡ ἐξίσωσις τότε γράφεται:

$$p\cdot(V-\beta)=R\cdot T \qquad \text{ἢ} \qquad p\cdot V=R\cdot T+p\cdot\beta$$

β) Ἐὰν ἡ π ί ε σ ι ς p ε ἶ ν α ι π ο λ ὺ μ ι κ ρ ὰ (τάξεως 0,1 at), ὁ ὄγκος V εἶναι πολὺ μεγάλος· τότε τὸ β εἶναι πολὺ μικρὸν ἐν σχέσει πρὸς τὸ V καὶ δυνάμεθα νὰ τὸ παραλείψωμεν, ἐπίσης δὲ καὶ τὸ $\dfrac{\alpha}{V^2}$ εἶναι πολὺ μικρὸν ἐν σχέσει πρὸς τὸ p. Ἄρα εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ ἐξίσωσις τοῦ Van der Waals γράφεται:

$$p\cdot V=R\cdot T$$

Ὅταν λοιπὸν τὸ ἀέριον εἶναι πολὺ ἀραιόν, τοῦτο συμπεριφέρεται ὡς τ έ λ ε ι ο ν ἀ έ ρ ι ο ν, καὶ ἡ ἐξίσωσις τοῦ Van der Waals ἀνάγεται εἰς τὴν ἐξίσωσιν τῶν τελείων ἀερίων.
γ) Ἐὰν ἡ π ί ε σ ι ς p ἔ χ ῃ μ έ σ α ς τ ι μ ά ς, οἱ ὅροι β καὶ α/V^2 δὲν εἶναι πλέον ἀσήμαντοι καὶ ἑπομένως ἡ ἐξίσωσις τοῦ Van der Waals ἰσχύει ὅπως ἔχει:

$$\left(p+\frac{\alpha}{V^2}\right)\cdot\left(V-\beta\right)=R\cdot T$$

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι, ὅταν ἡ πίεσις ἑνὸς φυσικοῦ ἀερίου λαμβάνῃ μέσας ἢ μεγάλας τιμάς, τὸ γινόμενον $p\cdot V$ διὰ μίαν σταθερὰν θερμοκρασίαν δὲν μένει σταθερόν.

ΘΕΡΜΙΔΟΜΕΤΡΙΑ

ΕΙΔΙΚΗ ΘΕΡΜΟΤΗΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ

44. Μονὰς ποσότητος θερμότητος.— Ὅταν φέρωμεν εἰς ἐπαφὴν δύο σώματα διαφορετικῆς θερμοκρασίας, τότε τὸ ψυχρότερον σῶμα θερμαίνεται καὶ τὸ θερμότερον σῶμα ψύχεται. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν λέγομεν ὅτι **ποσότης θερμότητος** μετεδόθη ἀπὸ τὸ θερμότερον σῶμα εἰς τὸ ψυχρότερον. Ἡ μονὰς ποσότητος θερμότητος καλεῖται **θερμὶς** (1 cal) καὶ ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

> ***Θερμὶς*** (1 cal) ***εἶναι ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία ἀπαιτεῖται διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία*** 1 gr ***ὕδατος κατὰ*** 1° C ***(ἀπὸ 14,5° C εἰς 15,5° C).***

Εἰς τὴν πρᾶξιν χρησιμοποιεῖται ἡ μεγαλυτέρα μονὰς ποσότητος θερμότητος χιλιοθερμὶς (1 kcal):

$$1\ \text{kcal} = 1\,000\ \text{cal}$$

Ἡ μέτρησις τῶν ποσοτήτων θερμότητος (**θερμιδομετρία**) στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἀκολούθου ἀρχῆς, τὴν ὁποίαν ἀπεκάλυψε τὸ πείραμα:

> ***Ἡ ποσότης θερμότητος, τὴν ὁποίαν προσλαμβάνει τὸ σῶμα κατὰ μίαν μεταβολήν του, ἀποβάλλεται ἀπὸ τὸ σῶμα ὁλόκληρος, ὅταν τοῦτο ὑφίσταται τὴν ἀντίστροφον μεταβολήν.***

Οὕτω, ἐὰν ἀναμίξωμεν 1 kgr ὕδατος 50° C μὲ 1 kgr ὕδατος 20° C λαμβάνομεν 2 kgr ὕδατος 35° C. Ἄρα τὸ 1 kgr τοῦ ψυχροῦ ὕδατος προσλαμβάνει 15 kcal διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία του κατὰ 15° C, ἐνῷ τὸ 1 kgr τοῦ θερμοῦ ὕδατος ἀποβάλλει 15 kcal διὰ νὰ ἐλαττωθῇ ἡ θερμοκρασία του κατὰ 15° C.

45. Εἰδικὴ θερμότης.— Ἀπὸ ἀκριβεῖς μετρήσεις εὑρέθη ὅτι, διὰ νὰ προκληθῇ ἡ αὐτὴ ὕψωσις θερμοκρασίας εἰς ἴσας μάζας ἐκ διαφόρων σωμάτων ἀπαιτοῦνται ἄνισοι ποσότητες θερμότητος. Οὕτω προκύπτει ἓν νέον φυσικὸν μέγεθος, τὸ ὁποῖον καλεῖται **εἰδικὴ θερμότης** καὶ ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

> ***Εἰδικὴ θερμότης*** (c) ***ἑνὸς ὑλικοῦ καλεῖται ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία ἀπαιτεῖται, διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία*** 1 gr ***τοῦ ὑλικοῦ τούτου κατὰ*** 1° C.

Ἡ εἰδικὴ θερμότης μετρεῖται συνεπῶς εἰς θερμίδας (cal) κατὰ γραμμάριον μάζης (gr) καὶ κατὰ βαθμὸν θερμοκρασίας (grad). Ὥστε:

$$\boxed{1\ \text{μονὰς εἰδικῆς θερμότητος} = 1\,\frac{\text{cal}}{\text{gr}\cdot\text{grad}}}$$

Ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τῆς μονάδος ποσότητος θερμότητος προκύπτει ὅτι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὕδατος εἶναι: $c = 1 \dfrac{cal}{gr \cdot grad}$.

46. Θερμοχωρητικότης σώματος.— Ἐὰν ἓν σῶμα ἔχῃ μᾶζαν m καὶ εἰδικὴν θερμότητα c, τότε, διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος τούτου κατὰ 1° C, πρέπει τὸ σῶμα νὰ προσλάβῃ ποσότητα θερμότητος (K), ἡ ὁποία εἶναι:

$$K = m \cdot c \left(gr \cdot \frac{cal}{gr \cdot grad} \right) \quad \text{ἤτοι} \quad K = m \cdot c \left(\frac{cal}{grad} \right)$$

Αὐτὴ ἡ ποσότης θερμότητος K καλεῖται **θερμοχωρητικότης** τοῦ σώματος. Οὕτω ἔχομεν τὸν ἀκόλουθον ὁρισμόν:

> ***Ἡ θερμοχωρητικότης* (K) *ἑνὸς σώματος ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς μάζης* (m) *τοῦ σώματος ἐπὶ τὴν εἰδικὴν θερμότητα* (c) *τοῦ σώματος καὶ φανερώνει τὴν ποσότητα θερμότητος, ἡ ὁποία ἀπαιτεῖται διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος κατὰ* 1° C.**

θερμοχωρητικότης σώματος:	$K = m \cdot c \; (cal/grad)$

47. Ἐξίσωσις θερμιδομετρίας.—Ἓν σῶμα ἔχει μᾶζαν m, εἰδικὴν θερμότητα c καὶ θερμοκρασίαν θ_1. Ἡ θερμοχωρητικότης τοῦ σώματος εἶναι:

$$K = m \cdot c \; (cal/grad)$$

Διὰ νὰ αὐξηθῇ ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος ἀπὸ θ_1 εἰς θ_2, πρέπει τὸ σῶμα νὰ προσλάβῃ ποσότητα θερμότητος Q, ἡ ὁποία εἶναι ἴση μέ:

$$Q = K \cdot (\theta_1 - \theta_2)$$

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν συνάγεται ἡ ἀκόλουθος **ἐξίσωσις τῆς θερμιδομετρίας:**

ἐξίσωσις θερμιδομετρίας:	$Q = m \cdot c \cdot (\theta_2 - \theta_1)$

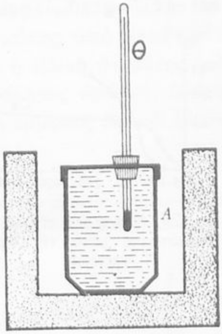
Παράδειγμα.— Δοχεῖον χάλκινον ἔχει μᾶζαν $m = 100\,gr$, εἰδικὴν θερμότητα $c = 0{,}09\,cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$ καὶ θερμοκρασίαν $\theta_1 = 15°\,C$. Ἡ θερμοχωρητικότης τοῦ δοχείου εἶναι:

$$K = 100\,gr \cdot 0{,}09 \frac{cal}{gr \cdot grad} = 9 \frac{cal}{grad}$$

Διὰ νὰ θερμανθῇ τὸ δοχεῖον εἰς θερμοκρασίαν $\theta_2 = 35°\,C$, ἀπαιτεῖται ποσότης θερμότητος:

$$Q = K \cdot (\theta_2 - \theta_1) = 9 \frac{cal}{grad} \cdot 20\,grad = 180\,cal$$

48. Μέτρησις τῆς εἰδικῆς θερμότητος στερεῶν καὶ ὑγρῶν.— Ἡ εἰδικὴ θερμότης τῶν στερεῶν καὶ τῶν ὑγρῶν σωμάτων μετρεῖται κατὰ διαφόρους μεθόδους. Ἡ ἁπλουστέρα ἐξ αὐτῶν εἶναι ἡ μ έ θ ο δ ο ς τ ῶ ν μ ι γ μ ά τ ω ν. Κατ' αὐτὴν χρησιμοποιεῖται θ ε ρ μ ι δ ό μ ε τ ρ ο ν, τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖται ἀπὸ μεταλλικὸν δοχεῖον Α ἐντὸς τοῦ ὁποίου ὑπάρχει ὕδωρ (σχ. 28). Τὸ δοχεῖον προφυλάσσεται καταλλήλως ἀπὸ κάθε ἀνταλλαγὴν ποσοτήτων θερμότητος μὲ τὸ ἐξωτερικὸν περιβάλλον (μόνωσις μὲ φελλόν, τοιχώματα στιλπνά). Ἔστω m_Δ ἡ μᾶζα τοῦ δοχείου καὶ c_Δ ἡ εἰδικὴ θερμότης αὐτοῦ. Ἐντὸς τοῦ δοχείου ὑπάρχει μᾶζα m_Y ὕδατος, τοῦ ὁποίου ἡ εἰδικὴ θερμότης εἶναι c_Y. Τὸ δοχεῖον καὶ τὸ ὕδωρ ἔχουν κατ' ἀρχὰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν θ_1. Τὸ σῶμα, τοῦ ὁποίου θέλομεν νὰ εὕρωμεν τὴν εἰδικὴν θερμότητα c_Σ, ἔχει μᾶζαν Μ. Θερμαίνομεν τὸ σῶμα εἰς θερμοκρασίαν θ_2 καὶ ἔπειτα φέρομεν τὸ σῶμα ἐντὸς τοῦ θερμιδομέτρου. Ὅταν ἀποκατασταθῇ θερμικὴ ἰσορροπία, τὰ τρία σώματα (δοχεῖον, ὕδωρ, σῶμα) ἔχουν τὴν αὐτὴν τελικὴν θερμοκρασίαν θ_τ, ἡ ὁποία εἶναι $\theta_2 > \theta_\tau > \theta_1$.



Σχ. 28. Θερμιδόμετρον.

Τὸ σῶμα ἀπέβαλε ποσότητα θερμότητος: $M \cdot c_\Sigma \cdot (\theta_2 - \theta_\tau)$, τὴν ὁποίαν προσέλαβε τὸ δοχεῖον καὶ τὸ ὕδωρ. Ἄρα ἔχομεν τὴν ἐξίσωσιν:

$$M \cdot c_\Sigma \cdot (\theta_2 - \theta_\tau) = m_Y \cdot c_Y \cdot (\theta_\tau - \theta_1) + m_\Delta \cdot c_\Delta \cdot (\theta_\tau - \theta_1) \quad \text{ἢ}$$

$$M \cdot c_\Sigma \cdot (\theta_2 - \theta_\tau) = [m_Y \cdot c_Y + m_\Delta \cdot c_\Delta] \cdot (\theta_\tau - \theta_1) \qquad (1)$$

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν αὐτὴν εὑρίσκομεν τὴν ἄγνωστον εἰδικὴν θερμότητα c_Σ τοῦ στερεοῦ σώματος. Ἡ παράστασις $(m_Y \cdot c_Y + m_\Delta \cdot c_\Delta)$ ἐκφράζει τὴν θερμοχωρητικότητα Κ τοῦ θερμιδομέτρου. Ἑπομένως ἡ ἐξίσωσις (1) γράφεται καὶ ὡς ἑξῆς:

$$M \cdot c_\Sigma \cdot (\theta_2 - \theta_\tau) = K \cdot (\theta_\tau - \theta_1) \qquad (2)$$

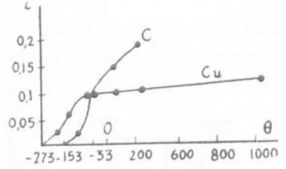
Ἐὰν ἀντὶ ὕδατος θέσωμεν ἐντὸς τοῦ θερμιδομέτρου μᾶζαν m_Γ ἄλλου ὑγροῦ, τοῦ ὁποίου ἡ εἰδικὴ θερμότης x εἶναι ἄγνωστος, τότε ἡ ἐξίσωσις (1) γράφεται:

$$M \cdot c_\Sigma \cdot (\theta_2 - \theta_\tau) = (m_Y \cdot x + m_\Delta \cdot c_\Delta) \cdot (\theta_\tau - \theta_1)$$

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν αὐτήν, ἂν εἶναι γνωστὴ ἡ εἰδικὴ θερμότης c_Σ τοῦ χρησιμοποιουμένου στερεοῦ, εὑρίσκεται ἡ εἰδικὴ θερμότης x τοῦ ὑγροῦ.

49. Συμπεράσματα ἐπὶ τῆς εἰδικῆς θερμότητος τῶν στερεῶν καὶ τῶν ὑγρῶν.—Ἀπὸ τὰς μετρήσεις εὑρέθη ὅτι ὅλα τὰ στερεὰ καὶ τὰ ὑγρὰ σώματα ἔχουν εἰδικὴν θερμότητα μικροτέραν ἀπὸ τὴν μονάδα. Μόνον τὸ ὕδωρ ἔχει εἰδικὴν θερμότητα ἴσην μὲ $1\,\mathrm{cal} \cdot \mathrm{gr}^{-1} \cdot \mathrm{grad}^{-1}$. Ἑπομένως τὸ ὕδωρ ἔχει τὴν μ ε γ α λ υ τ έ ρ α ν εἰδικὴν θερμότητα ἀπὸ ὅλα τὰ στερεὰ καὶ τὰ ὑγρὰ σώματα. Ἡ χαρακτηριστικὴ αὐτὴ ἰδιότης τοῦ ὕδατος ἔχει ἰδιατέραν σημασίαν, διότι ἡ μεγάλη θερμοχωρητικότης τοῦ ὕδατος τῶν θαλασσῶν καὶ τῶν λιμνῶν ἀσκεῖ σημαντικὴν ἐπίδρασιν ἐπὶ τοῦ κλίματος τῶν γειτονικῶν τόπων. Εἰς τοὺς πίνακας 1 καὶ 2 ἀναφέρονται αἱ εἰδικαὶ θερμότητες μερικῶν στερεῶν καὶ ὑγρῶν σωμάτων.

Ἀπὸ τὰς μετρήσεις εὑρέθη ἐπίσης ὅτι κάθε ἀλλοτροπικὴ μορφὴ ἑνὸς σώματος ἔχει ὡρισμένην εἰδικὴν θερμότητα (π.χ. ὁ γραφίτης ἔχει $c = 0{,}202$ $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$ καὶ ὁ ἀδάμας ἔχει $c = 0{,}417\ \mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$). Ἡ εἰδικὴ θερμότης ἐξαρτᾶται καὶ ἀπὸ τὴν φυσικὴν κατάστασιν τοῦ σώματος. Γενικῶς εἶναι μεγαλυτέρα διὰ τὴν ὑγρὰν κατάστασιν τοῦ σώματος καὶ μικροτέρα διὰ τὴν στερεὰν κατάστασιν (π.χ. ὕδωρ: $c = 1\ \mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$ καὶ πάγος: $c = 0{,}5\ \mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$).



Σχ. 29. Μεταβολὴ τῆς εἰδικῆς θερμότητος μετὰ τῆς θερμοκρασίας.

Ἡ εἰδικὴ θερμότης ἑνὸς σώματος αὐξάνεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Ἡ αὔξησις αὐτὴ εἶναι μεγαλυτέρα διὰ τὰ ὑγρὰ καὶ μικροτέρα διὰ τὰ στερεὰ σώματα. Ὅταν ἐλαττώνεται ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος, τότε ἐλαττώνεται καὶ ἡ εἰδικὴ θερμότης αὐτοῦ. Εἰς τὰς πολὺ χαμηλὰς θερμοκρασίας ἡ ἐλάττωσις τῆς εἰδικῆς θερμότητος εἶναι ταχυτάτη καὶ ὀλίγον πρὸ τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς ἡ εἰδικὴ θερμότης γίνεται ἴση μὲ μηδὲν (σχ. 29). Τέλος ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ σώματος ἐλαττώνεται, ὅταν αὐξάνεται ἡ πίεσις, ἡ ὁποία ἐξασκεῖται ἐπὶ τοῦ σώματος.

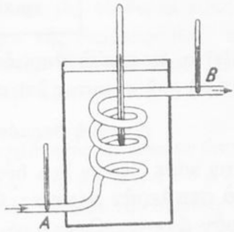
50. Θερμότης καύσεως.— Εἰς τὴν πρᾶξιν λαμβάνομεν μεγάλα ποσὰ θερμότητος ἐκ τῆς καύσεως διαφόρων σωμάτων, τὰ ὁποῖα γενικῶς καλοῦμεν *καύσιμα*. Τὰ σώματα αὐτὰ εἶναι στερεά, ὑγρὰ ἢ καὶ ἀέρια. Οὕτω *στερεὰ καύσιμα* εἶναι ὁ λιθάνθραξ, ὁ λιγνίτης, τὸ ξύλον, ὁ ξυλάνθραξ, ὁ ἀνθρακίτης, τὸ κώκ· *ὑγρὰ καύσιμα* εἶναι τὸ πετρέλαιον, ἡ βενζίνη, τὸ οἰνόπνευμα· καὶ τέλος *ἀέρια καύσιμα* εἶναι τὸ μονοξείδιον τοῦ ἄνθρακος, τὸ ὑδρογόνον, τὸ μεθάνιον, τὸ ἀκετυλένιον. Καλεῖται **θερμότης καύσεως** ἑνὸς καυσίμου ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία ἐκλύεται κατὰ τὴν τελείαν καῦσιν 1 gr τοῦ σώματος τούτου. Διὰ τὴν μέτρησιν τῆς θερμότητος καύσεως χρησιμοποιεῖται εἰδικὴ συσκευή, ἡ ὁποία καλεῖται *θερμιδομετρικὴ ὀβίς*. Αὕτη εἶναι μετάλλινον δοχεῖον μὲ ἀνθεκτικὰ τοιχώματα. Ἐντὸς τῆς ὀβίδος περιέχεται ὀξυγόνον ὑπὸ πίεσιν, διὰ νὰ ἐξασφαλισθῇ ἡ τελεία καῦσις ὡρισμένης μάζης τοῦ καυσίμου σώματος. Ἡ ὀβὶς εὑρίσκεται ἐντὸς θερμιδομέτρου, τοῦ ὁποίου εἶναι γνωστὴ ἡ θερμοχωρητικότης. Ἡ θερμότης, ἡ ὁποία ἐκλύεται κατὰ τὴν καῦσιν, προκαλεῖ ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ θερμιδομέτρου. Ἑπομένως εἶναι εὔκολον νὰ ὑπολογισθῇ ἡ θερμότης καύσεως τοῦ ἐξεταζομένου σώματος.

Θερμότης καύσεως (cal/gr)			
Ὑδρογόνον	34500	Οἰνόπνευμα	7000
Βενζίνη	10400	Φωταέριον	4000
Μεθάνιον	9000	Λιγνίτης	3500
Λιθάνθραξ	7200	Ξύλον	2500

51. Εἰδικὴ θερμότης τῶν ἀερίων.—Ὅταν 1 gr ἀερίου θερμαίνεται κατὰ 1°C *ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον*, τότε προσλαμβάνει ὡρισμένην ποσότητα θερμότητος, ἡ ὁποία καλεῖται **εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον** (c_v).

Ὅταν ὅμως τὸ 1 gr τοῦ ἰδίου ἀερίου θερμαίνεται κατὰ 1° C ὑ π ὸ σ τ α θ ε ρ ὰ ν π ί ε σ ι ν, τότε ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου αὐξάνεται καὶ συνεπῶς τὸ ἀέριον παράγει ἔργον. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ 1 gr τοῦ ἀερίου προσλαμβάνει μ ε γ α λ υ τ έ ρ α ν ποσότητα θερμότητος, ἡ ὁποία καλεῖται **εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν** (c_p). Ἐκ τῶν δύο εἰδικῶν θερμοτήτων τοῦ ἀερίου ἡ εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν (c_p) δύναται νὰ προσδιορισθῇ διὰ πειράματος ἀμέσως, ἐνῶ ἡ εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον (c_v) προσδιορίζεται ἐμμέσως ἐκ τοῦ λόγου $\gamma = c_p/c_v$ τῶν δύο εἰδικῶν θερμοτήτων τοῦ ἀερίου.

51 α. Μέτρησις τῆς εἰδικῆς θερμότητος ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν (c_p).—Ἀπὸ τὸ ἀεριοφυλάκιον φεύγει βραδέως τὸ ἀέριον ὑ π ὸ σ τ α θ ε ρ ὰ ν π ί ε σ ι ν καὶ ἀφοῦ διέλθῃ δι' ἑνὸς μετρητοῦ, διέρχεται διὰ κλιβάνου σταθερᾶς θερμοκρασίας θ (σχ. 30). Τὸ ἀέριον, ἔχον θερμοκρασίαν θ, διέρχεται ἔπειτα διὰ μακροῦ ὀφιοειδοῦς σωλῆνος εὑρισκομένου ἐντὸς θερμιδομέτρου. Τὸ ἀέριον, διερχόμενον βραδέως διὰ τοῦ θερμιδομέτρου, ψύχεται καὶ τέλος τὸ ἐξερχόμενον ἀέριον καὶ τὸ θερμιδόμετρον ἔχουν τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν θ_1. Ἔστω ὅτι K εἶναι ἡ θερμοχωρητικότης τοῦ θερμιδομέτρου καὶ θ_0 ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία του. Τὸ θερμιδόμετρον προσέλαβε ποσότητα θερμότητος: $Q = K \cdot (\theta_1 - \theta_0)$. Ἔστω m ἡ ὅλη μᾶζα τοῦ ἀερίου, ἡ ὁποία διῆλθε διὰ τοῦ θερμιδομέτρου. Ἐπειδὴ ἡ ταχύτης διελεύσεως τοῦ ἀερίου διὰ τοῦ θερμιδομέτρου εἶναι σταθερά, δυνάμεθα νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἡ ποσότης θερμότητος, τὴν ὁποίαν παρεχώρησε τὸ ἀέριον εἰς τὸ θερμιδόμετρον, εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ποσότητα θερμότητος, τὴν ὁποίαν θὰ ἔδιδε τὸ ἀέριον, ἐὰν ὁλόκληρος ἡ μᾶζα m τοῦ ἀερίου ἐψύχετο ἀπὸ θ εἰς $\frac{\theta_0 + \theta_1}{2}$. Οὕτω λαμβάνομεν τὴν ἐξίσωσιν:



Σχ. 30. Μέτρησις τῆς εἰδικῆς θερμότητος c_p.

$$m \cdot c_p \cdot \left(\theta - \frac{\theta_0 + \theta_1}{2} \right) = K \cdot (\theta_1 - \theta_0)$$

51 β. Μέτρησις τῆς εἰδικῆς θερμότητος ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον (c_v).—Ἡ ἄμεσος μέτρησις τῆς εἰδικῆς θερμότητος ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον δὲν εἶναι εὔκολος καὶ διὰ τοῦτο εὑρίσκεται ἐ μ μ έ σ ω ς ἀπὸ τὸν λόγον: $\gamma = c_p / c_v$.

51 γ. Μέτρησις τοῦ λόγου c_p / c_v.—Ὁ Laplace ἀπέδειξεν ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως c τοῦ ἤχου ἐντὸς ἀερίου ἔχοντος πίεσιν p, θερμοκρασίαν θ καὶ πυκνότητα d, δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$c = \sqrt{\frac{p\gamma}{d}(1 + \alpha\theta)}$$

ὅπου γ εἶναι ὁ λόγος c_p / c_v. Ὁ τύπος οὗτος τοῦ Laplace ἀναφέρεται εἰς τέλειον ἀέριον. Ἡ μέτρησις τῆς ταχύτητος τοῦ ἤχου γίνεται μὲ τὰς γνωστὰς μεθόδους καὶ κυρίως μὲ τὸν σωλῆνα τοῦ Kundt (τόμ. Α', § 403 β).

52. Συμπεράσματα ἐκ τῆς μετρήσεως τῶν δύο εἰδικῶν θερμοτήτων τῶν ἀερίων.

—Ἀπὸ τὴν μέτρησιν τῶν δύο εἰδικῶν θερμοτήτων τῶν ἀερίων συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα:

I. Εἰς ὅλα τὰ ἀέρια ἡ εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν (c_p) εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν εἰδικὴν θερμότητα ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον (c_υ).

σχέσις εἰδικῶν θερμοτήτων ἀερίου :	$c_p > c_\upsilon$

II. Ὁ λόγος $\gamma = c_p/c_\upsilon$ τῶν δύο εἰδικῶν θερμοτήτων τῶν ἀερίων ἔχει ὡρισμένας τιμάς, ἑκάστη τῶν ὁποίων ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένον ἀριθμὸν ἀτόμων εἰς τὸ μόριον.

μονατομικὰ ἀέρια :	$\gamma = 1,67$
διατομικὰ ἀέρια :	$\gamma = 1,41$
τριατομικὰ ἀέρια :	$\gamma = 1,33$

Καλεῖται **μοριακὴ θερμότης** (C) ἑνὸς σώματος τὸ γινόμενον τῆς μοριακῆς μάζης (μ) τοῦ σώματος ἐπὶ τὴν εἰδικὴν θερμότητα (c) τοῦ σώματος :

μοριακὴ θερμότης : $C = \mu \cdot c \quad (\mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}})$

Οὕτω κάθε ἀέριον ἔχει δύο μοριακὰς θερμότητας : τὴν **μοριακὴν θερμότητα ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν :** $C_p = \mu \cdot c_p$ καὶ τὴν **μοριακὴν θερμότητα ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον :** $C_\upsilon = \mu \cdot c_\upsilon$. Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι :

III. Ἡ διαφορὰ τῶν δύο μοριακῶν θερμοτήτων τῶν ἀερίων εἶναι σταθερὰ δι' ὅλα τὰ ἀέρια.

διαφορὰ μοριακῶν θερμοτήτων :	$C_p - C_\upsilon = 1,98\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$

Εἰς τὸν κατωτέρω πίνακα δίδονται αἱ εἰδικαὶ καὶ αἱ μοριακαὶ θερμότητες μερικῶν ἀερίων :

Ἀέρια		Εἰδικαὶ θερμότητες $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$			Μοριακαὶ θερμότητες $\mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$		
		c_p	c_υ	c_p / c_υ	C_p	C_υ	$C_p - C_\upsilon$
Ἥλιον	He	1,250	0,755	1,66	5,00	3,02	1,98
Ἀργὸν	A	0,127	0,077	1,65	5,05	3,06	1,99
Ὑδρογόνον	H_2	3,410	2,410	1,41	6,80	4,82	1,98
Ὀξυγόνον	O_2	0,218	0,156	1,40	6,98	4,99	1,99
Ἄζωτον	N_2	0,249	0,178	1,40	6,97	4,98	1,99
Διοξ. ἄνθρακος	CO_2	0,202	0,156	1,30	8,89	6,84	2,05
Ὑδρατμοὶ	H_2O	0,379	0,296	1,28			

53. Νόμος Dulong - Petit.— Οἱ Dulong καὶ Petit εὗρον ὅτι μεταξὺ τῆς εἰδικῆς θερμότητος (c) ἑνὸς στοιχείου εἰς στερεὰν κατάστασιν καὶ τῆς ἀτομικῆς

μάζης (A) τοῦ στοιχείου ὑπάρχει ὡρισμένη σχέσις, τὴν ὁποίαν ἐκφράζε ὁ ἀκόλουθος **νόμος Dulong-Petit:**

Διὰ τὰ εἰς στερεὰν κατάστασιν στοιχεῖα τὸ γινόμενον τῆς ἀτομικῆς μάζης (A) ἐπὶ τὴν εἰδικὴν θερμότητα (c) εἶναι σταθερὸν καὶ ἴσον περίπου μὲ 6,4.

νόμος Dulong-Petit:	$A \cdot c = 6{,}4$

Τὸ γινόμενον $A \cdot c$ καλεῖται **ἀτομικὴ θερμότης** τοῦ στοιχείου.

Αἱ ἀτομικαὶ θερμότητες μερικῶν στοιχείων παρουσιάζουν ἐκ πρώτης ὄψεως μεγάλην ἀπόκλισιν ἀπὸ τὸν νόμον Dulong-Petit. Οὕτω π.χ. διὰ τὸν ἄνθρακα εἶναι: $A \cdot c = 1{,}8$. Ἡ σημαντικὴ αὐτὴ ἀπόκλισις ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι αἱ εἰδικαὶ θερμότητες τῶν στοιχείων τούτων αὐξάνονται πολὺ μετὰ τῆς θερμοκρασίας· εἰς τὰς ὑψηλὰς θερμοκρασίας ἡ ἀπόκλισις τῶν σωμάτων τούτων ἀπὸ τὸν νόμον Dulong-Petit βαίνει ἐλαττουμένη. Ὁ νόμος Dulong-Petit εἶναι νόμος, ὁ ὁποῖος δὲν δύναται νὰ ἐπαληθευθῇ ποτὲ ἀπολύτως.

* Ἡ ἀτομικὴ θερμότης $A \cdot c$ ἐκφράζει τὸ ποσὸν θερμότητος, τὸ ὁποῖον ἀπαιτεῖται διὰ νὰ ὑψωθῇ κατὰ 1°C ἡ θερμοκρασία ἑ ν ὸ ς γ ρ α μ μ ο α τ ό μ ο υ τοῦ στοιχείου, ἤτοι $6 \cdot 10^{23}$ ἀτόμων τοῦ στοιχείου. Εἰς τὸν πίνακα τῆς σελίδος 38 ἀναγράφονται αἱ δύο μοριακαὶ θερμότητες τῶν ἀερίων. Παρατηροῦμεν ὅτι διὰ τὰ μονατομικὰ ἀέρια εἶναι $C_p = 5$ καὶ $C_\upsilon = 3$, ἐνῶ διὰ τὰ διατομικὰ ἀέρια εἶναι $C_p = 7$ καὶ $C_\upsilon = 5$. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συμπεραίνομεν ὅτι σώματα εὑρισκόμενα εἰς τὴν αὐτὴν κατάστασιν ἔχουν κατὰ προσέγγισιν τὴν α ὐ τ ὴ ν ἀ τ ο μ ι κ ὴ ν ἢ μ ο ρ ι α κ ὴ ν θ ε ρ μ ό τ η τ α. Τοῦτο σημαίνει ὅτι διὰ σώματα εὑρισκόμενα εἰς τὴν αὐτὴν κατάστασιν ἕκαστον μόριον τοῦ σώματος πρέπει νὰ προσλάβῃ τὸ α ὐ τ ὸ π ο σ ὸ ν θ ε ρ μ ό τ η τ ο ς, διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος κατὰ 1°C. Αἱ διαφοραὶ τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων τῶν διαφόρων σωμάτων ὀφείλονται ἑπομένως εἰς τὸν διάφορον ἀριθμὸν μορίων, τὰ ὁποῖα περικλείει 1 gr ἑκάστου σώματος. Οὕτω π.χ. ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ψευδαργύρου εἶναι τρεῖς φορὰς μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν εἰδικὴν θερμότητα τοῦ μολύβδου. Τοῦτο συμβαίνει, διότι εἰς 1 gr ψευδαργύρου περιέχονται τ ρ ε ῖ ς φ ο ρ ὰ ς περισσότερα ἄτομα ἀπὸ ὅσα περιέχονται εἰς 1 gr μολύβδου, καὶ ἑπομένως διὰ τὴν αὐτὴν ὕψωσιν θερμοκρασίας τὸ 1 gr ψευδαργύρου προσλαμβάνει τ ρ ι π λ α σ ί α ν θερμότητα ἀπὸ ὅσην προσλαμβάνει τὸ 1 gr μολύβδου.

Ὡς συνέπεια τῶν ἀνωτέρω προκύπτει τὸ ἑξῆς γεγονός: Διὰ τὸν FeS εὑρέθη ὅτι ἡ μοριακὴ θερμότης εἶναι 11,75. Ἀλλὰ ἡ ἀτομικὴ θερμότης τοῦ Fe εἶναι 6,1, τοῦ δὲ S εἶναι 5,7. Παρατηροῦμεν ὅτι εἶναι: $6{,}8 + 5{,}7 = 11{,}8$. Τὸ αὐτὸ παρατηρεῖται καὶ εἰς πολλὰς ἄλλας ἑνώσεις. Ἐκ τούτων συνάγεται ὁ ἀκόλουθος **νόμος τοῦ Woestyn:**

Ἡ μοριακὴ θερμότης μιᾶς ἑνώσεως εἶναι κατὰ προσέγγισιν ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν ἀτομικῶν θερμοτήτων, τὰς ὁποίας ἔχουν εἰς στερεὰν κατάστασιν τὰ στοιχεῖα τὰ ἀποτελοῦντα τὴν ἕνωσιν.

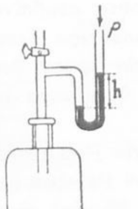
54. Ἀδιαβατικὴ μεταβολὴ ἀερίου.— Εἶναι γνωστὸν ὅτι, ὅταν συμπιέζωμεν ἓν ἀέριον ἐντὸς κλειστοῦ χώρου, τὸ ἀέριον θερμαίνεται. Εἶναι δυνατὸν ὅμως νὰ ἀποφύγωμεν αὐτὴν τὴν θέρμανσιν τοῦ ἀερίου, ἐὰν ἡ συμπίεσις αὐτοῦ γίνῃ τόσον ἀργά, ὥστε ἡ ἀναπτυσσομένη ποσότης θερμότητος νὰ προλαμβάνῃ νὰ διαφεύγῃ εἰς τὸ περιβάλλον. Λέγομεν ὅτι ἓν ἀέριον ὑφίσταται **ἰσόθερμον μεταβολήν,** ὅταν κατὰ τὴν συμπίεσιν ἢ τὴν διαστολὴν τοῦ ἀερίου ἡ θερμοκρασία του διατηρῆται σταθερά. Ἡ τοιαύτη μεταβολὴ τοῦ ἀερίου διέπεται ἀπὸ τὸν νόμον Boyle - Mariotte: $p \cdot V =$ σταθ. Ἀντιθέτως, λέγομεν ὅτι ἓν ἀέριον ὑφίσταται **ἀδιαβατικὴν μεταβολήν,** ὅταν κατὰ τὴν συμπίεσιν ἢ τὴν διαστολὴν τοῦ ἀερίου δὲν συμβαίνῃ ἀνταλλαγὴ ποσοτήτων θερμότητος μεταξὺ τοῦ ἀερίου καὶ τοῦ περιβάλλοντος. Κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν λοιπὸν συμπίεσιν ἑνὸς ἀερίου, ἡ ἀναπτυσσομένη ποσότης θερμότητος δαπανᾶται διὰ τὴν θέρμανσιν τοῦ ἀερίου. Ἀντιστοίχως ἡ ἀδιαβατικὴ διαστολὴ τοῦ ἀερίου προκαλεῖ ψῦξιν τοῦ ἀερίου. Ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ ἀδιαβατικὴ μεταβολὴ ἑνὸς ἀερίου διέπεται ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον **νόμον τοῦ Poisson:**

Κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν μεταβολὴν ἀερίου τὸ γινόμενον $p \cdot V^{\gamma}$ ***εἶναι σταθερόν.***

νόμος τοῦ Poisson:	$p \cdot V^{\gamma} =$ σταθ.

ὅπου γ εἶναι ὁ λόγος τῶν δύο εἰδικῶν θερμοτήτων τοῦ ἀερίου: $\gamma = c_p/c_v$. Ὁ νόμος τοῦ Poisson βοηθεῖ εἰς τὴν εὕρεσιν τῆς τιμῆς τοῦ γ, ἂν εἶναι γνωσταὶ αἱ τιμαὶ τῆς πιέσεως καὶ τοῦ ὄγκου τοῦ ἀερίου πρὸ καὶ μετὰ τὴν ἀδιαβατικὴν μεταβολὴν τοῦ ἀερίου.

*55. Μέτρησις τῆς τιμῆς τοῦ $\gamma = c_p/c_v$.— Πείραμα Clement καὶ Desormes. Ἐντὸς δοχείου (σχ. 30α) περιέχεται ὄγκος V_1 ἀέρος ὑπὸ πίεσιν p_1 ὀλίγον μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν ἐξωτερικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν p. Ἡ διαφορὰ τῆς πιέσεως h μετρεῖται μὲ μανόμετρον. Εἰς τὸ ἀνώτερον ἄκρον τοῦ σωλῆνος ὑπάρχει στρόφιγξ, διὰ τῆς ὁποίας δυνάμεθα νὰ φέρωμεν εἰς συγκοινωνίαν τὸν ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀέρα μὲ τὸν ἐξωτερικὸν ἀέρα. Ὁ ἀὴρ τοῦ δοχείου ἀρχικῶς ἔχει τὴν θερμοκρασίαν θ_1 τοῦ περιβάλλοντος. Ἀνοίγομεν πρὸς στιγμὴν τὴν στρόφιγγα καὶ τὴν κλείομεν ἀμέσως. Ὁ ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀὴρ ἀπέκτησεν ἀποτόμως πίεσιν ἴσην μὲ τὴν ἐξωτερικήν, δηλαδὴ διεστάλη ἀδιαβατικῶς· ἕνεκα τούτου ἡ θερμοκρασία του κατῆλθεν εἰς θ_2. Ἀλλὰ ὁ ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀὴρ θὰ ἀποκτήσῃ μετ' ὀλίγον χρόνον τὴν θερμοκρασίαν τοῦ περιβάλλοντος, δηλαδὴ θὰ θερμανθῇ ἀπὸ θ_2 εἰς θ_1 καὶ ἑπομένως θὰ ἀνέλθῃ ὀλίγον ἡ πίεσίς του (σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Gay - Lussac). Οὕτω ὁ ἀὴρ τοῦ δοχείου ἔλαβε διαδοχικῶς τὰς ἑξῆς καταστάσεις:



Σχ. 30 α. Μέτρησις τοῦ λόγου c_p/c_v.

	ὄγκος	πίεσις	θερμοκρασία
I. ἀρχικὴ κατάστασις:	V_1	$p+h_1$	θ_1
II. μετὰ τὴν ἀδιαβατικὴν διαστολήν:	V_2	p	θ_2
III. μετὰ τὴν ἐπαναθέρμανσίν του:	V_2	$p+h_2$	θ_1

Τὸ ἀέριον κατὰ τὴν μετάβασιν ἀπὸ τὴν κατάστασιν I εἰς τὴν κατάστασιν II ὑφίσταται ἀδιαβατικὴν μεταβολήν, ἐνῶ κατὰ τὴν μετάβασιν ἀπὸ τὴν κατάστασιν I εἰς τὴν κατάστασιν III ὑφίσταται ἰσόθερμον μεταβολήν. Ἄρα ἔχομεν τὰς σχέσεις:

διὰ τὴν μεταβολὴν I → II: $$\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\gamma = \frac{p}{p+h_1}$$

διὰ τὴν μεταβολὴν I → III: $$\frac{V_1}{V_2} = \frac{p+h_2}{p+h_1}$$

Ἀπὸ τὰς ἀνωτέρω σχέσεις εὑρίσκομεν:

$$\left(\frac{p+h_2}{p+h_1}\right)^\gamma = \frac{p}{p+h_1} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{\left(1+\frac{h_2}{p}\right)^\gamma}{\left(1+\frac{h_1}{p}\right)^\gamma} = \frac{1}{1+\frac{h_1}{p}}$$

Ἐπειδὴ τὰ h_1 καὶ h_2 εἶναι πολὺ μικρὰ ἐν σχέσει πρὸς τὸ p, οἱ λόγοι $\frac{h_1}{p} = \alpha$ καὶ $\frac{h_2}{p} = \beta$ εἶναι πολὺ μικροί. Ὥστε ἡ εὑρεθεῖσα ἐξίσωσις:

$$\frac{1+\beta)^\gamma}{1+\alpha)^\gamma} = \frac{1}{1+\alpha}$$

δύναται κατὰ προσέγγισιν (τόμ. Α΄, § 437) νὰ γραφῇ ὡς ἑξῆς:

$$\frac{1+\gamma\beta}{1+\gamma\alpha} = \frac{1}{1+\alpha} \qquad \text{ἤτοι} \qquad 1-\gamma\alpha+\gamma\beta = 1-\alpha$$

Ἀπὸ τὴν τελευταίαν ἐξίσωσιν εὑρίσκομεν τὴν τιμὴν τοῦ λόγου γ:

$$\gamma = \frac{\alpha}{\alpha-\beta} \qquad \text{ἤτοι} \qquad \boxed{\gamma = \frac{h_1}{h_1-h_2}}$$

Αἱ μετρήσεις ἀπέδειξαν ὅτι ὁ λόγος γ τῶν δύο εἰδικῶν θερμοτήτων τῶν ἀερίων ἔχει τὰς τρεῖς τιμάς, τὰς ὁποίας εὕρομεν προηγουμένως (§ 52).

54. Ἀδιαβατική μεταβολὴ ἀερίου.— Εἶναι γνωστὸν ὅτι, ὅταν συμπιέζωμεν ἓν ἀέριον ἐντὸς κλειστοῦ χώρου, τὸ ἀέριον θερμαίνεται. Εἶναι δυνατὸν ὅμως νὰ ἀποφύγωμεν αὐτὴν τὴν θέρμανσιν τοῦ ἀερίου, ἐὰν ἡ συμπίεσις αὐτοῦ γίνῃ τόσον ἀργά, ὥστε ἡ ἀναπτυσσομένη ποσότης θερμότητος νὰ προλαμβάνῃ νὰ διαφεύγῃ εἰς τὸ περιβάλλον. Λέγομεν ὅτι ἓν ἀέριον ὑφίσταται **ἰσόθερμον μεταβολήν,** ὅταν κατὰ τὴν συμπίεσιν ἢ τὴν διαστολὴν τοῦ ἀερίου ἡ θερμοκρασία του διατηρῆται σταθερά. Ἡ τοιαύτη μεταβολὴ τοῦ ἀερίου διέπεται ἀπὸ τὸν νόμον Boyle - Mariotte: $p \cdot V =$ σταθ. Ἀντιθέτως, λέγομεν ὅτι ἓν ἀέριον ὑφίσταται **ἀδιαβατικὴν μεταβολήν,** ὅταν κατὰ τὴν συμπίεσιν ἢ τὴν διαστολὴν τοῦ ἀερίου δὲν συμβαίνῃ ἀνταλλαγὴ ποσοτήτων θερμότητος μεταξὺ τοῦ ἀερίου καὶ τοῦ περιβάλλοντος. Κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν λοιπὸν συμπίεσιν ἑνὸς ἀερίου, ἡ ἀναπτυσσομένη ποσότης θερμότητος δαπανᾶται διὰ τὴν θέρμανσιν τοῦ ἀερίου. Ἀντιστοίχως ἡ ἀδιαβατικὴ διαστολὴ τοῦ ἀερίου προκαλεῖ ψῦξιν τοῦ ἀερίου. Ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ ἀδιαβατικὴ μεταβολὴ ἑνὸς ἀερίου διέπεται ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον **νόμον τοῦ Poisson:**

Κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν μεταβολὴν ἀερίου τὸ γινόμενον $p \cdot V^{\gamma}$ ***εἶναι σταθερόν.***

$$\text{νόμος τοῦ Poisson:} \quad \boxed{p \cdot V^{\gamma} = \text{σταθ.}}$$

ὅπου γ εἶναι ὁ λόγος τῶν δύο εἰδικῶν θερμοτήτων τοῦ ἀερίου: $\gamma = c_p/c_v$. Ὁ νόμος τοῦ Poisson βοηθεῖ εἰς τὴν εὕρεσιν τῆς τιμῆς τοῦ γ, ἂν εἶναι γνωσταὶ αἱ τιμαὶ τῆς πιέσεως καὶ τοῦ ὄγκου τοῦ ἀερίου πρὸ καὶ μετὰ τὴν ἀδιαβατικὴν μεταβολὴν τοῦ ἀερίου.

***55. Μέτρησις τῆς τιμῆς τοῦ $\gamma = c_p/c_v$.**— Πείραμα Clement καὶ Desormes. Ἐντὸς δοχείου (σχ. 30α) περιέχεται ὄγκος V_1 ἀέρος ὑπὸ πίεσιν p_1 ὀλίγον μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν ἐξωτερικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν p. Ἡ διαφορὰ τῆς πιέσεως h μετρεῖται μὲ μανόμετρον. Εἰς τὸ ἀνώτερον ἄκρον τοῦ σωλῆνος ὑπάρχει στρόφιγξ, διὰ τῆς ὁποίας δυνάμεθα νὰ φέρωμεν εἰς συγκοινωνίαν τὸν ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀέρα μὲ τὸν ἐξωτερικὸν ἀέρα. Ὁ ἀὴρ τοῦ δοχείου ἀρχικῶς ἔχει τὴν θερμοκρασίαν θ_1 τοῦ περιβάλλοντος. Ἀνοίγομεν πρὸς στιγμὴν τὴν στρόφιγγα καὶ τὴν κλείομεν ἀμέσως. Ὁ ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀὴρ ἀπέκτησεν ἀποτόμως πίεσιν ἴσην μὲ τὴν ἐξωτερικήν, δηλαδὴ διεστάλη ἀδιαβατικῶς· ἕνεκα τούτου ἡ θερμοκρασία του κατῆλθεν εἰς θ_2. Ἀλλὰ ὁ ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀὴρ θὰ ἀποκτήσῃ μετ' ὀλίγον χρόνον τὴν θερμοκρασίαν τοῦ περιβάλλοντος, δηλαδὴ θὰ θερμανθῇ ἀπὸ θ_2 εἰς θ_1 καὶ ἐπομένως θὰ ἀνέλθῃ ὀλίγον ἡ πίεσίς του (σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Gay - Lussac). Οὕτω ὁ ἀὴρ τοῦ δοχείου ἔλαβε διαδοχικῶς τὰς ἑξῆς καταστάσεις:

Σχ. 30 α. Μέτρησις τοῦ λόγου c_p/c_v.

	ὄγκος	πίεσις	θερμοκρασία
I. ἀρχικὴ κατάστασις:	V_1	$p+h_1$	θ_1
II. μετὰ τὴν ἀδιαβατικὴν διαστολήν:	V_2	p	θ_2
III. μετὰ τὴν ἐπαναθέρμανσίν του:	V_2	$p+h_2$	θ_1

Τὸ ἀέριον κατὰ τὴν μετάβασιν ἀπὸ τὴν κατάστασιν I εἰς τὴν κατάστασιν II ὑφίσταται ἀδιαβατικὴν μεταβολήν, ἐνῶ κατὰ τὴν μετάβασιν ἀπὸ τὴν κατάστασιν I εἰς τὴν κατάστασιν III ὑφίσταται ἰσόθερμον μεταβολήν. Ἄρα ἔχομεν τὰς σχέσεις:

διὰ τὴν μεταβολὴν I → II: $$\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma}=\frac{p}{p+h_1}$$

διὰ τὴν μεταβολὴν I → III: $$\frac{V_1}{V_2}=\frac{p+h_2}{p+h_1}$$

Ἀπὸ τὰς ἀνωτέρω σχέσεις εὑρίσκομεν:

$$\left(\frac{p+h_2}{p+h_1}\right)^{\gamma}=\frac{p}{p+h_1} \quad \text{ἢ} \quad \frac{\left(1+\frac{h_2}{p}\right)^{\gamma}}{\left(1+\frac{h_1}{p}\right)^{\gamma}}=\frac{1}{1+\frac{h_1}{p}}$$

Ἐπειδὴ τὰ h_1 καὶ h_2 εἶναι πολὺ μικρὰ ἐν σχέσει πρὸς τὸ p, οἱ λόγοι $\frac{h_1}{p}=\alpha$ καὶ $\frac{h_2}{p}=\beta$ εἶναι πολὺ μικροί. Ὥστε ἡ εὑρεθεῖσα ἐξίσωσις:

$$\frac{(1+\beta)^{\gamma}}{(1+\alpha)^{\gamma}}=\frac{1}{1+\alpha}$$

δύναται κατὰ προσέγγισιν (τόμ. Α΄, § 437) νὰ γραφῇ ὡς ἑξῆς:

$$\frac{1+\gamma\beta}{1+\gamma\alpha}=\frac{1}{1+\alpha} \quad \text{ἤτοι} \quad 1-\gamma\alpha+\gamma\beta=1-\alpha$$

Ἀπὸ τὴν τελευταίαν ἐξίσωσιν εὑρίσκομεν τὴν τιμὴν τοῦ λόγου γ:

$$\gamma=\frac{\alpha}{\alpha-\beta} \quad \text{ἤτοι} \quad \boxed{\gamma=\frac{h_1}{h_1-h_2}}$$

Αἱ μετρήσεις ἀπέδειξαν ὅτι ὁ λόγος γ τῶν δύο εἰδικῶν θερμοτήτων τῶν ἀερίων ἔχει τὰς τρεῖς τιμάς, τὰς ὁποίας εὕρομεν προηγουμένως (§ 52).

ΜΕΤΑΒΟΛΑΙ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ

ΤΗΞΙΣ ΤΩΝ ΣΤΕΡΕΩΝ

56. **Αἱ μεταβολαὶ καταστάσεως τῶν σωμάτων.**— Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ θερμότης, ἡ ὁποία προσφέρεται εἰς ἓν σῶμα, δύναται νὰ προκαλέσῃ τὴν μεταβολὴν ἑνὸς στερεοῦ σώματος εἰς ὑγρὸν ἢ τὴν μεταβολὴν ἑνὸς ὑγροῦ εἰς ἀέριον. Κατὰ τὴν ψῦξιν τῶν σωμάτων προκαλοῦνται αἱ ἀντίστροφοι μεταβολαί. Διὰ νὰ ἑρμηνεύσωμεν τὰς τοιαύτας μεταβολὰς καταστάσεως τῶν σωμάτων, πρέπει νὰ λάβωμεν ὑπ᾽ ὄψιν τὰ συμπεράσματα, εἰς τὰ ὁποῖα κατέληξεν ἡ κινητικὴ θεωρία τῆς ὕλης (τόμ. Α', § 359, 360).

α) ***Τῆξις.***— Τὰ μόρια ὅλων τῶν στερεῶν σωμάτων εὑρίσκονται εἰς ἀδιάκοπον κίνησιν ἐκτελοῦντα ταλαντώσεις περὶ τὴν μέσην θέσιν τῆς ἰσορροπίας των. Ὅταν προσφέρεται θερμότης εἰς ἓν στερεὸν σῶμα, τότε αὐξάνεται ἡ ἐνέργεια τῶν μορίων του καὶ συνεπῶς αὐξάνεται καὶ τὸ πλάτος τῆς ταλαντώσεως τῶν μορίων. Ὅταν δὲ ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος φθάσῃ ἓν ὡρισμένον δι᾽ ἕκαστον σῶμα ὅριον, τότε τὰ μόρια ἐγκαταλείπουν τὴν θέσιν ἰσορροπίας, ἡ ὁποία προσδιορίζει τὴν στερεὰν κατάστασιν, καὶ τὸ στερεὸν σῶμα μεταβάλλεται εἰς ὑγρόν. Τὰ μόρια τοῦ ὑγροῦ σώματος ὑπόκεινται τώρα εἰς μικροτέρας δυνάμεις συνοχῆς καὶ ἑπομένως δὲν ἐκτελοῦν περιωρισμένας ταλαντώσεις περὶ μίαν σταθερὰν θέσιν ἰσορροπίας, ἀλλὰ κινοῦνται μὲ μεγαλυτέραν ἐλευθερίαν (κίνησις τοῦ Brown, τόμ. Α', § 354). Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **τῆξις** καὶ τὸ ὅριον τῆς θερμοκρασίας, εἰς τὴν ὁποίαν συμβαίνει ἡ τῆξις, καλεῖται **θερμοκρασία τήξεως.**

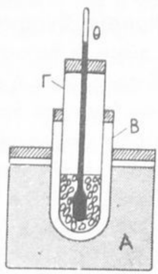
β) ***Ἐξάτμισις, βρασμός.***— Μερικὰ μόρια τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὑγροῦ, κατὰ τὴν κίνησίν των, κατορθώνουν νὰ ὑπερβοῦν τὸ ὅριον, ἕως τὸ ὁποῖον φθάνει ἡ ἕλξις τῶν γειτονικῶν μορίων. Αὐτὰ τὰ ἀπομακρυνθέντα μόρια ἐλευθερώνονται τότε ἀπὸ κάθε δεσμὸν μὲ τὰ ὑπόλοιπα μόρια τοῦ ὑγροῦ καὶ διαφεύγουν ἐντὸς τοῦ χώρου, ὁ ὁποῖος ὑπάρχει ἄνωθεν τοῦ ὑγροῦ· τὰ ἐλευθερωθέντα μόρια κινοῦνται ἐντὸς τοῦ χώρου τούτου εὐθυγράμμως καὶ μὲ τὴν ταχύτητα, τὴν ὁποίαν εἶχον κατὰ τὴν στιγμὴν τῆς διαφυγῆς των ἀπὸ τὴν ἕλξιν τῶν ἄλλων μορίων τοῦ ὑγροῦ. Τὰ κατ᾽ αὐτὸν τὸν τρόπον διαφεύγοντα μόρια ἀποτελοῦν ἀέριον σῶμα. Ἡ τοιαύτη μετάβασις ἀπὸ τὴν ὑγρὰν εἰς τὴν ἀέριον κατάστασιν γίνεται ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑγροῦ εἰς πᾶσαν θερμοκρασίαν καὶ καλεῖται **ἐξάτμισις**· τὸ παραγόμενον ἀέριον σῶμα καλεῖται ἀτμός. Ὅταν ὑψώνεται ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ, αἱ κινήσεις τῶν μορίων του γίνονται ζωηρότεραι καὶ τὸ ἀνωτέρω φαινόμενον εἶναι ἐντονώτερον. Ὅταν δὲ ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ φθάσῃ ἓν ὡρισμένον ὅριον, ἡ τάσις τῶν μορίων τοῦ ὑγροῦ νὰ διαφύγουν κατορθώνει νὰ ὑπερνικήσῃ τὴν ὑδροστατικὴν πίεσιν τοῦ ὑγροῦ ὡς καὶ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, ἡ ὁποία ἐπιφέρεται ἐπ᾽ αὐτοῦ. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **βρασμὸς** καὶ τὸ ὅριον τῆς θερμοκρασίας, εἰς τὴν ὁποίαν συμβαίνει ὁ βρασμός, καλεῖται **θερμοκρασία βρασμοῦ.** Ἡ ἐξάτμισις καὶ ὁ βρασμὸς εἶναι δύο μερικαὶ περιπτώσεις ἑνὸς γενικοῦ φαινομένου, τὸ ὁποῖον καλεῖται **ἐξαέρωσις.**

γ) ***Λανθάνουσα θερμότης.***— Κατὰ τὴν μετάβασιν ἑνὸς στερεοῦ σώματος εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν ἤ, ὅπως συνήθως **λέγομεν**, κατὰ τὴν μετάβασιν ἀπὸ μίαν κατάστασιν στενοῦ συνδέσμου τῶν μορίων εἰς μίαν ἄλλην κατάστασιν μὲ χαλαρότερον σύνδεσμον τῶν μορίων, πρέπει πάντοτε νὰ προσφέρωμεν εἰς τὸ σῶμα ἐνέργειαν ὑπὸ μορφὴν θερμότητος, διὰ νὰ ἐπιτευχθῇ ἡ ἐπιδιωκομένη μεταβολή. Αὐτὴ ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία προσφέρεται εἰς τὸ σῶμα, διὰ τὴν χαλάρωσιν τῶν μεταξὺ τῶν μορίων τοῦ συνδέσμων, δὲν προκαλεῖ καμμίαν ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος καὶ διὰ τοῦτο καλεῖται **λανθάνουσα θερμότης.** Οὕτω διὰ τὴν τῆξιν τοῦ σώματος προσφέρεται εἰς αὐτὸ ἡ λανθάνουσα θερμότης τήξεως καὶ διὰ τὴν ἐξαέρωσιν τοῦ ὑγροῦ προσφέρεται εἰς αὐτὸ ἡ λανθάνουσα θερμότης ἐξαερώσεως. Καὶ εἰς τὰς δύο ἀνωτέρω περιπτώσεις ἡ προσφερομένη εἰς τὸ σῶμα ποσότης θερμότητος δαπανᾶται ἀφ᾽ ἑνὸς μὲν διὰ τὴν ὑπερνίκησιν τῶν μοριακῶν δυνάμεων καὶ ἀφ᾽ ἑτέρου διὰ τὴν ὑπερνίκησιν τῶν πιέσεων, αἱ ὁποῖαι ἐπιφέρονται ἔξωθεν (ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις κ.ἄ.).

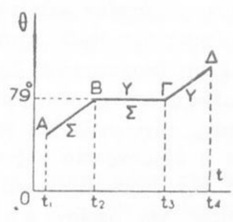
δ) ***Ὑγροποίησις, πῆξις.***— Τὰ φαινόμενα τῆς τήξεως καὶ τῆς ἐξαερώσεως εἶναι ἀντιστρεπτά. Ὅταν ἐλαττώνεται ἡ θερμοκρασία τῶν ἀτμῶν καὶ φθάσῃ αὕτη ἓν ὡρισμένον ὅριον, τὸ ὁποῖον καλεῖται **θερμοκρασία ὑγροποιήσεως**, τότε συμβαίνει **ὑγροποίησις** τῶν ἀτμῶν. Διὰ τὸ αὐτὸ σῶμα ἡ θερμοκρασία ὑγροποιήσεως συμπίπτει μὲ τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ. Ἐπίσης, ὅταν ἡ θερμοκρασία ἑνὸς ὑγροῦ, ἐλαττουμένη συνεχῶς, φθάσῃ ἓν ὡρισμένον ὅριον, τὸ ὁποῖον καλεῖται **θερμοκρασία πήξεως**, τότε συμβαίνει **πῆξις**, δηλαδὴ στερεοποίησις τοῦ ὑγροῦ. Διὰ τὸ αὐτὸ σῶμα ἡ θερμοκρασία πήξεως συμπίπτει μὲ τὴν θερμοκρασίαν τήξεως αὐτοῦ. Κατὰ τὴν ὑγροποίησιν καὶ τὴν πῆξιν ἀποδίδεται ὁλόκληρος ἡ ποσότης θερμότητος, τὴν ὁποίαν προσέλαβε τὸ σῶμα, ὅταν ὑπέστη τὴν ἀντίστροφον μεταβολήν.

57. Μεταβολὴ καταστάσεως στερεοῦ σώματος.—Ὅταν ὑψώνεται ἡ θερμοκρασία ἑνὸς στερεοῦ σώματος, ὑπὸ σταθερὰν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, παρατηροῦνται διάφοροι τρόποι μεταβολῆς τῆς καταστάσεως τοῦ σώματος.— α) Τὸ στερεὸν τήκεται εἰς μίαν ὡρισμένην θερμοκρασίαν. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ σῶμα μεταβαίνει ἀποτόμως ἀπὸ τὴν στερεὰν εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν, χωρὶς νὰ μεσολαβήσῃ καμμία ἐνδιάμεσος κατάστασις. Μεταξὺ τῆς στερεᾶς καὶ τῆς ὑγρᾶς καταστάσεως ὑπάρχει ἀσυνέχεια. Κατ᾽ αὐτὸν τὸν τρόπον τήκονται τὰ κρυσταλλικὰ στερεὰ σώματα (τόμ. Α΄, § 344), ὅπως εἶναι ὁ πάγος, ὁ φωσφόρος, ἡ ναφθαλίνη, ὁ μόλυβδος κ.ἄ. Ἡ τοιαύτη ἀπότομος μετάβασις ἀπὸ τὴν στερεὰν εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν καλεῖται **κρυσταλλικὴ τῆξις** (ἢ καθαρὰ τῆξις).— β) Τὸ στερεόν, θερμαινόμενον, μεταβαίνει ἀπὸ τὴν στερεὰν εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν λαμβάνον μίαν συνεχῆ σειρὰν ἐνδιαμέσων καταστάσεων, αἱ ὁποῖαι καλοῦνται ζυμώδεις καταστάσεις. Κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς τήξεως ἡ θερμοκρασία ἐξακολουθεῖ συνεχῶς νὰ ἀνέρχεται. Ἡ τοιαύτη βαθμιαία μετάβασις ἀπὸ τὴν στερεὰν εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν καλεῖται **ζυμώδης τῆξις** (ἢ ὑαλώδης τῆξις). Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον τήκονται ἡ ὕαλος, ὁ χαλαζίας, ὁ ἱσπανικὸς κηρός, ὁ σίδηρος κ.ἄ. — γ) Μερικὰ στερεὰ σώματα, θερμαινόμενα, μεταβαίνουν ἀμέσως ἀπὸ τὴν στερεὰν εἰς τὴν ἀέριον κατάστασιν, χωρὶς νὰ λάβουν τὴν ἐνδιάμεσον ὑγρὰν κατάστασιν. Ἡ τοιαύτη μεταβολὴ καταστάσεως καλεῖται **ἐξάχνωσις** καὶ παρατηρεῖται εἰς τὸ ἰώδιον, τὸ ἀρσενικὸν κ.ἄ. Τὰ σώματα αὐτὰ δύνανται νὰ τακοῦν μόνον ὑπὸ πίεσιν μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν ἀτμοσφαιρικήν.— δ) Τέλος μερικὰ στερεὰ σώματα, θερμαινόμενα, ὑφίστανται χημικὴν ἀλλοίωσιν, πρὶν ἀκόμη ἀρχίσῃ ἡ τῆξίς των. Τοιαῦτα σώματα εἶναι τὸ ἀνθρακικὸν ἀσβέστιον καὶ πολλαὶ ὀργανικαὶ ἑνώσεις (κυτταρίνη, δεξτρίνη, ἀλβουμῖναι κ.ἄ.). Τὰ ἑπόμενα ἀναφέρονται εἰς τὴν κρυσταλλικὴν τῆξιν.

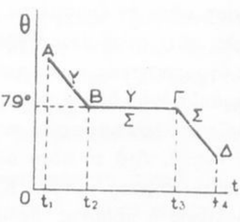
58. Νόμοι τῆς τήξεως.—Ἐντὸς δοκιμαστικοῦ σωλῆνος Γ (σχ. 31) θέτομεν ναφθαλίνην καί, διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν τὴν βραδεῖαν θέρμανσιν αὐτῆς, τοποθετοῦμεν τὸν σωλῆνα Γ ἐντὸς ἄλλου σωλῆνος Β περιέχοντος ἀέρα. Τὸ σύστημα τῶν δύο σωλήνων βυθίζεται ἐντὸς θερμοῦ ὕδατος Α. Παρακολουθοῦντες τὰς ἐνδείξεις τοῦ θερμομέτρου εὑρίσκομεν ὅτι, μόλις ἀρχίσῃ ἡ τῆξις τῆς ναφθαλίνης, τὸ θερμόμετρον δεικνύει 79° C. Ἡ θερμοκρασία αὐτὴ παραμένει σταθερά, ἐφ' ὅσον



Σχ. 31. Τῆξις στερεοῦ σώματος.



Σχ. 32. Μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος κατὰ τὴν τῆξιν. (Σ στερεόν, Υ ὑγρόν).



Σχ. 33. Μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος κατὰ τὴν πῆξιν. (Σ στερεόν, Υ ὑγρόν).

ὑπάρχει ἄτηκτος ναφθαλίνη. Ἡ θερμοκρασία ἀρχίζει ἐκ νέου νὰ ἀνέρχεται μόνον μετὰ τὴν πλήρη τῆξιν τῆς ναφθαλίνης. Ἡ μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος συναρτήσει τοῦ χρόνου φαίνεται εἰς τὸ διάγραμμα τοῦ σχήματος 32. Ἂν τώρα ἀντικαταστήσωμεν τὸ θερμὸν ὕδωρ Α μὲ ψυχρὸν ὕδωρ, προκαλοῦμεν τὴν βραδεῖαν ψῦξιν τῆς ὑγρᾶς ναφθαλίνης. Ἡ πτῶσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος φαίνεται εἰς τὸ διάγραμμα τοῦ σχήματος 33. Ἀπὸ τὴν πειραματικὴν ἔρευναν συνάγονται οἱ ἑπόμενοι **νόμοι τῆς τήξεως**:

I. Ἡ τῆξις ἑνὸς στερεοῦ σώματος συμβαίνει εἰς ὡρισμένην θερμοκρασίαν (θ ε ρ μ ο κ ρ α σ ί α τ ή ξ ε ω ς), ἡ ὁποία διατηρεῖται σταθερὰ καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς μεταβολῆς τῆς καταστάσεως.

II. Ἡ τῆξις καὶ ἡ πῆξις εἶναι φαινόμενα ἀντίστροφα καὶ συμβαίνουν εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν.

59. Θερμότης τήξεως.— Εἰς τὸ διάγραμμα τοῦ σχήματος 32 ἡ γραμμὴ ΑΒΓΔ δεικνύει τὴν πορείαν τῶν ἐνδείξεων τοῦ θερμομέτρου κατὰ τὴν τῆξιν τῆς ναφθαλίνης. Τὸ τμῆμα ΒΓ τῆς γραμμῆς αὐτῆς ἀντιστοιχεῖ εἰς ἀπορρόφησιν θερμότητος ὑπὸ τοῦ σώματος, χωρὶς νὰ ἐπέρχεται ὕψωσις τῆς θερμοκρασίας του. Ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία ἀπορροφᾶται ὑπὸ τοῦ σώματος κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς τήξεως (δηλαδὴ κατὰ τὸν χρόνον $t_3 - t_2$), καλεῖται λ α ν θ ά ν ο υ σ α θ ε ρ μ ό τ η ς τ ή ξ ε ω ς (§ 56γ) καὶ δ α π α ν ᾶ τ α ι διὰ τὴν ἐλάττωσιν τῶν μεταξὺ τῶν μορίων δυνάμεων συνοχῆς. Οὕτω προκύπτει ἓν νέον φυσικὸν μέγεθος, τὸ ὁποῖον καλεῖται **θερμότης τήξεως** τοῦ σώματος καὶ ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

Θερμότης τήξεως ἑνὸς στερεοῦ σώματος καλεῖται ἡ ποσότης θερμότητος, τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ προσλάβῃ 1 γραμμάριον τοῦ στερεοῦ σώματος εἰς τὴν θερμοκρασίαν τήξεως, διὰ νὰ μεταβληθῇ εἰς ὑγρὸν τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας.

Ἐκ τοῦ ἀνωτέρω ὁρισμοῦ συνάγεται ὅτι ἡ θερμότης τήξεως μετρεῖται εἰς θερμίδας (cal) κατὰ γραμμάριον μάζης (gr), ἤτοι εἰς cal/gr. Ἀπὸ τὰς μετρήσεις εὑρέθη ὅτι:

Ἡ θερμότης τήξεως τοῦ πάγου εἶναι** 80 cal/gr **(ἀκριβέστερον εἶναι:** 79,5 cal/gr**).

Ἔστω ὅτι στερεὸν σῶμα ἔχει μάζαν m καὶ θερμοκρασίαν θ° C, ἴσην μὲ τὴν θερμοκρασίαν τήξεως. Ἐὰν τ εἶναι ἡ θερμότης τήξεως τοῦ σώματος, τότε, διὰ νὰ τακῇ τὸ στερεὸν σῶμα καὶ νὰ μεταβληθῇ εἰς ὑγρὸν θερμοκρασίας θ° C, πρέπει νὰ προσλάβῃ ποσότητα θερμότητος Q, ἡ ὁποία εἶναι ἴση μέ:

$$Q = m \cdot \tau \left(gr \cdot \frac{cal}{gr}\right) \quad \text{ἤτοι} \quad Q = m \cdot \tau \ (cal)$$

Αὐτὴ ἡ ποσότης θερμότητος Q εἶναι ἡ λανθάνουσα θερμότης τήξεως, ἡ ὁποία προσελήφθη ἀπὸ τὸ σῶμα, χωρὶς ὅμως νὰ προκαλέσῃ ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας του. Εἰς τὸν πίνακα 1 ἀναφέρονται αἱ θερμότητες τήξεως μερικῶν σωμάτων.

59 α. Μέτρησις τῆς θερμότητος τήξεως.—Ἡ θερμότης τήξεως εἶναι χαρακτηριστικὴ δι' ἕκαστον σῶμα καὶ προσδιορίζεται εὔκολα. Ἔστω ὅτι θέλομεν νὰ εὕρωμεν τὴν θερμότητα τήξεως τ ἑνὸς στερεοῦ, τὸ ὁποῖον ἔχει μᾶζαν m καὶ θερμοκρασίαν τήξεως θ_τ. Λαμβάνομεν θερμιδόμετρον ἔχον θερμοχωρητικότητα K καὶ ἀρχικὴν θερμοκρασίαν θ_0. Τήκομεν τὸ στερεὸν καὶ θερμαίνομεν τὸ προκῦψαν ὑγρὸν εἰς θερμοκρασίαν θ ἀνωτέραν τῆς θερμοκρασίας τήξεως θ_τ. Ἔπειτα φέρομεν τὸ ὑγρὸν ἐντὸς τοῦ θερμιδομέτρου.

Ἡ τελικὴ θερμοκρασία τοῦ συστήματος γίνεται θ_1. Τὸ θερμιδόμετρον προσέλαβε ποσότητα θερμότητος: $Q = K \cdot (\theta_1 - \theta_0)$, τὴν ὁποίαν ἀπέβαλε τὸ σῶμα εἰς τὰ ἑξῆς τρία στάδια: α) Τὸ ὑγρὸν κατ' ἀρχὰς ἐψύχθη ἀπὸ θ εἰς θ_τ (τμῆμα AB εἰς τὸ σχῆμα 33). Κατὰ τὸ στάδιον τοῦτο τὸ ὑγρὸν ἀπέβαλε ποσότητα θερμότητος: $q_1 = m \cdot c_\gamma \cdot (\theta - \theta_\tau)$, ὅπου c_γ εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ σώματος εἰς ὑγρὰν κατάστασιν. β) Τὸ ὑγρὸν εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ_τ ἐστερεοποιήθη, χωρὶς μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας του (τμῆμα ΒΓ εἰς τὸ σχῆμα 33). Κατὰ τὸ στάδιον τοῦτο τὸ ὑγρὸν ἀπέβαλε ποσότητα θερμότητος: $q_2 = m \cdot \tau$. γ) Τὸ προκῦψαν στερεὸν σῶμα ἐψύχθη ἀπὸ θ_τ εἰς θ_1 (τμῆμα ΓΔ εἰς τὸ σχῆμα 33) καὶ ἀπέβαλε ποσότητα θερμότητος:

Σῶμα	Θερμοκρασία τήξεως °C	Θερμότης τήξεως cal/gr
Ἄργυρος	960	26
Ἀλουμίνιον	658	77
Θεῖον	119	10
Λευκόχρυσος	1770	27
Χαλκὸς	1083	42
Ψευδάργυρος	419	28

$$q_3 = m \cdot c_\Sigma \cdot (\theta_\tau - \theta_1)$$

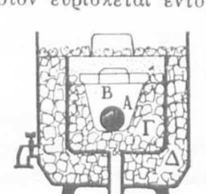
ὅπου c_Σ εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ σώματος εἰς στερεὰν κατάστασιν. Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῶν ποσοτήτων θερμότητος εἶναι:

$$q_1 + q_2 + q_3 = Q \qquad \text{ἤ}$$

$$m \cdot c_\gamma (\theta - \theta_\tau) + m \cdot \tau + m \cdot c_\Sigma (\theta_\tau - \theta_1) = K(\theta_1 - \theta_0)$$

Ἀπὸ τὴν εὑρεθεῖσαν ἐξίσωσιν ὑπολογίζεται ἡ θερμότης τήξεως τ τοῦ σώματος. Αἱ μετρήσεις ἀπέδειξαν ὅτι ἀπὸ ὅλα τὰ σώματα ὁ πάγος ἔχει τὴν μεγαλυτέραν θερμότητα τήξεως (80 cal/gr).

60. Θερμιδόμετρον τοῦ Laplace.— Τὸ θερμιδόμετρον τοῦ Laplace ἀποτελεῖται ἀπὸ μεταλλικὸν πλέγμα Β, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται ἐντὸς δοχείου Γ περιέχοντος τρίμματα πάγου (σχ. 34). Τὸ δοχεῖον τοῦτο περιβάλλεται ἀπὸ τρίμματα πάγου, ὥστε ἡ θερμοκρασία τοῦ συστήματος νὰ διατηρῆται σταθερὰ καὶ ἴση μὲ 0° C. Τὸ σῶμα Α, τοῦ ὁποίου θέλομεν νὰ προσδιορίσωμεν τὴν εἰδικὴν θερμότητα c_Σ, θερμαίνεται εἰς θερμοκρασίαν θ° C καὶ ἔπειτα φέρεται ἐντὸς τοῦ πλέγματος. Ἐὰν m εἶναι ἡ μᾶζα τοῦ σώματος Α, τότε τοῦτο, ψυχόμενον ἀπὸ θ° εἰς 0° C, ἀποβάλλει ποσότητα θερμότητος: $Q = m \cdot c_\Sigma \cdot \theta$. Αὐτὴ ἡ ποσότης θερμότητος ἀπερροφήθη ἀπὸ μᾶζαν Μ πάγου θερμοκρασίας 0° C· ἡ μᾶζα αὕτη τοῦ πάγου μετεβλήθη εἰς ὕδωρ τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας 0° C.

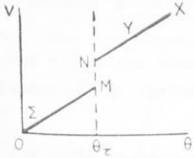


Σχ. 34. Θερμιδόμετρον τοῦ Laplace.

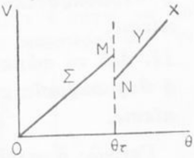
Ἐπειδὴ εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ θερμότης τήξεως τοῦ πάγου εἶναι $\tau = 80$ cal/gr, ἔχομεν τὴν σχέσιν:

$$m \cdot c_\Sigma \cdot \theta = \tau \cdot M \qquad \text{ἄρα} \qquad c_\Sigma = \frac{\tau \cdot M}{m \cdot \theta}$$

61. Μεταβολὴ τοῦ ὄγκου κατὰ τὴν τῆξιν.— Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι ἡ τῆξις συνοδεύεται ἀπὸ μεταβολὴν τοῦ ὄγκου τοῦ σώματος. Τὸ εἶδος τῆς μεταβολῆς ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ σώματος. Ὅλα σχεδὸν τὰ σώματα τηκόμενα ὑφίστανται αὔξησιν τοῦ ὄγκου των (σχ. 35). Ἐξαίρεσιν ἀποτελοῦν ὁ πάγος, τὸ βισμούθιον, ὁ σίδηρος, τὰ ὁποῖα τηκόμενα ὑφίστανται ἐλάττωσιν τοῦ ὄγκου των (σχ. 36). Διὰ τὸν πάγον εὑρέθη ὅτι 1 kgr πάγου εἰς 0^{0} C ἔχει ὄγκον 1090 cm^{3}. Ἑπομένως 1 λίτρον ὕδατος 0^{0} C στερεοποιούμενον ὑφίσταται αὔξησιν τοῦ ὄγκου του κατὰ 90 cm^{3}. Ἐπειδὴ κατὰ τὴν πῆξιν τοῦ ὕδατος συμβαίνει σημαντικὴ αὔξησις τοῦ ὄγκου, διὰ τοῦτο ἐπὶ τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου περιέχεται τὸ ὕδωρ, ἀναπτύσσονται μεγάλαι δυνάμεις.

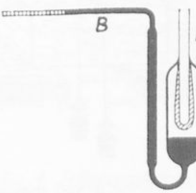


Σχ. 35. Αὔξησις τοῦ ὄγκου τοῦ σώματος κατὰ τὴν τῆξιν.



Σχ. 36. Ἐλάττωσις τοῦ ὄγκου τοῦ σώματος κατὰ τὴν τῆξιν.

62. Θερμιδόμετρον τοῦ Bunsen. — Τὸ θερμιδόμετρον τοῦ Bunsen εἶναι ὄργανον πολὺ ἀκριβὲς καὶ ἡ λειτουργία του στηρίζεται εἰς τὴν μεταβολὴν τοῦ ὄγκου τοῦ ὕδατος, ὅταν τοῦτο ὑφίσταται μεταβολὴν τῆς καταστάσεώς του. Τὸ θερμιδόμετρον τοῦτο (σχ. 37) ἀποτελεῖται ἀπὸ λεπτὸν σωλῆνα Γ, ὁ ὁποῖος εἶναι συντετηγμένος εἰς δοχεῖον Α· τοῦτο συγκοινωνεῖ μὲ τὸν ὁριζόντιον τριχοειδῆ σωλῆνα Β, ὁ ὁποῖος φέρει διαιρέσεις. Ἐντὸς τοῦ δοχείου Α ὑπάρχει ὕδωρ καὶ ὑδράργυρος. Ὁλόκληρον τὸ ὄργανον εἶναι βυθισμένον ἐντὸς πάγου θερμοκρασίας 0^{0} C. Εἰσάγομεν ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Γ πτητικὸν ὑγρὸν (π.χ. αἰθέρα). Τότε μέρος τοῦ ὕδατος τοῦ δοχείου Α στερεοποιεῖται· ἐπειδὴ ἐπέρχεται αὔξησις τοῦ ὄγκου, ὁ ὑδράργυρος προχωρεῖ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Β. Εἰσάγομεν τώρα ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Γ μᾶζαν m τοῦ ὑπὸ ἐξέτασιν σώματος, τὸ ὁποῖον ἔχει θερμοκρασίαν θ^{0} C καὶ εἰδικὴν θερμότητα c. Τὸ σῶμα ψύχεται ἀπὸ θ^{0} εἰς 0^{0} C καὶ ἀποδίδει εἰς τὸ θερμιδόμετρον ποσότητα θερμότητος: $Q = m \cdot c \cdot \theta$. Αὐτὴ ἡ ποσότης θερμότητος δαπανᾶται διὰ τὴν τῆξιν μέρους τοῦ πάγου, τοῦ εὑρισκομένου πέριξ τοῦ σωλῆνος Γ. Οὕτω, ἕνεκα τῆς ἐπερχομένης ἐλαττώσεως τοῦ ὄγκου, ὁ ὑδράργυρος ὀπισθοχωρεῖ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Β κατὰ ν διαιρέσεις. Ἐὰν εἶναι γνωστὸν ὅτι, διὰ νὰ ὀπισθοχωρήσῃ ὁ ὑδράργυρος ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Β κατὰ 1 διαίρεσιν, τὸ ὄργανον πρέπει νὰ προσλάβῃ ποσότητα θερμότητος Κ, τότε ἔχομεν τὴν σχέσιν:



Σχ. 37. Θερμιδόμετρον τοῦ Bunsen.

$$m \cdot c \cdot \theta = K \cdot \nu$$

Ἡ σταθερὰ Κ τοῦ ὀργάνου προσδιορίζεται εὔκολα, ἐὰν ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Γ εἰσαχθῇ ὡρισμένη μᾶζα m ἑνὸς σώματος, τοῦ ὁποίου εἶναι γνωστὴ ἡ εἰδικὴ θερμότης (π.χ. ὕδωρ). Εὑρίσκομεν τότε κατὰ πόσας διαιρέσεις ὀπισθοχωρεῖ ὁ ὑδράργυρος ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Β.

Συνεπῶς ἡ σταθερὰ Κ τοῦ ὀργάνου εἶναι: $K = \dfrac{m \cdot c \cdot \theta}{\nu}$.

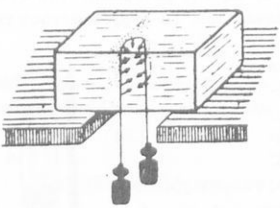
63. Ἐπίδρασις τῆς πιέσεως ἐπὶ τῆς θερμοκρασίας τήξεως. — Αἱ συνήθεις μεταβολαὶ τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως δὲν προκαλοῦν αἰσθητὰς μεταβολὰς τῆς θερμοκρασίας τήξεως τῶν σωμάτων. Μόνον ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν μεγάλων πιέσεων παρατηροῦνται αἰσθηταὶ μεταβολαὶ τῆς θερμοκρασίας τήξεως. Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα κατέληξεν εἰς τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

I. Διὰ τὰ σώματα ἐκεῖνα, τὰ ὁποῖα διαστέλλονται κατὰ τὴν τῆξιν των, ἡ θερμοκρασία τήξεως ἀ ν έ ρ χ ε τ α ι, ὅταν αὐξάνεται ἡ ἐξωτερικὴ πίεσις.

II. Διὰ τὰ σώματα ἐκεῖνα, τὰ ὁποῖα συστέλλονται κατὰ τὴν τῆξιν των, ἡ θερμοκρασία τήξεως κ α τ έ ρ χ ε τ α ι, ὅταν αὐξάνεται ἡ ἐξωτερικὴ πίεσις.

Γενικῶς ἡ μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας τήξεως μετὰ τῆς πιέσεως εἶναι πολὺ μικρά. Οὕτω εἰς μεταβολὴν τῆς πιέσεως κατὰ 1 ἀτμόσφαιραν ἀντιστοιχεῖ μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας τήξεως τοῦ πάγου κατὰ 0,0075° C καὶ τοῦ ὀξεικοῦ ὀξέος κατὰ 0,0242° C.

Ἡ ἐλάττωσις τῆς θερμοκρασίας τήξεως τοῦ πάγου μετὰ τῆς ἐξωτερικῆς πιέσεως ἀποδεικνύεται μὲ τὸ ἑξῆς πείραμα: α) Λεπτὸν σύρμα, ἀπὸ τὰ ἄκρα τοῦ ὁποίου εἶναι ἐξηρτημένα βάρη, διέρχεται βραδέως διὰ τῆς μάζης πάγου, χωρὶς οὗτος νὰ ἀποκοπῇ (σχ. 38). Ἕνεκα τῆς μεγάλης πιέσεως, τὴν ὁποίαν ἐξασκεῖ τὸ σύρμα ἐπὶ τοῦ πάγου, οὗτος τήκεται κατὰ μῆκος τῆς ἐπιφανείας ἐπαφῆς· τὸ παραγόμενον ὅμως ὕδωρ ἀνέρχεται ἄνωθεν τοῦ σύρματος καὶ στερεοποιεῖται ἐκ νέου εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ περιβάλλοντος. Οὕτω τὰ δύο τεμάχια τοῦ πάγου ἀνασυγκολλῶνται. β) Χαλύβδινος κύλινδρος (σχ. 39) διατηρεῖται εἰς θερμοκρασίαν —20° C. Ὁ κύλινδρος εἶναι πλήρης μὲ πάγον καὶ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ πάγου ὑπάρχει μεταλλικὴ σφαῖρα. Μὲ τὴν βοήθειαν καταλλήλου ἐμβόλου ἐπιφέρομεν ἐπὶ τοῦ πάγου πίεσιν 2 000 ἀτμοσφαιρῶν. Ὅταν ἔπειτα ἀνοίξωμεν τὸν κύλινδρον, εὑρίσκομεν τὴν σφαῖραν εἰς τὸν πυθμένα τοῦ κυλίνδρου· τοῦτο ἀποδεικνύει ὅτι, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς μεγάλης πιέσεως, ὁ πάγος ἐτάκη εἰς θερμοκρασίαν —20° C.

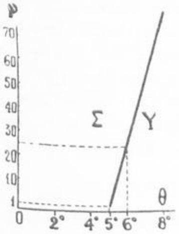


Σχ. 38. Διέλευσις τοῦ σύρματος διὰ μέσου τῆς μάζης τοῦ πάγου.

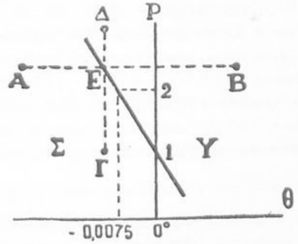
Σχ. 39. Τῆξις τοῦ πάγου.

Τὸ πείραμα (Tamman καὶ Bridgmann) ἀπέδειξεν ὅτι εἰς τὰς πολὺ ὑψηλὰς πιέσεις ὁ πάγος λαμβάνει ν έ α ν ἀ λ λ ο τ ρ ο π ι κ ὴ ν μ ο ρ φ ή ν, ἡ ὁποία ἔχει πυκνότητα μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν πυκνότητα τοῦ ὕδατος, ἡ δὲ θερμοκρασία τήξεως ἀνέρχεται μετὰ τῆς πιέσεως καὶ φθάνει τοὺς 24° C ὑπὸ πίεσιν 11 000 ἀτμοσφαιρῶν.

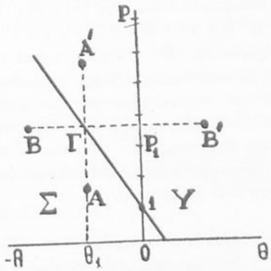
63 α. Καμπύλη τήξεως.—Ἡ μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας τήξεως μετὰ τῆς πιέσεως παριστάνεται γραφικῶς ἀπὸ τὴν κ α μ π ύ λ η ν τ ή ξ ε ω ς. Εἰς τὸ σχῆμα 40 δεικνύεται ἡ καμπύλη τήξεως, ἡ ὁποία ἀναφέρεται εἰς τὸ βενζόλιον, ἐκφράζει ὅμως τὴν μορφὴν τῆς καμπύλης τήξεως διὰ τὰ περισσότερα σώματα. Εἰς ὡρισμένην τιμὴν τῆς ἐξωτερικῆς πιέσεως ἀντιστοιχεῖ ὡρισμένη θερμοκρασία τήξεως. Ἡ καμπύλη τήξεως τοῦ πάγου φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 41. Κάθε σημεῖον τῆς καμπύλης τήξεως παριστᾷ μίαν κατάστασιν φ υ σ ι κ ῆ ς ἰ σ ο ρ ρ ο π ί α ς μεταξὺ τοῦ στερεοῦ καὶ τοῦ ὑγροῦ, ἤτοι ὑπὸ ὡρισμένην πίεσιν καὶ εἰς τὴν ἀντίστοιχον θερμοκρασίαν τήξεως δύνανται νὰ συνυπάρχουν τὸ στερεὸν καὶ τὸ ὑγρόν. Οὕτω τὸ σημεῖον Γ (σχ. 42) τῆς καμπύλης τήξεως φανερώνει ὅτι εἰς θερμοκρασίαν θ_1 καὶ ὑπὸ πίεσιν p_1 δύνανται νὰ συνυπάρχουν ὁ πάγος καὶ τὸ ὕδωρ. Ἐὰν ὅμως ἔχωμεν πάγον θερμοκρασίας θ_1, ἀλλὰ ὑπὸ πίεσιν μικροτέραν ἀπὸ τὴν



Σχ. 40. Καμπύλη τήξεως. (Διὰ τὸ βενζόλιον.)



Σχ. 41. Καμπύλη τήξεως τοῦ πάγου. (Σ περιοχὴ στερεοῦ, Υ περιοχὴ ὑγροῦ.)



Σχ. 42. Συνθῆκαι ἰσορροπίας στερεοῦ καὶ ὑγροῦ. (Σ περιοχὴ στερεοῦ, Υ περιοχὴ ὑγροῦ.)

πίεσιν p_1, τότε τὸ σῶμα ὑπάρχει μόνον εἰς τὴν στερεὰν κατάστασιν (σημεῖον Α). Εἰς θερμοκρασίαν θ_1 καὶ ὑπὸ πίεσιν μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν πίεσιν p_1, τὸ σῶμα ὑπάρχει μόνον εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν (σημεῖον Α′). Ἐὰν ἔχωμεν ὕδωρ (σημεῖον Β′) καί, διατηροῦντες τὴν πίεσιν σταθεράν, τὸ ψύχωμεν συνεχῶς, θὰ ἔλθῃ στιγμὴ κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ ὕδωρ ἀρχίζει νὰ στερεοποιῆται (σημεῖον Γ)· ἐὰν ἡ θερμοκρασία γίνῃ μικροτέρα ἀπὸ θ_1, τότε τὸ σῶμα ὑπάρχει μόνον ὡς στερεὸν (σημεῖον Β).

64. Ὑστέρησις πήξεως.—Ὅταν αὐξάνεται συνεχῶς ἡ θερμοκρασία ἑνὸς στερεοῦ σώματος, παρατηροῦμεν ὅτι, μόλις ἡ θερμοκρασία του φθάσῃ τὴν θερμοκρασίαν τήξεως, τὸ σῶμα ἀρχίζει νὰ τήκεται. Ὥστε εἶναι ἀδύνατον εἰς ἓν στερεὸν σῶμα νὰ ἀποκτήσῃ θερμοκρασίαν ἀνωτέραν ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τήξεως, χωρὶς τὸ σῶμα νὰ τακῇ. Ἀντιθέτως ἓν καθαρὸν ὑγρόν, ἐὰν ψύχεται βαθμιαίως, δύναται νὰ διατηρηθῇ εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν, καὶ ὅταν ἡ θερμοκρασία του γίνῃ κατωτέρα τῆς θερμοκρασίας πήξεως. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **ὑστέρησις πήξεως.** Οὕτω ἀπεσταγμένον ὕδωρ δύναται, ψυχόμενον βαθμιαίως, νὰ ἀποκτήσῃ θερμοκρασίαν — 10° C, χωρὶς νὰ στερεοποιηθῇ. Ἐπίσης τὸ θεῖον, τὸ ὁποῖον τήκεται εἰς 115° C, δύναται νὰ ψυχθῇ μέχρι 15° C, διατηρούμενον εἰς ὑγρὰν κατάστασιν. Ἐὰν ἀναταράξωμεν τὸ εἰς κατάστασιν ὑστερήσεως πήξεως εὑρισκόμενον ὕδωρ, ἢ ἐὰν ρίψωμεν ἐντὸς αὐτοῦ τεμάχιον πάγου, τότε ἡ θερμοκρασία του ἀνέρχεται εἰς 0° C καὶ μέρος τοῦ ὕδατος στερεοποιεῖται. Τὸ μῖγμα στερεοῦ καὶ ὑγροῦ ἔχει θερμοκρασίαν 0° C.

Μερικὰ σώματα εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν εὑρίσκονται πάντοτε εἰς κατάστασιν ὑστερήσεως πήξεως. Οὕτω π.χ. ἡ θερμοκρασία τήξεως τῆς γλυκερίνης εἶναι 17° C. Ἐν τούτοις ἡ γλυκερίνη διατηρεῖται εἰς ὑγρὰν κατάστασιν καὶ εἰς θερμοκρασίας πολὺ κατωτέρας τῶν 17° C. Ὅταν τὸ ὕδωρ εὑρίσκεται ἐντὸς τριχοειδῶν σωλήνων, εὔκολα παρουσιάζει ὑστέρησιν πήξεως. Τὸ φαινόμενον τῆς ὑστερήσεως πήξεως ἐφαρμόζεται διὰ τὸν ἀκριβῆ προσδιορισμὸν τῆς θερμοκρασίας τήξεως ἑνὸς σώματος. Τὸ σῶμα, εὑρισκόμενον εἰς ὑγρὰν κατάστασιν, ψύχεται βραδέως μέχρι μιᾶς θερμοκρασίας ὀλίγον κατωτέρας τῆς πιθανῆς θερμοκρασίας τήξεως· ἐὰν τότε εἰσαχθῇ εἰς τὸ ὑγρὸν μικρὸν τεμάχιον τοῦ στερεοῦ σώματος, τὸ θερμόμετρον θὰ δείξῃ ἀμέσως τὴν θερμοκρασίαν τήξεως τοῦ σώματος.

65. Θερμοκρασία τήξεως τῶν κραμάτων.—Ἡ θερμοκρασία τήξεως τῶν κραμάτων ἐνδιαφέρει πολὺ τὴν τεχνικήν. Κατὰ γενικὸν κανόνα ἡ θερμοκρασία τήξεως τοῦ κράματος περιλαμβάνεται μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν τήξεως τῶν συστατικῶν τοῦ κράματος. Ἐν τούτοις μερικὰ κράματα ἔχουν θερμοκρασίαν τήξεως μικροτέραν ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τήξεως τοῦ πλέον εὐτήκτου μετάλλου τοῦ κράματος. Οὕτω τὸ κρᾶμα Wood, ἀποτελούμενον ἀπὸ κασσίτερον (12,5 %), κάδμιον (12,5 %), μόλυβδον (25 %) καὶ βισμούθιον (50 %), ἔχει θερμοκρασίαν τήξεως 68° C, ἐνῶ κανὲν ἀπὸ τὰ συστατικὰ τοῦ κράματος δὲν τήκεται κάτω τῶν 200° C. Ἀντιθέτως μερικὰ κράματα ἔχουν θερμοκρασίαν τήξεως μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τήξεως τοῦ πλέον δυστήκτου μετάλλου τοῦ κράματος.

66. Ψυκτικὰ μίγματα.—Ὅταν ἡ ζάχαρις διαλύεται ἐντὸς τοῦ ὕδατος, συμβαίνει πλήρης διαχωρισμὸς τῶν μορίων τῆς ζαχάρεως. Ὅπως εἶναι γνωστὸν (§ 59), κατὰ τὴν τῆξιν ἑνὸς στερεοῦ δαπανᾶται ποσότης θερμότητος, διὰ τὴν ἐλάττωσιν τῶν μεταξὺ τῶν μορίων δυνάμεων συνοχῆς (λανθάνουσα· θερμότης). Ὁμοίως διὰ τὴν διάλυσιν ἑνὸς σώματος ἐντὸς ἄλλου δαπανᾶται ποσότης θερμότητος. Ἐὰν ἀναμίξωμεν πάγον 0° C καὶ μαγειρικὸν ἅλας (εἰς ἀναλογίαν 3 πάγος : 1 μαγειρικὸν ἅλας), λαμβάνομεν διάλυμα μαγειρικοῦ ἅλατος εἰς ὕδωρ. Διὰ τὴν τῆξιν τοῦ πάγου καὶ τὴν διάλυσιν τοῦ ἅλατος ἀπαιτεῖται ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία προσφέρεται ἀπὸ τὰ δύο σώματα. Οὕτω ἡ θερμοκρασία τοῦ διαλύματος κατέρχεται μέχρι — 22° C. Τὰ τοιαῦτα μίγματα, τὰ ὁποῖα προκαλοῦν πτῶσιν τῆς θερμοκρασίας, καλοῦνται ψυκτικὰ μίγματα καὶ χρησιμοποιοῦνται εἰς διαφόρους ἐφαρμογὰς διὰ τὴν παραγωγὴν χαμηλῶν θερμοκρασιῶν.

67. Θερμοκρασία πήξεως ἀραιῶν διαλυμάτων.— Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ θερμοκρασία πήξεως τοῦ θαλασσίου ὕδατος εἶναι κατωτέρα ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν πήξεως τοῦ καθαροῦ ὕδατος. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸ γεγονὸς ὅτι τὸ θαλάσσιον ὕδωρ εἶναι ἀραιὸν διάλυμα διαφόρων σωμάτων. Γενικῶς ἡ θερμοκρασία πήξεως ἑνὸς ἀραιοῦ διαλύματος εἶναι κατωτέρα ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν πήξεως τοῦ διαλυτικοῦ μέσου. Καλεῖται συμπύκνωσις (σ) ἑνὸς διαλύματος ὁ ἀριθμὸς τῶν γραμμομορίων τοῦ διαλελυμένου σώματος, τὰ ὁποῖα εἶναι διαλελυμένα εἰς τὴν μονάδα μάζης (1 gr) τοῦ διαλυτικοῦ μέσου. Ἐὰν τὸ διάλυμα δὲν εἶναι ἠλεκτρολύτης (δηλαδὴ δὲν εἶναι ἀγωγὸς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος), τότε ἡ διαφορὰ μεταξὺ τῆς θερμοκρασίας πήξεως θ τοῦ διαλυτικοῦ μέσου καὶ τῆς θερμοκρασίας πήξεως θ' τοῦ διαλύματος, ἤτοι ἡ ταπείνωσις τῆς θερμοκρασίας πήξεως τοῦ διαλύματος $\Delta\theta = \theta - \theta'$, δίδεται ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον νόμον :

Δι' ἓν ὡρισμένον διαλυτικὸν μέσον ἡ ταπείνωσις** ($\Delta\theta$) **τῆς θερμοκρασίας πήξεως τοῦ διαλύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν συμπύκνωσιν** (σ) **τοῦ διαλύματος.

ταπείνωσις θερμοκρασίας πήξεως : $\Delta\theta = K \cdot \sigma$

ὅπου K εἶναι ἡ σταθερὰ κρυομετρίας, ἐξαρτωμένη μόνον ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ διαλυτικοῦ μέσου. Ἐὰν $\sigma = 1$, ἤτοι, ἐὰν ἦτο δυνατὸν νὰ διαλύσωμεν

1 γραμμομόριον τοῦ σώματος ἐντὸς 1 gr τοῦ διαλυτικοῦ μέσου, θὰ εἴχομεν ταπείνωσιν τῆς θερμοκρασίας πήξεως τοῦ διαλύματος: $\Delta\theta = K$. Ἕνεκα τούτου ἡ σταθερὰ κρυομετρίας K καλεῖται καὶ μοριακὴ ταπείνωσις τῆς θερμοκρασίας πήξεως. Διὰ τὸ ὕδωρ εἶναι $K = 1850$ καὶ διὰ τὸ βενζόλιον εἶναι $K = 4900$. Ἔστω ὅτι ἐντὸς M γραμμαρίων τοῦ διαλυτικοῦ μέσου διαλύομεν m γραμμάρια τοῦ σώματος, τὸ ὁποῖον ἔχει μοριακὴν μᾶζαν μ. Τότε ἐντὸς τῶν M γραμμαρίων τοῦ διαλυτικοῦ μέσου διαλύονται m/μ γραμμομόρια τοῦ σώματος. Ἑπομένως ἡ συμπύκνωσις τοῦ διαλύματος εἶναι: $\sigma = \frac{m}{\mu} : M = \frac{m}{M \cdot \mu}$. Τότε ἡ ταπείνωσις τῆς θερμοκρασίας πήξεως τοῦ διαλύματος εἶναι: $\Delta\theta = K \cdot \sigma = K \cdot \frac{m}{M \cdot \mu}$.

Ἡ σχέσις αὐτὴ ἐκφράζει τὸν ἀκόλουθον **νόμον τοῦ Raoult:**

Δι' ἓν ὡρισμένον διαλυτικὸν μέσον ἡ ταπείνωσις τῆς θερμοκρασίας πήξεως τοῦ διαλύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν κατὰ μονάδα μάζης τοῦ διαλυτικοῦ μέσου διαλελυμένην μᾶζαν τοῦ σώματος καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν μοριακὴν μᾶζαν τοῦ διαλελυμένου σώματος.

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Raoult:} \quad \Delta\theta = K \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{1}{\mu}}$$

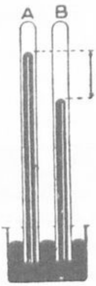
Ὁ νόμος τοῦ Raoult χρησιμεύει διὰ τὸν προσδιορισμὸν τῆς μοριακῆς μάζης τῶν διαφόρων χημικῶν ἑνώσεων (μέθοδος κρυομετρίας). Ὅπως εἶναι γνωστὸν διὰ τὸν προσδιορισμὸν τοῦ μοριακοῦ τύπου μιᾶς ἑνώσεως εἶναι ἀπαραίτητος ἡ εὕρεσις τοῦ μοριακοῦ βάρους τῆς ἑνώσεως. Τοῦτο ἐπιτυγχάνει ἡ Χημεία μὲ τὴν βοήθειαν τῶν νόμων τοῦ Raoult (§ 67, 84) διὰ τὰ διαλυτὰ σώματα καὶ τῆς ἐξισώσεως τῶν τελείων ἀερίων (§ 41) διὰ τὰ ἀέρια καὶ τοὺς ἀτμούς.

*68 **Μεσόμορφοι καταστάσεις.**—Ἡ τελεία μορφὴ τῆς στερεᾶς καταστάσεως εἶναι ἡ **κρυσταλλικὴ** κατάστασις τῆς ὕλης. Χαρακτηριστικὸν τῶν κρυσταλλικῶν σωμάτων εἶναι ἡ ἀνισοτροπία (τόμ. Α', § 345)· τὰ σώματα ταῦτα ἔχουν ὡρισμένην διάταξιν τῶν μορίων των (κρύσταλλοι) καὶ ὑφίστανται ἀπότομον τῆξιν. Ἀντιθέτως χαρακτηριστικὸν τῆς ὑγρᾶς καταστάσεως εἶναι ἡ ἰσοτροπία καὶ ἡ ἔλλειψις ὡρισμένης διατάξεως τῶν μορίων των· τὰ ὑγρὰ εἶναι λοιπὸν τυπικῶς **ἄμορφα** σώματα. Μεταξὺ τῶν δύο τυπικῶν καταστάσεων τῆς ὕλης, δηλαδὴ τῆς κρυσταλλικῆς καὶ τῆς ἀμόρφου, ὑπάρχουν σώματα, τὰ ὁποῖα ἔχουν ὡρισμένην ἀνισοτροπίαν, ὅπως οἱ κρύσταλλοι, ἀλλὰ παρουσιάζουν ρευστότητα, ὅπως τὰ ὑγρά. Τὰ σώματα ταῦτα καλοῦνται **μεσόμορφα σώματα** ἢ (ὑγροὶ κρύσταλλοι). Ἀναλόγως τοῦ βαθμοῦ τῆς ἀνισοτροπίας διακρίνομεν δύο μεσομόρφους καταστάσεις, τὴν **σμεκτικὴν** κατάστασιν καὶ τὴν **νηματικὴν** κατάστασιν. Αἱ δύο αὐταὶ μεσόμορφοι καταστάσεις παρεμβάλλονται μεταξὺ τῆς κρυσταλλικῆς καὶ τῆς ὑγρᾶς καταστάσεως κατὰ τὴν ἑξῆς σειράν: κρυσταλλική, σμεκτική, νηματική, ὑγρά. Μερικὰ σώματα μεταπηδοῦν ἀπὸ μίαν κατάστασιν εἰς ἄλλην, χωρὶς νὰ λάβουν τὴν διάμεσον κατάστασιν. Ὅλα τὰ παρατηρηθέντα μεσόμορφα σώματα εἶναι ὀργανικαὶ ἑνώσεις καὶ τὰ μόριά των εἶναι ἐπιμήκη, ὁμοιάζοντα μὲ βελόνας. Τὰ ἐπιμήκη αὐτὰ μόρια δύνανται νὰ ὀλισθαίνουν ἐπὶ ὡρισμένων μόνον ἐπιπέδων, διατηροῦντα ὅμως πάντοτε τὸν γενικὸν προσανατολισμόν των (σμεκτικὴ κατάστασις) ἢ δύνανται νὰ μεταβοῦν ἀπὸ ἓν ὡρισμένον ἐπίπεδον εἰς ἄλλο ἐπίσης ὡρισμένον ἐπίπεδον, διατηροῦντα ὅμως πάλιν τὸν προσανατολισμόν των (νηματικὴ κατάστασις).

ΕΞΑΕΡΩΣΙΣ ΤΩΝ ΥΓΡΩΝ

69. Μεταβολὴ ὑγροῦ εἰς ἀέριον.—Ἡ καθημερινὴ παρατήρησις δεικνύει ὅτι ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας τὰ διάφορα ὑγρὰ δὲν μεταβάλλονται εἰς ἀτμοὺς μὲ τὴν ἰδίαν εὐκολίαν. Οὕτω εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν ὁ αἰθήρ, ἡ βενζίνη, τὸ οἰνόπνευμα μεταβάλλονται ταχέως εἰς ἀτμοὺς καὶ διὰ τοῦτο καλοῦνται *πτητικὰ ὑγρά*· ἀντιθέτως ἡ γλυκερίνη, ὁ ὑδράργυρος εἶναι ἐλάχιστα πτητικά. Ἐξ ἄλλου εἶναι ἐκ πείρας γνωστὸν ὅτι ἡ ἐξαέρωσις ἑνὸς ὑγροῦ δὲν συμβαίνει μόνον εἰς ὡρισμένην θερμοκρασίαν. Θὰ ἐξετάσωμεν πρῶτον πῶς συμβαίνει ἡ ἐξαέρωσις ἑνὸς καθαροῦ ὑγροῦ ἐντὸς χώρου, ὁ ὁποῖος δὲν περιέχει ἄλλο ἀέριον.

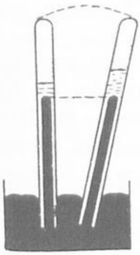
70. Ἐξαέρωσις εἰς τὸ κενόν.—Ὡς κενὸν χῶρον χρησιμοποιοῦμεν τὸ κενόν, τὸ ὁποῖον σχηματίζεται εἰς τὸν βαρομετρικὸν σωλῆνα ἄνωθεν τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου (σχ. 43). Ἐντὸς τοῦ χώρου τούτου εἰσάγομεν μίαν σταγόνα ὑγροῦ, π.χ. αἰθέρος. Τὸ ὑγρὸν μεταβάλλεται *ἀκαριαίως* εἰς ἀέριον καὶ ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου κατέρχεται ὀλίγον, ἕνεκα τῆς πιέσεως, τὴν ὁποίαν ἀσκεῖ τὸ σχηματισθὲν ἀέριον. Τὸ ἀέριον τοῦτο καλεῖται **ἀτμός**, ἡ δὲ πίεσίς του καλεῖται **τάσις** τοῦ ἀτμοῦ. Εἰσάγομεν νέαν σταγόνα αἰθέρος. Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ ὑγρὸν ἐξαερώνεται πάλιν ἀκαριαίως καὶ ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου κατέρχεται ὀλίγον. Ἡ ἐξαέρωσις τῆς δευτέρας σταγόνος φανερώνει ὅτι, πρὸ τῆς εἰσαγωγῆς της, ὁ χῶρος τοῦ βαρομετρικοῦ θαλάμου ἠδύνατο νὰ περιλάβῃ καὶ ἄλλην ποσότητα ἀτμῶν αἰθέρος ἐκτὸς ἐκείνης, τὴν ὁποίαν περιεῖχε κατ' ἐκείνην τὴν στιγμήν. Ὁ ἐντὸς τοῦ χώρου τούτου εὑρισκόμενος τότε ἀτμὸς καλεῖται **ἀκόρεστος ἀτμός.** Ἐὰν ἐξακολουθήσωμεν νὰ εἰσάγωγεν ἐντὸς τοῦ βαρομετρικοῦ θαλάμου σταγόνας αἰθέρος, ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου κατέρχεται συνεχῶς, ἕως ὅτου ἐμφανισθῇ εἰς τὴν ἀνωτέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑδραργύρου μικρὰ ποσότης ὑγροῦ. Ἐὰν τότε εἰσαχθοῦν καὶ ἄλλαι σταγόνες ὑγροῦ, ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου δὲν κατέρχεται πλέον. Λέγομεν τότε ὅτι ὁ χῶρος εἶναι **κεκορεσμένος** ἀπὸ ἀτμοὺς ἢ ὅτι ἐντὸς τοῦ χώρου τούτου ὑπάρχει **κεκορεσμένος ἀτμός.** Ἡ πίεσις, τὴν ὁποίαν ἀσκεῖ ὁ κεκορεσμένος ἀτμός, καλεῖται **μεγίστη τάσις** τοῦ ἀτμοῦ.



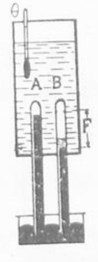
Σχ. 43. Ἐξαέρωσις εἰς τὸ κενόν.

Τὰ ἀνωτέρω φαινόμενα ἐξηγοῦνται εὐκόλως. Κατ' ἀρχὰς τὸ ὑγρὸν ἐξαερώνεται ἀκαριαίως, διότι καμμία ἐξωτερικὴ πίεσις δὲν ἀντιτίθεται εἰς τὸν σχηματισμὸν τοῦ ἀτμοῦ. Ἡ ἐξαέρωσις τοῦ ὑγροῦ ἐξακολουθεῖ, ἕως ὅτου ἡ πίεσις τοῦ παραχθέντος ἀτμοῦ ἐμποδίζῃ τὴν περαιτέρω παραγωγὴν ἀτμοῦ.

71. Ἰδιότητες τῶν κεκορεσμένων ἀτμῶν.—Ἐντὸς τοῦ βαρομετρικοῦ σωλῆνος ὑπάρχει κεκορεσμένος ἀτμὸς καὶ ἄνωθεν τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου ὑπάρχει μικρὰ ποσότης ὑγροῦ (σχ. 44). Ἐὰν κλίνωμεν τὸν σωλῆνα, ὁ ὄγκος τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ ἐλαττώνεται, ἡ τάσις ὅμως τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ διατηρεῖται σταθερά, διότι παρατηροῦμεν ὅτι δὲν μεταβάλλεται τὸ ὕψος τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου. Συγχρόνως παρατηροῦμεν ὅτι, ἐὰν ἐλαττωθῇ ὁ ὄγκος τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ, αὐξάνεται ἡ ποσότης τοῦ ὑγροῦ, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται ἄνωθεν τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου. Ὥστε ἡ μεγίστη τάσις τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν μᾶζαν τοῦ ἐξαερωθέντος ὑγροῦ. Ἡ ἐλάττωσις τοῦ ὄγκου τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ προκαλεῖ τὴν ὑγροποίησιν μέρους τοῦ ἀτμοῦ. Ἀντιστρόφως ἡ αὔξησις τοῦ ὄγκου τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ προκαλεῖ τὴν ἐξαέρωσιν μέρους τοῦ ὑπάρχοντος ὑγροῦ. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι εἰς ὡρισμένην θερμοκρασίαν ἡ τάσις τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ δὲν δύναται νὰ γίνῃ οὔτε μεγαλυτέρα, οὔτε μικροτέρα ἀπὸ τὴν μεγίστην τάσιν.



Σχ. 44. Σταθερότης τῆς μεγίστης τάσεως τῶν κεκορεσμένων ἀτμῶν.



Σχ. 45. Μέτρησις τῆς μεγίστης τάσεως εἰς διαφόρους θερμοκρασίας.

Εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν ἀντιστοιχεῖ ὡρισμένη μεγίστη τάσις τῶν κεκορεσμένων ἀτμῶν.

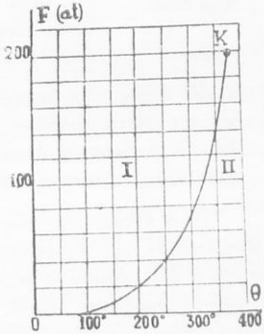
Εἰς τὸ σχῆμα 45 δεικνύεται σχηματικῶς διάταξις, μὲ τὴν ὁποίαν δυνάμεθα νὰ προσδιορίσωμεν τὴν εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν ἀντιστοιχοῦσαν μεγίστην τάσιν. Ἀπὸ τὰς μετρήσεις εὑρέθη ὅτι ἡ μεγίστη τάσις τῶν κεκορεσμένων ἀτμῶν α ὐ ξ ά ν ε τ α ι μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται αἱ ἀκόλουθοι **ἰδιότητες τῶν κεκορεσμένων ἀτμῶν:**

I. Εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν ἀντιστοιχεῖ ὡρισμένη μεγίστη τάσις, ἡ ὁποία ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ὑγροῦ.

II. Ἡ μεγίστη τάσις τῶν ἀτμῶν αὐξάνεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας.

Τὸ διάγραμμα τοῦ σχήματος 46 δεικνύει τὴν μεταβολὴν τῆς μεγίστης τάσεως τῶν ὑδρατμῶν μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Ἡ καμπύλη χωρίζει τὸ ἐπίπεδον εἰς δύο περιοχάς, ὅπως καὶ ἡ καμπύλη τήξεως· ἕκαστον σημεῖον τῆς καμπύλης ἀντιστοιχεῖ καὶ ἐδῶ εἰς μίαν κ α τ ά σ τ α σ ι ν ἰ σ ο ρ ρ ο π ί α ς μεταξὺ τοῦ ὑγροῦ καὶ τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ, δηλαδὴ ἐκφράζει μίαν συνθήκην ἐπιτρέπουσαν τὴν σ υ ν ύ π α ρ ξ ι ν ὑγροῦ καὶ κεκορεσμένου ἀτμοῦ. Ἡ μεγίστη τάσις, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένην θερμοκρασίαν, εἶναι χαρακτηριστικὴ δι᾿ ἕκαστον εἶδος κεκορεσμένου ἀτμοῦ. Οὕτω εἰς 20^0 C ἡ μεγίστη τάσις εἶναι διά:

Μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν	
Θερμοκρασία °C	Μεγίστη τάσις mm Hg
0	4,6
5	6,5
10	9,2
15	12,8
20	17,5
25	23,8
30	31,8
35	42,2
80	335
90	526
100	760
105	906
110	1073



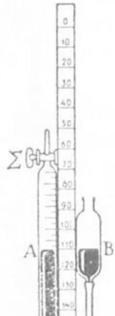
Σχ. 46. Μεταβολὴ τῆς μεγίστης τάσεως τῶν ὑδρατμῶν μετὰ τῆς θερμοκρασίας.

τὸ ὕδωρ:	**17,5 mm Hg**	τὸ οἰνόπνευμα:	**44 mm Hg**
τὸν αἰθέρα:	**442 mm Hg**	τὸν ὑδράργυρον:	**0,001 mm Hg**

Διὰ τὰς θερμοκρασίας ἄνω τῶν 100° C ἡ μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν δίδεται κατὰ προσέγγισιν εἰς ἀτμοσφαίρας ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον **τύπον τοῦ Duperray**:

μεγίστη τάσις ὑδρατμῶν εἰς θ° C: $F=\left(\frac{\theta}{100}\right)^4$ kgr*/cm²

72. Ἰδιότητες τῶν ἀκορέστων ἀτμῶν.— Διὰ νὰ ἐξετάσωμεν τὰς ἰδιότητας τῶν ἀκορέστων ἀτμῶν χρησιμοποιοῦμεν τὴν διάταξιν, μὲ τὴν ὁποίαν πειραματιζόμεθα διὰ τὴν ἀπόδειξιν τοῦ νόμου Boyle - Mariotte (σχ. 47). Κατ' ἀρχὰς ἡ στρόφιγξ Σ εἶναι ἀνοικτὴ καὶ ἀνυψώνομεν τὸν σωλῆνα Β, ἕως ὅτου ὁ σωλὴν Α γεμίσῃ μὲ ὑδράργυρον. Εἰσάγομεν τότε εἰς τὸν σωλῆνα Α μικρὰν σταγόνα ὑγροῦ (π.χ. αἰθέρος) καὶ κλείομεν τὴν στρόφιγγα. Καταβιβάζομεν τὸν σωλῆνα Β. Παρατηροῦμεν ὅτι ὁ ὑδράργυρος κατέρχεται καὶ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Α, ἡ δὲ σταγὼν τοῦ ὑγροῦ ἐξαφανίζεται. Τότε ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Α ὑπάρχουν ἀκόρεστοι ἀτμοί, οἱ ὁποῖοι ἔχουν ὡρισμένον ὄγκον (V) καὶ ὡρισμένην τάσιν (f), τὴν ὁποίαν εὐκόλως προσδιορίζομεν. Οὕτω, ἂν ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις εἶναι p_0 καὶ ἡ διαφορὰ στάθμης τοῦ ὑδραργύρου εἰς τοὺς δύο σωλῆνας εἶναι h, τότε ἡ τάσις f τῶν ἀκορέστων ἀτμῶν εἶναι : $f = p_0 - h$. Ἐφ' ὅσον ἡ θερμοκρασία διατηρεῖται σταθερά, εὑρίσκομεν ὅτι, ὅταν αὐξάνεται ὁ ὄγκος τῶν ἀκορέστων ἀτμῶν, ἡ τάσις αὐτῶν ἐλαττώνεται καὶ ἀντιστρόφως. Οὕτω εὑρίσκεται πειραματικῶς ὅτι οἱ ἀκόρεστοι ἀτμοὶ ἀκολουθοῦν κατὰ μεγάλην προσέγγισιν τὸν νόμον Boyle - Mariotte, διότι εὑρίσκεται ὅτι τὸ γινόμενον V·f εἶναι σταθερόν. Ἐπίσης τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία τῶν ἀκορέστων ἀτμῶν, οὗτοι ἀκολουθοῦν τὸν νόμον Gay - Lussac. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται αἱ ἀκόλουθοι **ἰδιότητες τῶν ἀκορέστων ἀτμῶν**:



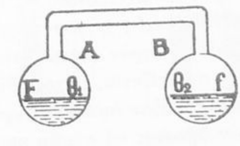
Σχ. 47. Ἀκόρεστοι ἀτμοί.

I. Ἡ τάσις τῶν ἀκορέστων ἀτμῶν εἶναι πάντοτε μικροτέρα ἀπὸ τὴν μεγίστην τάσιν, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς αὐτὴν τὴν θερμοκρασίαν.

II. Οἱ ἀκόρεστοι ἀτμοὶ ἀκολουθοῦν τοὺς νόμους τῶν ἀερίων καὶ συνεπῶς ἐξομοιώνονται πρὸς τὰ ἀέρια.

Ὅταν ἐντὸς ἑνὸς χώρου ὑπάρχουν κεκορεσμένοι ἀτμοί, οὗτοι δύνανται νὰ μεταβληθοῦν εἰς ἀκορέστους ἀτμούς, ἐὰν αὐξηθῇ ὁ ὄγκος τῶν κεκορεσμένων ἀτμῶν ἢ ἐὰν αὐξηθῇ ἡ θερμοκρασία αὐτῶν. Ἀντιστρόφως, ἐὰν ἐντὸς ἑνὸς χώρου ὑπάρχουν ἀκόρεστοι ἀτμοί, οὗτοι δύνανται νὰ μεταβληθοῦν εἰς κεκορεσμένους ἀτμούς, ἐὰν ἐλαττωθῇ ὁ ὄγκος τῶν ἀκορέστων ἀτμῶν ἢ ἐὰν ἐλαττωθῇ ἡ θερμοκρασία αὐτῶν.

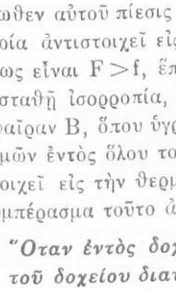
73. Ἀρχὴ τοῦ Watt.—Ὅταν ὑγρὸν περιέχεται ἐντὸς δοχείου, τὸ ὁποῖον εἶναι κενὸν ἀέρος καὶ ἔχει παντοῦ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν θ, τότε τὸ ὑγρὸν παράγει ἀτμούς, ἕως ὅτου ἡ τάσις τῶν ἀτμῶν λάβῃ τὴν μεγίστην τιμὴν F, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ. Ἄς θεωρήσωμεν τὸ δοχεῖον τοῦ σχήματος 48. Τὸ δοχεῖον δὲν περιέχει ἀέρα, αἱ δὲ δύο σφαῖραι περιέχουν τὸ αὐτὸ ὑγρόν. Αἱ δύο σφαῖραι A καὶ B διατηροῦνται εἰς διαφορετικὰς θερμοκρασίας καὶ ἡ θερμοκρασία θ_2 τῆς σφαίρας B εἶναι κατωτέρα ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν θ_1 τῆς σφαίρας A ($\theta_1 > \theta_2$). Εἰς τὴν σφαῖραν B ἡ τάσις τῶν ἀτμῶν δὲν δύναται νὰ γίνῃ μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν μεγίστην τάσιν f, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ_2. Εἰς τὴν σφαῖραν A τὸ ὑγρὸν παράγει ἀτμούς, διὰ νὰ ἀποκατασταθῇ ἄνωθεν αὐτοῦ πίεσις ἴση μὲ τὴν μεγίστην τάσιν F, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ_1. Ἐπειδὴ ὅμως εἶναι $F > f$, ἕπεται ὅτι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι ἀδύνατον νὰ ἀποκατασταθῇ ἰσορροπία, διότι συνεχῶς ἔρχονται ἀτμοὶ ἀπὸ τὴν σφαῖραν A εἰς τὴν σφαῖραν B, ὅπου ὑγροποιοῦνται. Θὰ ἀποκατασταθῇ ἰσορροπία, ὅταν ἡ πίεσις τῶν ἀτμῶν ἐντὸς ὅλου τοῦ δοχείου γίνῃ ἴση μὲ τὴν μεγίστην τάσιν f, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ_2 τοῦ ψ υ χ ρ ο τ έ ρ ο υ μέρους τοῦ δοχείου. Τὸ συμπέρασμα τοῦτο ἀποτελεῖ τὴν ἀκόλουθον **ἀρχὴν τοῦ Watt**:



Σχ. 48. Ἀρχὴ τοῦ Watt.

Ὅταν ἐντὸς δοχείου περιέχωνται κεκορεσμένοι ἀτμοὶ καὶ μία περιοχὴ τοῦ δοχείου διατηρῆται εἰς κατωτέραν θερμοκρασίαν, τότε εἰς τὴν περιοχὴν αὐτὴν γίνεται ὑγροποίησις τῶν ἀτμῶν.

74. Ἐξαέρωσις ἐντὸς χώρου περιέχοντος ἄλλο ἀέριον.— Ὅταν ὑγρὸν ἐξαερώνεται ἐντὸς χώρου, ὁ ὁποῖος περιέχει ἄλλο ἀέριον, τότε ἡ παραγωγὴ ἀτμῶν ἐπιβραδύνεται ἕνεκα τῆς παρουσίας τοῦ ἄλλου ἀερίου, ἀλλὰ δὲν ἀναστέλλεται τελείως. Πειραματικῶς ἐξετάζομεν τὴν τοιαύτην ἐξάτμισιν τοῦ ὑγροῦ μὲ τὴν συσκευὴν τοῦ σχήματος 49. Ἀρχικῶς ἡ στρόφιγξ Σ εἶναι ἀνοικτή· τότε ἐντὸς τῆς φιάλης ὑπάρχει ἀὴρ ὑπὸ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν p_0. Ἔπειτα ἀφήνομεν νὰ πέσουν ἐντὸς τῆς φιάλης μερικαὶ σταγόνες ὑγροῦ (π.χ. αἰθέρος, οἰνοπνεύματος, ὕδατος). Παρατηροῦμεν ὅτι ἐντὸς τῆς φιάλης ἡ πίεσις βαίνει αὐξανομένη. Ὅταν δὲ ἐντὸς τῆς φιάλης σχηματισθοῦν κεκορεσμένοι ἀτμοὶ (παρουσία ὑγροῦ εἰς τὸν πυθμένα τῆς φιάλης), ἡ πίεσις τοῦ ἐντὸς τῆς φιάλης μίγματος εἶναι: $p = p_0 + f$, ὅπου f εἶναι ἡ μεγίστη τάσις τοῦ ἀτμοῦ ἡ ἀντιστοιχοῦσα εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ πειράματος. Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο εἶναι σύμφωνον μὲ τὸν νόμον τοῦ Dalton (§ 42). Οὕτω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:



Σχ. 49. Ἐξαέρωσις παρουσίᾳ ἄλλου ἀερίου.

Ἡ ὁλικὴ πίεσις ἑνὸς μίγματος ἀερίου καὶ ἀτμοῦ εἶναι ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν μερικῶν πιέσεων, τὰς ὁποίας θὰ εἶχεν ἕκαστον ἀέριον τοῦ μίγματος, ἐὰν μόνον του κατελάμβανεν ὁλόκληρον τὸν ὄγκον τοῦ μίγματος.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι κατὰ τὴν ἐξαέρωσιν ὑγροῦ ἐντὸς χώρου περιέχοντος ἄλλα ἀέρια, ἡ τάσις τοῦ ἀτμοῦ εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν παρουσίαν τῶν ἄλλων ἀερίων (ἢ ἀτμῶν).

75. Ἐξάτμισις.—Ἡ βραδεῖα ἐξαέρωσις ὑγροῦ ἀπὸ μόνον τὴν ἐπιφάνειαν αὐτοῦ, ἐντὸς χώρου περιέχοντος ἄλλο ἀέριον, καλεῖται εἰδικώτερον **ἐξάτμισις.** Ἐὰν τὸ ὑγρὸν ἐξατμίζεται ἐντὸς περιωρισμένου χώρου, τότε ἡ ἐξάτμισις συνεχίζεται, μέχρις ὅτου σχηματισθῇ ἐντὸς τοῦ χώρου τούτου κεκορεσμένος ἀτμός. Ἐὰν ὅμως τὸ ὑγρὸν ἐξατμίζεται ἐντὸς ἀπεριορίστου χώρου, τότε δὲν δύναται νὰ συμβῇ κορεσμὸς τοῦ χώρου τούτου, καὶ ἡ ἐξάτμισις συνεχίζεται μέχρις ὅτου ἐξαντληθῇ τελείως τὸ ὑγρόν. Τοιαύτη εἶναι ἡ ἐξάτμισις ὑγροῦ ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας. Καλεῖται ταχύτης ἐξατμίσεως (υ) ἡ μᾶζα τοῦ ὑγροῦ, ἡ ὁποία ἐξατμίζεται εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου. Εὑρέθη ὅτι ἰσχύουν οἱ ἀκόλουθοι **νόμοι τῆς ἐξατμίσεως:**

I. Ἡ ταχύτης ἐξατμίσεως (υ) εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν (S) τοῦ ὑγροῦ.

II. Ἡ ταχύτης ἐξατμίσεως εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν διαφορὰν τῆς μεγίστης τάσεως (F), τῆς ἀντιστοιχούσης εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ πειράματος, καὶ τῆς τάσεως (f), τὴν ὁποίαν ἔχει κατὰ τὴν στιγμὴν αὐτὴν ὁ ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας ὑπάρχων ἀτμός.

III. Ἡ ταχύτης ἐξατμίσεως εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐξωτερικὴν πίεσιν (p), ἡ ὁποία ἐπιφέρεται ἐπὶ τοῦ ὑγροῦ.

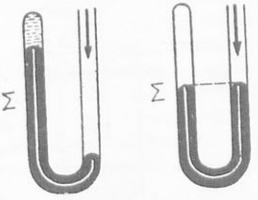
$$\boxed{\text{ταχύτης ἐξατμίσεως:} \quad \upsilon = k \cdot \frac{S(F-f)}{p}}$$

ὅπου k εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ὑγροῦ.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω προκύπτει ὅτι ἐντὸς ἀέρος κεκορεσμένου ἀπὸ ὑδρατμοὺς τὸ μὲν ὕδωρ δὲν ἐξατμίζεται, ὁ αἰθὴρ ὅμως ἐξατμίζεται, διότι ἡ τάσις τῶν ἀτμῶν τοῦ αἰθέρος εἶναι κατὰ τὴν στιγμὴν ἐκείνην ἴση μὲ μηδέν. Ἐὰν ὁ ἀὴρ εἶναι ἀπολύτως ξηρὸς ($f = 0$), ἡ ἐξάτμισις τοῦ ὕδατος εἶναι ταχεῖα, διότι ἡ ταχύτης ἐξατμίσεως εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν μεγίστην τάσιν F τῶν ὑδρατμῶν. Ἐπειδὴ δὲ ἡ μεγίστη τάσις F αὐξάνεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας, ἕπεται ὅτι ἡ ὕψωσις τῆς θερμοκρασίας ἐπιταχύνει τὴν ἐξάτμισιν. Εἰς τὸ κενὸν ἡ ἐξωτερικὴ πίεσις εἶναι ἴση μὲ μηδὲν ($p = 0$) καὶ ἡ ἐξάτμισις εἶναι τόσον ταχεῖα, ὥστε φαίνεται ὡς ἀκαριαία.

76. Βρασμός.—Ὅταν ἡ θερμοκρασία ἑνὸς ὑγροῦ φθάσῃ ὡρισμένον ὅριον, τὸ ὁποῖον καλεῖται θερμοκρασία βρασμοῦ, τότε ἡ ἐξαέρωσις τοῦ ὑγροῦ γίνεται ὁρμητικῶς. Ἐντὸς τῆς μάζης τοῦ ὑγροῦ σχηματίζονται φυσαλίδες ἀτμοῦ, αἱ ὁποῖαι ἀνέρχονται πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑγροῦ. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **βρασμὸς** καὶ παράγεται, ὅταν ἡ μεγίστη τάσις τοῦ ἀτμοῦ γίνῃ τουλάχιστον ἴση μὲ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν. Τοῦτο ἀποδεικνύεται εὔκολα πειραματικῶς. Ἐντὸς τοῦ κλειστοῦ σκέλους Σ ἑνὸς ὑοειδοῦς σωλῆνος ὑπάρχει ὕδωρ καὶ

ὑδράργυρος (σχ. 50 α)· καὶ τὰ δύο αὐτὰ ὑγρὰ εἶναι ἀπηλλαγμένα ἀπὸ ἀέρα. Βυθίζομεν τὸ σκέλος Σ ἐντὸς τῶν ἀτμῶν βράζοντος ὕδατος. Παρατηροῦμεν ὅτι ἔπειτα ἀπὸ ὀλίγον χρόνον αἱ ἐπιφάνειαι τοῦ ὑδραργύρου εἰς τὰ δύο σκέλη εὑρίσκονται εἰς τὸ αὐτὸ ἐπίπεδον (σχ. 50 β). Εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑδραργύρου τοῦ ἀνοικτοῦ σκέλους ἐνεργεῖ ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις p_0, ἐνῶ εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑδραργύρου τοῦ κλειστοῦ σκέλους ἐνεργεῖ ἡ μεγίστη τάσις F τῶν ἐντὸς τοῦ σωλῆνος σχηματισθέντων ὑδρατμῶν. Ἄρα, ἡ τάσις (F) τῶν ἀτμῶν τοῦ βράζοντος ὕδατος εἶναι ἴση μὲ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν (p_0). Πειραματικῶς εὑρέθησαν οἱ ἀκόλουθοι **νόμοι τοῦ βρασμοῦ:**



α β

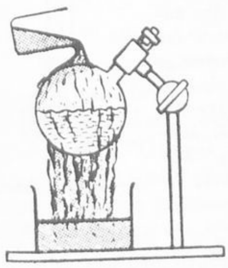
Σχ. 50. Μελέτη τοῦ βρασμοῦ.

I. Ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ἓν ὑγρὸν βράζει εἰς ὡρισμένην θερμοκρασίαν, ἡ ὁποία διατηρεῖται σταθερὰ καθ’ ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς μεταβολῆς τῆς καταστάσεως.

II. Ὑπὸ δεδομένην ἐξωτερικὴν πίεσιν (p), *ἓν ὑγρὸν βράζει εἰς ἐκείνην τὴν θερμοκρασίαν* (θ), *εἰς τὴν ὁποίαν ἡ μεγίστη τάσις* (F_θ) *τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἶναι ἴση μὲ τὴν ἐξωτερικὴν πίεσιν* (p).

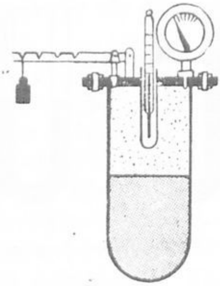
Ἡ θερμοκρασία βρασμοῦ εἶναι χαρακτηριστικὸν γνώρισμα ἑκάστου σώματος. Ἐπειδὴ ὅμως αὕτη ἐξαρτᾶται πολὺ ἀπὸ τὴν ἐξωτερικὴν πίεσιν, διὰ τοῦτο ἐκφράζομεν πάντοτε τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ ὑπὸ τὴν κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν (76 cm Hg). Καλεῖται κανονικὴ θερμοκρασία βρασμοῦ ἑνὸς ὑγροῦ ἡ θερμοκρασία, εἰς τὴν ὁποίαν τὸ ὑγρὸν βράζει ὑπὸ τὴν κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν.

77. Ἐπίδρασις τῆς ἐξωτερικῆς πιέσεως ἐπὶ τῆς θερμοκρασίας βρασμοῦ τοῦ ὕδατος.— Διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν ἐπίδρασιν τῆς ἐξωτερικῆς πιέσεως ἐπὶ τῆς θερμοκρασίας βρασμοῦ τοῦ ὕδατος, ἐκτελοῦμεν τὰ ἑξῆς πειράματα: α) Ἀνοικτὸν δοχεῖον, περιέχον ὕδωρ 30° C, τίθεται ἐντὸς κλειστοῦ χώρου Α, ἐκ τοῦ ὁποίου δυνάμεθα νὰ ἀφαιρέσωμεν τὸν ἀέρα μὲ τὴν βοήθειαν ἀεραντλίας. Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ ὕδωρ ἀρχίζει νὰ βράζῃ, ὅταν ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ χώρου Α γίνῃ 30 mm Hg, δηλαδὴ ἴση μὲ τὴν μεγίστην τάσιν τῶν ὑδρατμῶν εἰς θερμοκρασίαν 30° C.— β) Ἐντὸς φιάλης βράζομεν ὕδωρ, ἕως ὅτου ἐκδιωχθῇ τελείως ὁ ἀήρ. Κλείομεν τότε τὴν φιάλην ἀεροστεγῶς καὶ διακόπτομεν τὴν θέρμανσιν (σχ. 51). Τὸ ὕδωρ ἐξακολουθεῖ νὰ βράζῃ, διότι ἡ πίεσις ἐντὸς τῆς φιάλης ἐλαττώνεται, λόγῳ τῆς ὑγροποιήσεως μέρους τῶν ἄνωθεν τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμῶν. Ὁ βρασμὸς γίνεται ζωηρότερος, ἐὰν ψύξωμεν τοὺς ἄνωθεν τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμούς



Σχ. 51. Ἐπίδρασις τῆς πιέσεως ἐπὶ τῆς θερμοκρασίας βρασμοῦ.

ὁπότε ἐπιταχύνεται ἡ ὑγροποίησις τῶν ὑδρατμῶν.— γ) Ὁ λέβης τοῦ Papin εἶναι μεταλλικὸν δοχεῖον ἀεροστεγῶς κλειστόν, τὸ ὁποῖον φέρει ἀσφαλιστικὴν δικλεῖδα (σχ. 52). Ἡ δικλεὶς ἀνοίγει, μόνον ὅταν ἡ ἐντὸς τοῦ λέβητος πίεσις ὑπερβῇ μίαν ὡρισμένην τιμὴν ἀσφαλείας. Ὅταν θερμαίνωμεν ὁμοιομόρφως τὸ ἐντὸς τοῦ λέβητος ὕδωρ, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος ἀνέρχεται εἰς 120° C ἢ καὶ 130° C, χωρὶς ὅμως νὰ παρατηρηθῇ βρασμός. Τοῦτο συμβαίνει, διότι ἐπὶ τοῦ ὕδατος ἐνεργεῖ ἡ πίεσις p τοῦ ἀέρος καὶ ἡ μεγίστη τάσις F_θ, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν ἑκάστοτε θερμοκρασίαν θ τοῦ ὕδατος. Οὕτω ἐπὶ τοῦ ὕδατος ἐνεργεῖ ἡ ὁλικὴ πίεσις $p + F_\theta$, ἡ ὁποία εἶναι πάντοτε μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν μεγίστην τάσιν F_θ καὶ ἑπομένως εἶναι ἀδύνατον νὰ συμβῇ βρασμὸς τοῦ ὕδατος. Ἐκ τούτου συνάγεται ὅτι:

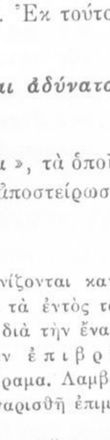


Σχ. 52. Λέβης τοῦ Papin.

Ἐντὸς κλειστοῦ δοχείου, θερμαινομένου ὁμοιομόρφως, εἶναι ἀδύνατον νὰ συμβῇ βρασμός.

Ἐφαρμογὴ τοῦ λέβητος τοῦ Papin εἶναι τὰ «αὐτόκλειστα», τὰ ὁποῖα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν βιομηχανίαν, εἰς τὰ νοσοκομεῖα διὰ τὴν ἀποστείρωσιν χειρουργικῶν ἐργαλείων κ.ἄ.

*** 78. Ἐπιβράδυνσις τοῦ βρασμοῦ.** — Αἱ φυσαλίδες, αἱ ὁποῖαι ἐμφανίζονται κατὰ τὴν ἔναρξιν τοῦ βρασμοῦ ἐντὸς τῆς μάζης τοῦ ὑγροῦ, προέρχονται ἀπὸ τὰ ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ ὑπάρχοντα ἀέρια. Ἡ παρουσία ἀερίων εἶναι ἀπαραίτητος διὰ τὴν ἔναρξιν τοῦ βρασμοῦ. Ὅταν ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ δὲν ὑπάρχουν ἀέρια, παρατηροῦμεν ἐπιβράδυνσιν τῆς ἐνάρξεως τοῦ βρασμοῦ. Τοῦτο ἐπαληθεύεται μὲ τὸ ἑξῆς πείραμα. Λαμβάνομεν μίαν φιάλην ζέσεως, τῆς ὁποίας τὰ ἐσωτερικὰ τοιχώματα ἔχουν καθαρισθῆ ἐπιμελῶς (πλύσις μὲ διάλυμα καυστικοῦ νατρίου διὰ τὴν διάλυσιν τῶν λιπαρῶν οὐσιῶν καὶ ἔπειτα πλύσις με νιτρικὸν ὀξὺ καὶ θειικον ὀξύ)· διὰ τοῦ καθαρισμοῦ τούτου καταργοῦνται τὰ αἴτια, τὰ ὁποῖα ἦτο δυνατὸν νὰ συγκρατήσουν ἀέρα προσκεκολλημένον εἰς τὰ τοιχώματα τοῦ δοχείου. Εἰσάγομεν ἔπειτα ἐντὸς τοῦ δοχείου ὕδωρ, ἀπὸ τὸ ὁποῖον ἔχουν προηγουμένως ἀφαιρεθῆ διὰ παρατεταμένου βρασμοῦ ὅλα τὰ διαλελυμένα ἀέρια. Θερμαίνομεν τὸ ὕδωρ τοῦτο. Παρατηροῦμεν ὅτι ὑπὸ τὴν κανονικὴν πίεσιν (76 cm Hg) τὸ ὕδωρ δύναται νὰ ἀποκτήσῃ θερμοκρασίαν ἀνωτέραν τῶν 100° C, χωρὶς νὰ βράσῃ. Ἐὰν ὅμως εἰσαγάγωμεν ἐντὸς τοῦ ὑπερθέρμου τούτου ὕδατος μικρὰν ποσότητα ἀέρος (σχ. 53), ἀμέσως σχηματίζονται φυσαλίδες ἀτμοῦ πέριξ τοῦ εἰσαχθέντος ἀέρος. Συγχρόνως ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος κατέρχεται ὀλίγον. Διὰ νὰ κατέλθῃ ἡ θερμοκρασία εἰς τὴν κανονικὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ 100° C, πρέπει νὰ εἰσαχθῇ ἐπαρκὴς ποσότης ἀέρος. Κατὰ τὸν βρασμὸν ἑκάστη φυσαλὶς ἀτμοῦ παρασύρει μίαν ἐλαχίστην ποσότητα τοῦ ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ εὑρισκομένου ἀέρος. Διὰ τοῦτο εἰς τὴν πρᾶξιν, διὰ νὰ ἐπιτύχουν κανονικότητα βρασμοῦ, εἰσάγουν ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ πορώδη σώματα ἢ κόνιν βαρέος σώματος, τὰ ὁποῖα περικλείουν τὸν ἀπαιτούμενον διὰ τὸν βρασμὸν ἀέρα.



Σχ. 53. Πρόκλησις βρασμοῦ εἰς ὑπέρθερμον ὕδωρ.

* **79. Θεωρία τοῦ βρασμοῦ.**— Ἄς θεωρήσωμεν μίαν φυσαλίδα ἀέρος, εὑρισκομένην ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ. Ὁ ἀὴρ οὗτος εἶναι κεκορεσμένος ἀπὸ ἀτμούς. Ἔστω V_1 ὁ ὄγκος τῆς φυσαλίδος εἰς μίαν θερμοκρασίαν θ_1 καὶ F_1 ἡ μεγίστη τάσις τῶν ἀτμῶν εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ_1. Ἡ ὁλικὴ πίεσις p_1 ἐντὸς τῆς φυσαλίδος εἶναι αἰσθητῶς ἴση μὲ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, ἡ ὁποία ἐνεργεῖ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὑγροῦ. Ἐπομένως ἡ μερικὴ πίεσις τοῦ ἀέρος ἐντὸς τῆς φυσαλίδος εἶναι $p_1 - F_1$. Εἰς μίαν ἄλλην θερμοκρασίαν τοῦ ὑγροῦ θ_2, ὁ ὄγκος τῆς φυσαλίδος γίνεται V_2 καὶ ἡ μερικὴ πίεσις τοῦ ἐντὸς αὐτῆς ἀέρος γίνεται $p_1 - F_2$ (ὅπου F_2 εἶναι ἡ μεγίστη τάσις τῶν ἀτμῶν εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ_2). Ἐφαρμόζοντες τὴν ἐξίσωσιν τῶν τελείων ἀερίων διὰ τὸν ἀέρα τῆς φυσαλίδος, ἔχομεν:

$$\frac{V_1 \cdot (p_1 - F_1)}{1 + \alpha\theta_1} = \frac{V_2 \cdot (p_1 - F_2)}{1 + \alpha\theta_2} \qquad \text{ἄρα:} \qquad V_2 = V_1 \cdot \frac{1 + \alpha\theta_2}{1 + \alpha\theta_1} \cdot \frac{p_1 - F_1}{p_1 - F_2}$$

Ἐὰν ἡ θερμοκρασία θ_2 γίνῃ ἴση μὲ τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ, διὰ τὴν ὁποίαν εἶναι $F_2 = p_1$, τότε ὁ ὄγκος τῆς φυσαλίδος αὐξάνεται ἀπεριορίστως, ἤτοι τὸ ὑγρὸν βράζει. Οὕτω μία ἐλαχίστη ποσότης ἀέρος δύναται, κατὰ τὸν βρασμόν, νὰ χρησιμεύσῃ εἰς τὸν σχηματισμὸν πολυαρίθμων μεγάλων φυσαλίδων.

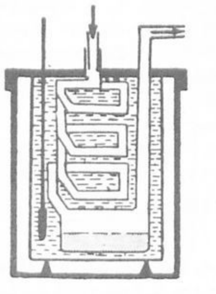
80. Θερμότης ἐξαερώσεως.— Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει (§ 76) ὅτι κατὰ τὴν διάρκειαν τοῦ βρασμοῦ ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ διατηρεῖται σταθερά, ἂν καὶ συνεχῶς προσφέρεται εἰς τὸ ὑγρὸν θερμότης. Ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία ἀπορροφᾶται ὑπὸ τοῦ ὑγροῦ κατὰ τὴν διάρκειαν αὐτῆς τῆς μεταβολῆς, δαπανᾶται διὰ τὴν κατάργησιν τῶν μεταξὺ τῶν μορίων τοῦ ὑγροῦ δυνάμεων συνοχῆς· διότι κατὰ τὴν ἐξαέρωσιν ἑνὸς ὑγροῦ τὰ μόρια αὐτοῦ γίνονται τελείως ἐλεύθερα (§ 56 β). Οὕτω προκύπτει ἓν νέον φυσικὸν μέγεθος, τὸ ὁποῖον καλεῖται **θερμότης ἐξαερώσεως** τοῦ ὑγροῦ καὶ ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

Θερμότης ἐξαερώσεως (Λ) εἰς θερμοκρασίαν θ καλεῖται ἡ ποσότης θερμότητος, τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ προσλάβῃ 1 γραμμάριον τοῦ ὑγροῦ, διὰ νὰ μεταβληθῇ τοῦτο εἰς κεκορεσμένον ἀτμὸν τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας.

Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι ἡ θερμότης ἐξαερώσεως ἑνὸς ὑγροῦ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν. Ἐκ τοῦ ἀνωτέρω ὁρισμοῦ συνάγεται ὅτι ἡ θερμότης ἐξαερώσεως μετρεῖται εἰς θερμίδας (cal) κατὰ γραμμάριον μάζης (gr), ἤτοι εἰς cal/gr.

Σῶμα	Κανονικὴ θερμοκρασία βρασμοῦ °C	Θερμότης ἐξαερώσεως cal/gr
Αἰθὴρ	34,6	86
Διθειοῦχος ἄνθραξ	46,2	87
Οἰνόπνευμα	78,4	201
Βενζόλιον	80	94
Ὕδωρ	100	539
Ὀξεικὸν ὀξὺ	118,2	111
Ὑδράργυρος	357	68

Μέτρησις τῆς θερμότητος ἐξαερώσεως.— Διὰ τὴν μέτρησιν τῆς θερμότητος ἐξαερώσεως στηριζόμεθα εἰς τὴν ἑξῆς ἀρχήν: Ὅταν 1 gr κεκορεσμένου ἀτμοῦ θερμοκρασίας θ μεταβάλλεται εἰς ὑγρὸν τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας θ, τότε τὸ ὑγρὸν ἀποβάλλει ποσότητα θερμότητος ἴσην μὲ τὴν θερμότητα ἐξαερώσεως Λ. Διὰ νὰ εὕρωμεν λοιπὸν τὴν θερμότητα ἐξαερώσεως ἑνὸς ὑγροῦ εἰς θερμοκρασίαν θ, προκαλοῦμεν τὸν βρασμὸν τοῦ ὑγροῦ εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν (ὑπὸ τὴν ἀντίστοιχον πίεσιν) καὶ διοχετεύομεν τὸν παραγόμενον ἀτμὸν δι' ἑνὸς ἑλικοειδοῦς σωλῆνος εὑρισκομένου ἐντὸς θερμιδομέτρου (σχ. 54). Τότε μᾶζα m ἀτμῶν ὑγροποιεῖται καὶ συλλέγεται ὡς ὑγρὸν ἐντὸς δοχείου. Ἐὰν K εἶναι ἡ θερμοχωρητικότης τοῦ θερμιδομέτρου, θ_0 ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία του καὶ θ_1 ἡ τελικὴ θερμοκρασία τοῦ συστήματος (θερμιδόμετρον - ὑγρὸν τοῦ δοχείου), τότε τὸ θερμιδόμετρον ἀπερρόφησε ποσότητα θερμότητος: $K \cdot (\theta_1 - \theta_0)$. Ἐὰν Λ_θ εἶναι ἡ θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ ὑγροῦ εἰς θερμοκρασίαν θ καὶ c_υ εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὑγροῦ, τότε ἡ μᾶζα m τοῦ ἀτμοῦ κατὰ τὴν μεταβολήν της εἰς ὑγρὸν θερμοκρασίας θ ἀπέβαλε ποσότητα θερμότητος: $m \cdot \Lambda_\theta + m \cdot c_\upsilon \cdot (\theta - \theta_1)$. Ἄρα ἔχομεν τὴν ἐξίσωσιν:



Σχ. 54. Μέτρησις τῆς θερμότητος ἐξαερώσεως.

$$m \cdot \Lambda_\theta + m \cdot c_\upsilon \cdot (\theta - \theta_1) = K \cdot (\theta_1 - \theta_0)$$

ἀπὸ τὴν ὁποίαν εὑρίσκομεν τὴν θερμότητα ἐξαερώσεως Λ_θ. Εἰς τὸν πίνακα τῆς σελίδος 59 ἀναγράφονται αἱ θερμότητες ἐξαερώσεως μερικῶν ὑγρῶν εἰς τὴν κανονικὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ ἑκάστου ὑγροῦ.

81. Θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ ὕδατος.—Ἰδιαίτερον ἐνδιαφέρον παρουσιάζει ὁ ἀκριβὴς προσδιορισμὸς τῆς θερμότητος ἐξαερώσεως τοῦ ὕδατος. Ἀπὸ τὰς μετρήσεις εὑρέθη ὅτι:

***Ἡ θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ ὕδατος εἰς τὴν κανονικὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ εἶναι 539* cal/gr.**

Ἀπὸ τὰς μετρήσεις εὑρέθη ἐπίσης ὅτι μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν 0° C καὶ 200° C ἡ θερμότης ἐξαερώσεως (Λ) τοῦ ὕδατος εἰς θερμοκρασίαν θ° C δίδεται κατὰ προσέγγισιν ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον **τύπον τοῦ Regnault**:

θερμότης ἐξαερώσεως ὕδατος εἰς θ° C: $\Lambda_\theta = 606{,}5 - 0{,}695\,\theta$ (cal/gr)

Διὰ τὴν κανονικὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ θ = 100° C ὁ τύπος τοῦ Regnault δίδει:

$$\Lambda_{100} = 606{,}5 - 69{,}5 = 537 \text{ cal/gr}$$

Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ σφάλμα τοῦ τύπου τοῦ Regnault εἶναι 2 cal/gr εἰς τὴν θερμοκρασίαν 100° C. Αἱ μετρήσεις ἀπέδειξαν ὅτι τὸ ὕδωρ ἔχει τὴν μεγαλυτέραν θερμότητα ἐξαερώσεως ἐξ ὅλων τῶν ἄλλων ὑγρῶν.

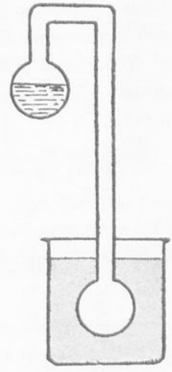
82. Ὁλικὴ θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ ὕδατος. — Ἂς θεωρήσωμεν 1 gr ὕδατος θερμοκρασίας 0° C. Διὰ νὰ θερμανθῇ τοῦτο ἀπὸ 0° C εἰς θ° C καὶ νὰ μεταβληθῇ εἰς κεκορεσμένον ἀτμὸν τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας θ° C, πρέπει νὰ προσλάβῃ συνολικῶς ποσότητα θερμότητος:

$$\Lambda_{o\lambda} = \theta + \Lambda_\theta = \theta + 606{,}5 - 0{,}695\,\theta$$

Αὐτὴ ἡ ποσότης θερμότητος καλεῖται **ὁλικὴ θερμότης ἐξαερώσεως** τοῦ ὕδατος εἰς θερμοκρασίαν θ° C καὶ φανερώνει τὴν ποσότητα θερμότητος, τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ προσλάβῃ 1 gr ὕδατος, ἔχοντος τὴν θερμοκρασίαν τῆς τήξεως, διὰ νὰ μεταβληθῇ εἰς κεκορεσμένον ἀτμὸν θερμοκρασίας θ° C. Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν εὑρίσκομεν :

ὁλικὴ θερμότης ἐξαερώσεως ὕδατος εἰς θ° C : $\Lambda_{o\lambda} = 606{,}5 + 0{,}305\,\theta$ (cal/gr)

83. Ψῦχος παραγόμενον κατὰ τὴν ἐξάτμισιν.— Εἰς οἱανδήποτε θερμοκρασίαν καὶ ἂν γίνεται ἡ ἐξαέρωσις (βρασμός, ἐξάτμισις), πάντοτε ἀπαιτεῖται δαπάνη θερμότητος. Ἡ ἀπαιτουμένη θερμότης ἢ προσφέρεται ἔξωθεν ἢ προσφέρεται ἀπὸ τὸ ἴδιον τὸ ὑγρὸν (§ 56 β). Ὅταν ὅμως ἡ ἀπαιτουμένη θερμότης προσφέρεται ἀπὸ τὸ ἴδιον τὸ ὑγρόν, τότε κατ' ἀνάγκην ἐπέρχεται ψῦξις τοῦ ὑγροῦ. Ἡ ἐξάτμισις εἶναι μία μορφὴ ἐξαερώσεως, κατὰ τὴν ὁποίαν οἱ ἀτμοὶ παράγονται μόνον ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑγροῦ. Ἑπομένως καὶ διὰ τὴν ἐξάτμισιν πρέπει νὰ δαπανηθῇ θερμότης. Ὅταν ὅμως αὕτη δὲν προσφέρεται ἔξωθεν, τότε τὸ ἐξατμιζόμενον ὑγρὸν προσλαμβάνει τὴν ἀπαιτουμένην διὰ τὴν ἐξάτμισιν θερμότητα ἀπὸ αὐτὴν τὴν μᾶζαν του ἢ ἀπὸ τὰ σώματα, μὲ τὰ ὁποῖα εὑρίσκεται εἰς ἐπαφήν. Οὕτω τὸ ἐξατμιζόμενον ὑγρὸν προκαλεῖ ψῦξιν, ἡ ὁποία εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον ταχυτέρα εἶναι ἡ ἐξάτμισις (π.χ. ἡ ψῦξις τῆς χειρός μας κατὰ τὴν ἐξάτμισιν τοῦ ἐπ' αὐτῆς αἰθέρος). Ἡ σημαντικὴ ψῦξις τοῦ ὑγροῦ κατὰ τὴν ταχεῖαν ἐξάτμισιν αὐτοῦ καταφαίνεται μὲ τὸ πείραμα, τὸ ὁποῖον δεικνύει τὸ σχῆμα 55. Ἡ συσκευὴ (κρυοφόρον) ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο σφαίρας ἐξ ὑάλου, αἱ ὁποῖαι συνδέονται μεταξύ των διὰ λεπτοῦ σωλῆνος. Ἀπὸ τὴν συσκευὴν ἔχει ἀφαιρεθῇ τελείως ὁ ἀήρ. Ἐντὸς τῆς συσκευῆς ὑπάρχει μόνον ὕδωρ καὶ κεκορεσμένοι ὑδρατμοί. Φέρομεν τὸ ὕδωρ ἐντὸς τῆς ἀνωτέρας σφαίρας καὶ ἔπειτα ψύχομεν μὲ τὴν βοήθειαν ψυκτικοῦ μίγματος τὴν κατωτέραν σφαῖραν. Ἡ τάσις τῶν ἐντὸς τῆς κατωτέρας σφαίρας ὑδρατμῶν ἐλαττώνεται καὶ οὕτω τὸ ἐντὸς τῆς ἀνωτέρας σφαίρας ὕδωρ ἐξατμίζεται ταχέως. Ἡ ἀπαιτουμένη ποσότης θερμότητος προσφέρεται ἀπὸ αὐτὸ τοῦτο τὸ ὕδωρ, τὸ ὁποῖον ψύχεται τόσον πολύ, ὥστε ἀποτόμως μέρος τοῦ ὕδατος μεταβάλλεται εἰς πάγον.



Σχ. 55. Ψῦξις κατὰ τὴν ταχεῖαν ἐξάτμισιν.

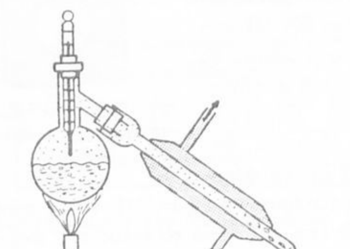
84. Θερμοκρασία βρασμοῦ ἀραιῶν διαλυμάτων.—Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι ἡ θερμοκρασία βρασμοῦ τῶν ἀραιῶν διαλυμάτων εἶναι ἀνωτέρα ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ τοῦ καθαροῦ διαλυτικοῦ μέσου, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία πήξεως αὐτῶν εἶναι κατωτέρα ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν πήξεως τοῦ καθαροῦ διαλυτικοῦ μέσου (§ 67). Ἐὰν ἐντὸς Μ γραμμαρίων τοῦ διαλυτικοῦ μέσου εἶναι διαλελυμένα m γραμμάρια μὴ ἠλεκτρολυσίμου σώματος, ἔχοντος μοριακὴν μᾶζαν μ, τότε ἡ ὕψωσις Δθ τῆς θερμοκρασίας βρασμοῦ τοῦ διαλύματος δίδεται ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον **νόμον τοῦ Raoult** :

Δι' ἓν ὡρισμένον διαλυτικὸν μέσον ἡ ὕψωσις τῆς θερμοκρασίας βρασμοῦ τοῦ διαλύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν κατὰ μονάδα μάζης τοῦ διαλυτικοῦ μέσου διαλελυμένην μᾶζαν τοῦ σώματος καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν μοριακὴν μᾶζαν τοῦ διαλελυμένου σώματος.

νόμος τοῦ Raoult: $$\Delta\theta = K_1 \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{1}{\mu}$$

ὅπου K_1 εἶναι ἡ σταθερὰ ζεσεομετρίας ἐξαρτωμένη μόνον ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ διαλυτικοῦ μέσου. Κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὴν σταθερὰν κρυομετρίας K, ἡ σταθερὰ K_1 καλεῖται καὶ μοριακὴ ὕψωσις τῆς θερμοκρασίας βρασμοῦ, διότι φανερώνει τὴν ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας βρασμοῦ ἑνὸς διαλύματος περιέχοντος ἐν διαλύσει 1 γραμμομόριον τοῦ σώματος κατὰ γραμμάριον τοῦ διαλυτικοῦ μέσου. Αἱ δύο σταθεραὶ K καὶ K_1 εἶναι διαφορετικαὶ διὰ τὸ αὐτὸ διαλυτικὸν μέσον. Ὁ ἀνωτέρω νόμος τοῦ Raoult χρησιμεύει διὰ τὸν προσδιορισμὸν τῆς μοριακῆς μάζης διαφόρων χημικῶν ἑνώσεων (μέθοδος ζεσεομετρίας).

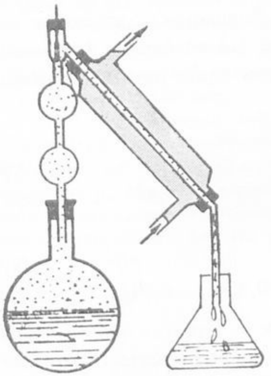
85. Ἀπόσταξις.—Ἡ ἀπόσταξις ἑνὸς ὑγροῦ ἐπιτυγχάνεται, ὅταν οἱ παραγόμενοι κεκορεσμένοι ἀτμοὶ θερμοκρασίας θ φέρωνται ἐντὸς ἄλλου χώρου, ὁ ὁποῖος διατηρεῖται εἰς θερμοκρασίαν θ_1 μικροτέραν ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ τοῦ ὑγροῦ· τότε οἱ ἐντὸς τοῦ χώρου τούτου ἐρχόμενοι ἀτμοὶ ὑγροποιοῦνται.



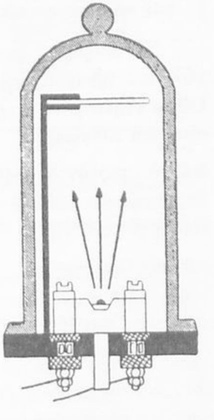
Σχ. 56. Συσκευὴ ἀποστάξεως.

Τὸ σχῆμα 56 δεικνύει μίαν πολὺ ἁπλῆν διάταξιν, τὴν ὁποίαν χρησιμοποιοῦμεν εἰς τὰ ἐργαστήρια διὰ τὴν ἀπόσταξιν ὑγρῶν. Ἡ ψῦξις γίνεται διὰ ρεύματος ψυχροῦ ὕδατος. Ἐὰν τὸ ὑγρὸν περιέχῃ ἐν διαλύσει ἄλλα σώματα μὴ πτητικά, τότε κατὰ τὴν ἀπόσταξιν τοῦ διαλύματος ὑγροποιοῦνται μόνον οἱ ἀτμοὶ τοῦ ὑγροῦ καὶ οὕτω λαμβάνεται τὸ ὑγρὸν τοῦτο τελείως καθαρόν. Τὰ διαλελυμένα σώματα παραμένουν εἰς τὸν ἀποστακτῆρα (π.χ. παρασκευὴ τοῦ ἀπεσταγμένου ὕδατος).

Ἐὰν τὸ ὑγρὸν εἶναι μῖγμα πτητικῶν ὑγρῶν, τότε ὁ πλήρης διαχωρισμός των διὰ τῆς ἀποστάξεως εἶναι δυσκολώτερος. Ἂς θεωρήσωμεν π.χ. μῖγμα ὕδατος καὶ οἰνοπνεύματος. Τὸ οἰνόπνευμα εἶναι πτητικώτερον ἀπὸ τὸ ὕδωρ. Ὅταν ἀρχίζῃ ὁ βρασμός, οἱ παραγόμενοι ἀτμοὶ εἶναι πλουσιώτεροι εἰς οἰνόπνευμα παρὰ τὸ ἀρχικὸν μῖγμα. Ἐφ' ὅσον προχωρεῖ ἡ ἀπόσταξις, ἡ ἀναλογία τοῦ ὕδατος ἐντὸς τοῦ λέβητος βαίνει συνεχῶς αὐξανομένη· οὕτω ἡ θερμοκρασία βρασμοῦ τοῦ ἀπομείναντος ὑγροῦ ὑψώνεται καὶ οἱ παραγόμενοι ἀτμοὶ περιέχουν περισσοτέρους ὑδρατμούς. Τὰ προϊόντα τῆς ἀποστάξεως συλλέγονται διαδοχικῶς· τὰ προϊόντα αὐτὰ (κλάσματα) ἀποτελοῦν σειρὰν μιγμάτων, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ ἀναλογία τοῦ οἰνοπνεύματος βαίνει συνεχῶς ἐλαττουμένη. Ἐὰν ἕκαστον τῶν μιγμάτων τούτων ὑποβληθῇ εἰς νέαν κλασματικὴν ἀπόσταξιν, ἐπιτυγχάνεται πληρέστερος διαχωρισμὸς τῶν δύο σωμάτων· τοῦτο ἐπαναλαμβάνεται πολλάκις. Εὐκολώτερα ἐπιτυγχάνεται ὁ διαχωρισμὸς τῶν δύο σωμάτων, ἐὰν οἱ παραγόμενοι ἀτμοὶ διέρχωνται διὰ συστήματος σφαιρῶν (σχ. 57)· αὗται ψύχουν τοὺς ἀτμοὺς καὶ ἀναγκάζουν τὰ ὀλιγώτερον πτητικὰ σώματα νὰ ὑγροποιηθοῦν καὶ νὰ ἐπιστρέψουν εἰς τὸν λέβητα. Οὕτω ἀποστάζονται καὶ συλλέγονται μόνον τὰ πτητικὰ ὑγρὰ τοῦ μίγματος. Ἐπὶ τῆς ἀρχῆς αὐτῆς στηρίζεται ἡ λειτουργία τῆς στήλης, ἐντὸς τῆς ὁποίας ἀποστάζεται ὁ οἶνος πρὸς παρασκευὴν τοῦ οἰνοπνεύματος.



Σχ. 57. Συσκευὴ κλασματικῆς ἀποστάξεως.



Σχ. 58. Ἀπόσταξις μετάλλου εἰς τὸ κενόν.

Διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν τὴν ἀπόσταξιν ὑγρῶν, τὰ ὁποῖα θερμαινόμενα ἀποσυντίθενται εὔκολα, ἐλαττώνομεν τὴν πίεσιν ἐντὸς τῆς συσκευῆς, ὥστε ὁ βρασμὸς νὰ γίνῃ εἰς χαμηλὴν θερμοκρασίαν (ἀπόσταξις ὑπὸ χαμηλὴν πίεσιν).

Τὰ μέταλλα δύνανται νὰ ὑποστοῦν ἀπόσταξιν, ἐὰν ὑψωθῇ πολὺ ἡ θερμοκρασία των (π.χ. καθαρισμὸς τοῦ ψευδαργύρου). Εἰς τὸ κενὸν τὰ μέταλλα παράγουν εὐκόλως ἀτμούς. Οὕτω θερμαίνοντες εἰς τὸ κενὸν ἄργυρον ἢ ἀργίλλιον δυνάμεθα νὰ μεταβάλωμεν μίαν πλάκα ὑάλου εἰς κάτοπτρον. Ἐπὶ μιᾶς ταινίας ἐκ βολφραμίου, ἡ ὁποία διαπυρώνεται δι' ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, τοποθετεῖται τεμάχιον ἀργύρου (σχ. 58). Τότε ὁ ἄργυρος ἐξαερώνεται καὶ ἐκπέμπει εὐθυγράμμως ἄτομα, τὰ ὁποῖα ἐπικάθηνται ἐπὶ τῆς ὑαλίνης πλακός. Οὕτω ἡ πλὰξ τῆς ὑάλου ἐπαργυρώνεται καὶ μεταβάλλεται εἰς κάτοπτρον. Ἡ τοιαύτη μέθοδος ἐπιμεταλλώσεως χρησιμοποιεῖται σήμερον εἰς τὴν βιομηχανίαν διὰ τὴν ταχεῖαν ἐπιμετάλλωσιν διαφόρων ἀντικειμένων.

86. Ἐξάχνωσις.—Ἓν στερεὸν σῶμα δύναται νὰ ἀναδίδῃ ἀτμούς, ὅπως καὶ ἓν ὑγρόν. Τὸ φαινόμενον τοῦτο εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν ἐξάτμισιν καὶ καλεῖται **ἐξάχνωσις.** Κατὰ τὴν ἐξάχνωσιν τὸ στερεὸν μεταβάλλεται ἀμέσως εἰς ἀέριον, χωρὶς νὰ διέλθῃ προηγουμένως διὰ τῆς ὑγρᾶς καταστάσεως. Ἡ ἐξάχνωσις εἶναι ἰδιαιτέρως καταφανὴς εἰς ὡρισμένα σώματα, ὅπως εἶναι τὸ ἰώδιον, ἡ ναφθαλίνη, ἡ καμφορὰ καὶ μεγάλος ἀριθμὸς στερεῶν σωμάτων, τὰ ὁποῖα ἀναδί-

δουν ὀσμήν. Τὸ πείραμα ἀπέδειξεν ὅτι ὑπὸ καταλλήλους συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως δύναται νὰ ὑποστῇ ἐξάχνωσιν ὁ πάγος καὶ πολλὰ ἄλλα σώματα. Εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν ἀντιστοιχεῖ μία πίεσις κορεσμοῦ, ὥστε δυνάμεθα νὰ διατυπώσωμεν τὸν ἀκόλουθον νόμον:

Εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν ἓν στερεὸν σῶμα καὶ ὁ ἀτμός του εὑρίσκονται εἰς ἰσορροπίαν, ὅταν ὁ ἀτμὸς ἔχῃ μίαν ὡρισμένην πίεσιν.

Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι, ὅταν ὑψώνεται ἡ θερμοκρασία, αὐξάνεται ταχέως καὶ ἡ πίεσις, τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ ἔχῃ ὁ ἀτμός, διὰ νὰ ὑπάρχῃ ἰσορροπία. Οὕτω εὑρέθησαν πειραματικῶς αἱ ἑπόμεναι ἀντιστοιχίαι τιμῶν μεταξὺ θερμοκρασίας καὶ πιέσεως:

διὰ τὸ στερεὸν διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος:

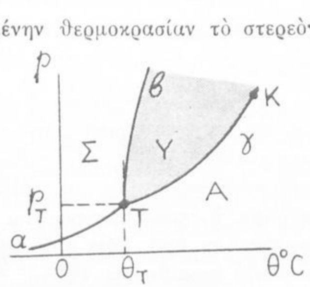
θερμοκρασία θ° C:	—125°	—115°	—79°	—57°
πίεσις p (cm Hg):	0,5	2	76	388

διὰ τὴν καμφοράν:

θερμοκρασία θ° C:	0°	20°	40°	60°	80°	100°
πίεσις p (cm Hg):	0,006	0,015	0,060	0,255	0,915	2,72

Ἀπὸ τὴν τοιαύτην πειραματικὴν ἔρευναν λαμβάνομεν δι' ἕκαστον στερεὸν σῶμα μίαν καμπύλην ἰσορροπίας, ἡ ὁποία καλεῖται **καμπύλη ἐξαχνώσεως.** Ἕκαστον σημεῖον τῆς καμπύλης αὐτῆς παριστᾷ ὡρισμένας συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως, αἱ ὁποῖαι ἐξασφαλίζουν τὴν ἰσορροπίαν μεταξὺ τοῦ στερεοῦ καὶ τοῦ ἀτμοῦ.

87. Τριπλοῦν σημεῖον.— Εἰς μίαν ὡρισμένην θερμοκρασίαν τὸ στερεὸν καὶ τὸ ὑγρὸν δύνανται νὰ συνυπάρχουν, μόνον ὅταν ἡ πίεσις ἔχῃ μίαν ὡρισμένην τιμήν, τὴν ὁποίαν προσδιορίζει ἡ καμπύλη τήξεως. Ἐπίσης αἱ συνθῆκαι συνυπάρξεως τῶν συστημάτων ὑγρὸν - ἀτμὸς καὶ στερεὸν - ἀτμὸς καθορίζονται ἀντιστοίχως ἀπὸ τὴν καμπύλην ἐξαερώσεως καὶ τὴν καμπύλην ἐξαχνώσεως. Ἐὰν εἰς τὸ αὐτὸ διάγραμμα κατασκευάσωμεν τὰς ἀνωτέρω τρεῖς χαρακτηριστικὰς καμπύλας ἑνὸς σώματος, παρατηροῦμεν ὅτι αὗται τέμνονται εἰς ἓν σημεῖον Τ (σχ. 59). Τὸ σημεῖον τοῦτο Τ καλεῖται **τριπλοῦν σημεῖον** καὶ ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένην θερμοκρασίαν θ_T καὶ πίεσιν p_T. Ὥστε:

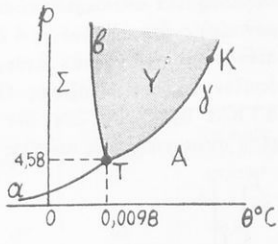


Σχ 59. Αἱ τρεῖς καμπύλαι, ἐξαχνώσεως (α), τήξεως (β) καὶ ἐξαερώσεως (γ) τέμνονται εἰς τὸ σημεῖον Τ. (Τ τριπλοῦν σημεῖον.)

I. Αἱ καμπύλαι τήξεως, ἐξαερώσεως καὶ ἐξαχνώσεως τέμνονται εἰς ἓν σημεῖον Τ, τὸ ὁποῖον καλεῖται τριπλοῦν σημεῖον.

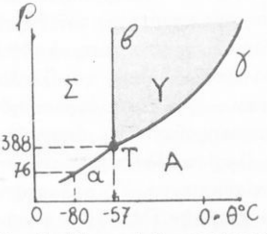
II. Τὸ τριπλοῦν σημεῖον καθορίζει εἰς ποίαν θερμοκρασίαν καὶ ὑπὸ ποίαν πίεσιν δύνανται νὰ συνυπάρχουν εἰς κατάστασιν ἰσορροπίας τὸ στερεόν, τὸ ὑγρὸν καὶ ὁ ἀτμός.

Οὕτω διὰ τὸ ὕδωρ τὸ τριπλοῦν σημεῖον ἀντιστοιχεῖ εἰς θερμοκρασίαν 0,0098° C καὶ πίεσιν 4,58 mm Hg (σχ. 60). Αἱ τρεῖς καμπύλαι χωρίζουν τὸ ἐπίπεδον τοῦ διαγράμματος εἰς τρεῖς περιοχάς: α) Τὴν περιοχὴν εἰς τὴν ὁποίαν ἡ μόνη σταθερὰ κατάστασις τοῦ σώματος εἶναι ἡ ἀέριος κατάστασις, δηλαδὴ τοῦ ἀκορέστου ἀτμοῦ, ἐκτὸς τῶν σημείων τὰ ὁποῖα εὑρίσκονται ἐπὶ τῆς καμπύλης ἐξαερώσεως ἢ ἐξαχνώσεως καὶ τὰ ὁποῖα ἀντιστοιχοῦν εἰς κεκορεσμένον ἀτμόν. β) Τὴν περιοχὴν εἰς τὴν ὁποίαν ἡ μόνη σταθερὰ κατάστασις τοῦ σώματος εἶναι ἡ ὑγρὰ κατάστασις. γ) Τὴν περιοχὴν εἰς τὴν ὁποίαν ἡ μόνη σταθερὰ κατάστασις τοῦ σώματος εἶναι ἡ στερεὰ κατάστασις.



Σχ. 60. Τὸ τριπλοῦν σημεῖον τοῦ ὕδατος (ἡ πίεσις εἰς mm Hg). (Α ἀτμός, Υ ὑγρόν, Σ στερεόν.)

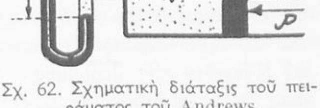
Ἀπὸ τὸ διάγραμμα τοῦ σχήματος 59 φαίνεται ἀμέσως, ὅτι ἓν σῶμα δὲν δύναται νὰ ὑπάρχῃ εἰς ὑγρὰν κατάστασιν, ἐφ' ὅσον ἡ πίεσις p εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὴν πίεσιν p_T τὴν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς τὸ τριπλοῦν σημεῖον. Ὅταν λοιπὸν ἓν στερεὸν σῶμα θερμαίνεται ὑπὸ πίεσιν p μικροτέραν ἀπὸ τὴν p_T, τὸ στερεὸν δὲν τήκεται, ἀλλὰ μεταβάλλεται ἀμέσως εἰς ἀτμόν. Τὸ φαινόμενον τοῦτο εἶναι δύσκολον νὰ παρατηρηθῇ εἰς τὸν πάγον, διότι ἡ πίεσις p_T (4,58 mm Hg) εἶναι πολὺ μικρά, δύναται ὅμως νὰ παρατηρηθῇ εὔκολα εἰς τὸ ἀρσενικόν, τὸ στερεὸν διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος κ.ἄ., διὰ τὰ ὁποῖα ἡ πίεσις p_T, ἡ ἀντιστοιχοῦσα εἰς τὸ τριπλοῦν σημεῖον, εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν. Οὕτω διὰ τὸ στερεὸν διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος (σχ. 61) εἶναι: $\theta_T = -57^\circ$ C καὶ $p_T = 388$ cm Hg (ἤτοι $p_T = 5{,}1$ at). Ἐὰν λοιπὸν θερμαίνωμεν στερεὸν διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος ἐντὸς ἀνοικτοῦ δοχείου, δηλαδὴ ὑπὸ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν 76 cm Hg, τὸ σῶμα δὲν τήκεται, ἀλλὰ μεταβάλλεται ἀπ' εὐθείας εἰς ἀτμόν. Ἐὰν ὅμως θερμάνωμεν τὸ σῶμα τοῦτο ἐντὸς κλειστοῦ δοχείου, τότε ἡ τάσις τῶν ἀτμῶν του αὐξάνεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας· οὕτω ἔρχεται στιγμή, κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ δοχείου γίνεται μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν πίεσιν p_T καὶ τὸ σῶμα τήκεται.



Σχ. 61. Τὸ τριπλοῦν σημεῖον τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος (ἡ πίεσις εἰς cm Hg). (Α ἀέριον, Υ ὑγρόν, Σ στερεόν.)

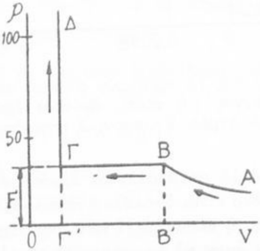
ΥΓΡΟΠΟΙΗΣΙΣ ΤΩΝ ΑΕΡΙΩΝ

88. Πείραμα τοῦ Andrews. — Ὁ Andrews εὗρε πειραματικῶς ὑπὸ ποίας συνθήκας ἐπιτυγχάνεται ἡ μεταβολὴ ἑνὸς ἀερίου εἰς ὑγρόν, ἤτοι ἡ ὑγροποίησις ἑνὸς ἀερίου. Ἂς ἐπαναλάβωμεν τὸ πείραμα τοῦ Andrews. Ἐντὸς κυλίνδρου (σχ. 62) θέτομεν 1 γραμμάριον διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος. Δι' ἑνὸς ἐμβόλου δυνάμεθα νὰ μεταβάλωμεν τὴν πίεσιν τοῦ ἀερίου, τὴν ὁποίαν μετροῦμεν εἰς ἑκάστην στιγμὴν μὲ μανόμετρον. Ἡ ἀνωτέρω πειραματικὴ διάταξις εἶναι καθαρῶς σχηματική, διὰ τὴν εὔκολον κατανόησιν τῆς ἀρχῆς τοῦ πειράματος. Ὁ κύλινδρος διατηρεῖται εἰς σταθερὰν



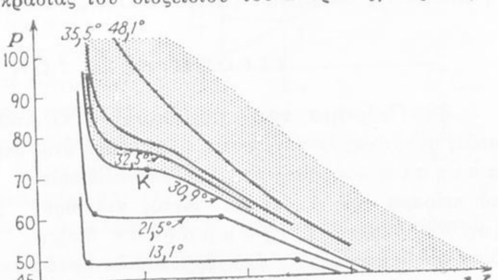
Σχ. 62. Σχηματικὴ διάταξις τοῦ πειράματος τοῦ Andrews.

θερμοκρασίαν καὶ ἑπομένως τὸ ἀέριον θὰ ὑφίσταται πάντοτε ἰ σ ό θ ε ρ μ ο ν μεταβολήν. Κατ᾿ ἀρχὰς τὸ ἀέριον ἔχει πολὺ μικρὰν πίεσιν. Ἂς ὑποθέσωμεν ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου εἶναι 13° C. Συμπιέζομεν βαθμιαίως τὸ ἀέριον, ὁπότε ἡ μὲν πίεσίς του αὐξάνεται, ὁ δὲ ὄγκος του V ἐλαττώνεται. Αἱ ἀντίστοιχοι τιμαὶ τῆς πιέσεως καὶ τοῦ ὄγκου καθορίζουν ἓν παραστατικὸν σημεῖον ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου, τὸ ὁποῖον ὁρίζουν οἱ ἄξονες OV καὶ Op (σχ. 63). Παρατηροῦμεν τότε τὰ ἑξῆς: α) Κατ᾿ ἀρχάς, ἐφ᾿ ὅσον δὲν συμβαίνει ὑγροποίησις, ἡ μεταβολὴ τοῦ ὄγκου τοῦ ἀερίου συναρτήσει τῆς πιέσεως ἀκολουθεῖ τὸν νόμον Boyle - Mariotte καὶ τὸ παραστατικὸν σημεῖον διαγράφει τὸ τόξον AB.—β) Ἐὰν ἐξακολουθήσῃ ἡ ἐλάττωσις τοῦ ὄγκου, ἔρχεται στιγμή, κατὰ τὴν ὁποίαν ἀρχίζει νὰ συμβαίνῃ ὑγροποίησις· τότε ἡ πίεσις εἶναι 47 at. Ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου ὑπάρχει τότε κεκορεσμένος ἀτμὸς ὑπὸ τὴν μεγίστην τάσιν F, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν 13° C. Ἡ περαιτέρω ἐλάττωσις τοῦ ὄγκου γίνεται ὑπὸ σ τ α θ ε ρ ὰ ν π ί ε σ ι ν. Μόνη συνέπεια τῆς ἐλαττώσεως τοῦ ὄγκου εἶναι ἡ αὔξησις τῆς ποσότητος τοῦ ὑγροῦ. Τὸ παραστατικὸν σημεῖον διαγράφει τότε τὸ εὐθύγραμμον τμῆμα ΒΓ, τὸ ὁποῖον εἶναι παράλληλον πρὸς τὸν ἄξονα τῶν ὄγκων.—γ) Ὅταν ὑγροποιηθῇ ὅλον τὸ ἀέριον, τότε παρατηροῦμεν ὅτι ἀπαιτεῖται πολὺ μεγάλη αὔξησις τῆς πιέσεως, διὰ νὰ κατορθωθῇ ἐλαχίστη ἐλάττωσις τοῦ ὄγκου· τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι τὰ ὑγρὰ εἶναι ἐλάχιστα συμπιεστά. Τὸ παραστατικὸν σημεῖον διαγράφει τότε τὴν ἀποτόμως ἀνερχομένην γραμμὴν ΓΔ. Ἡ ὅλη καμπύλη ΑΒΓΔ ἀποτελεῖ τὴν ἰ σ ό θ ε ρ μ ο ν τῆς συμπιέσεως τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος, τὴν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς θερμοκρασίαν 13° C.



Σχ. 63. Ἰσόθερμος τοῦ CO_2 διὰ τὴν θερμοκρασίαν 13° C. (Ἡ πίεσις p εἰς at.)

89. Ὑγροποίησις τοῦ ἀερίου.— Ἐὰν ἐπαναλάβωμεν τὸ πείραμα τοῦ Andrews διὰ διαφόρους θερμοκρασίας τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος, εὑρίσκομεν ὅτι εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν ἀντιστοιχεῖ ἰδιαιτέρα ἰσόθερμος καμπύλη. Ἐὰν αἱ ἰσόθερμοι αὐταὶ παρασταθοῦν εἰς ἓν διάγραμμα, τότε θὰ λάβωμεν τὸ δ ί κ τ υ ο ν τ ῶ ν ἰ σ ο θ έ ρ μ ω ν τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος σχ. 64). Ἀπὸ τὸ διάγραμμα τοῦτο συνάγονται τὰ ἑξῆς συμπεράσματα: α) Κάτωθεν τῆς θερμοκρασίας 31° C αἱ ἰσόθερμοι παρουσιάζουν ἓν εὐθύγραμμον τμῆμα, παράλληλον πρὸς τὸν ἄξονα τῶν ὄγκων. Τὸ εὐθύγραμμον τοῦτο τμῆμα βαίνει ἐλαττούμενον, ἐφ᾿ ὅσον ὑψώνεται ἡ θερμοκρα-



Σχ. 64. Τὸ δίκτυον τῶν ἰσοθέρμων τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος. (Κρίσιμος θερμοκρασία 30,9° C, ἢ περίπου 31° C.)

σία καὶ ἀντιστοιχεῖ εἰς ὑγροποίησιν τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος, ἤτοι φανερώνει ὅτι εἶναι δυνατὴ ἡ συνύπαρξις ὑγροῦ καὶ ἀερίου διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος.— β) Ἄνωθεν τῆς θερμοκρασίας 31° C αἱ ἰσόθερμοι δὲν παρουσιάζουν εὐθύγραμμον τμῆμα καὶ ἑπομένως ἀποκλείεται ἡ συνύπαρξις ὑγροῦ καὶ ἀερίου, δηλαδὴ ἀποκλείεται νὰ συμβῇ ὑγροποίησις.— γ) Ἡ ἰσόθερμος τῶν 31° C δὲν παρουσιάζει εὐθύγραμμον τμῆμα, ἀλλὰ μίαν ἐφαπτομένην εἰς ἓν σημεῖον Κ, ἡ ὁποία εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονα τῶν ὄγκων. Ἡ θερμοκρασία τῶν 31° C καλεῖται **κρίσιμος θερμοκρασία** τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος, ἡ ἰσόθερμος τῶν 31° C καλεῖται **κρίσιμος ἰσόθερμος** καὶ τὸ σημεῖον Κ καλεῖται **κρίσιμον σημεῖον.** Τὸ σημεῖον Κ εἶναι τὸ ὅριον, πρὸς τὸ ὁποῖον τείνουν διαρκῶς περιοριζόμενα τὰ εὐθύγραμμα τμήματα τῶν διαφόρων ἰσοθέρμων εἰς θερμοκρασίας κατωτέρας τῶν 31° C. Εἰς τὸ σημεῖον Κ ἀντιστοιχεῖ ὡρισμένη πίεσις p_K, ἡ ὁποία καλεῖται **κρίσιμος πίεσις** (73 at). Ἐπίσης ἀντιστοιχεῖ ὡρισμένος ὄγκος V_K, ὁ ὁποῖος καλεῖται **κρίσιμος εἰδικὸς ὄγκος,** καὶ φανερώνει τὸν ὄγκον, τὸν ὁποῖον ἔχει εἰς τὸ κρίσιμον σημεῖον ἡ μᾶζα 1 γραμμαρίου διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος· ἄρα εἰς τὸ κρίσιμον σημεῖον ἀντιστοιχεῖ ὡρισμένη τιμὴ τῆς πυκνότητος d_K, ἡ ὁποία καλεῖται **κρίσιμος πυκνότης.**

Κρίσιμοι σταθεραί

Σῶμα	Κρίσιμος θερμοκρασία θ° C	Κρίσιμος πίεσις at	Κρίσιμος πυκνότης gr/cm³
Ἄζωτον	— 147	34	0,31
Ἀὴρ	— 141	37	0,35
Διοξείδ. ἄνθρακος	+ 31	73	0,46
Ἥλιον	— 268	2,3	0,07
Ὀξυγόνον	— 119	50	0,43
Ὑδρογόνον	— 240	13	0,03
Ὕδωρ	+ 374	218	0,33

Συμπεράσματα ἐκ τῆς μελέτης τοῦ δικτύου τῶν ἰσοθέρμων.— Ὅπως διὰ τὸ διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος, οὕτω καὶ διὰ κάθε ἄλλο ἀέριον σῶμα, δυνάμεθα νὰ σχηματίσωμεν τὸ δίκτυον τῶν ἰσοθέρμων του. Εἰς ὅλα αὐτὰ τὰ δίκτυα ὑπάρχει πάντοτε μία κρίσιμος ἰσόθερμος καὶ ἓν κρίσιμον σημεῖον. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω καταλήγομεν εἰς τὰ ἑξῆς γενικὰ συμπεράσματα:

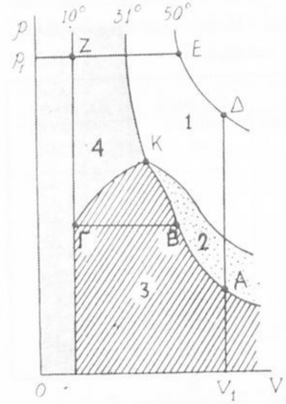
I. Κρίσιμος θερμοκρασία ἑνὸς σώματος καλεῖται ἡ θερμοκρασία ἐκείνη, ἄνωθεν τῆς ὁποίας τὸ σῶμα ὑπάρχει πάντοτε εἰς ἀέριον κατάστασιν ὑπὸ ὁσονδήποτε μεγάλην πίεσιν.

II. Εἰς τὴν κρίσιμον θερμοκρασίαν εἶναι δυνατὴ ἡ ὑγροποίησις τοῦ ἀερίου, ὅταν ἡ πίεσις καὶ ἡ πυκνότης αὐτοῦ λάβουν ὡρισμένην τιμὴν (κρίσιμος πίεσις, κρίσιμος πυκνότης).

III. Ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου εἶναι κατωτέρα τῆς κρισίμου θερμοκρασίας του, εἶναι δυνατὴ ἡ ὑγροποίησις τοῦ ἀερίου διὰ συμπιέσεως αὐτοῦ.

* **90. Περιοχαὶ τῆς ἀερίου καὶ τῆς ὑγρᾶς καταστάσεως.**— Ἂς θεωρήσωμεν τὸ δίκτυον τῶν ἰσοθέρμων τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος (σχ. 65). Ἡ

καμπύλη ΒΚΓ, ἡ ὁποία διέρχεται ἀπὸ τὸ κρίσιμον σημεῖον καὶ ἀπὸ τὰ ἄκρα τῶν εὐθυγράμμων τμημάτων τῶν ἰσοθέρμων, καλεῖται *καμπύλη κορεσμοῦ*· αὕτη περικλείει τὴν περιοχήν, εἰς τὴν ὁποίαν ἀντιστοιχεῖ ὑγρὸν καὶ κεκορεσμένος ἀτμός. Οὕτω εἰς τὸ διάγραμμα τοῦτο καθορίζονται αἱ συνθῆκαι θερμοκρασίας καὶ πιέσεως, ὑπὸ τὰς ὁποίας τὸ διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος δύναται νὰ ὑπάρχῃ ὡς ἀέριον (περιοχὴ 1), ὡς ἀκόρεστος ἀτμὸς (περιοχὴ 2), ὡς κεκορεσμένος ἀτμὸς συνυπάρχων μὲ ὑγρὸν (περιοχὴ 3) ἢ ὡς ὑγρὸν (περιοχὴ 4).



Σχ. 65. Τρεῖς ἰσόθερμοι τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος. (1. Ἀέριον.— 2. Ἀκόρεστος ἀτμός.— 3. Συνύπαρξις ὑγροῦ καὶ κεκορεσμένου ἀτμοῦ.— 4. Ὑγρόν.)

Ἂς θεωρήσωμεν δύο καταστάσεις τοῦ σώματος, αἱ ὁποῖαι παριστῶνται μὲ τὰ σημεῖα Α καὶ Ζ, εὑρισκόμενα ἐπὶ τῆς αὐτῆς ἰσοθέρμου. Τὸ σημεῖον Α ἀντιστοιχεῖ εἰς ἀκόρεστον ἀτμὸν θερμοκρασίας 10° C καὶ τὸ σημεῖον Ζ ἀντιστοιχεῖ εἰς ὑγρὸν θερμοκρασίας 10° C. Διὰ νὰ φέρωμεν τὸ σῶμα ἀπὸ τὴν κατάστασιν Α εἰς τὴν κατάστασιν Ζ, δυνάμεθα νὰ συμπιέσωμεν τὸν ἀτμὸν ἰσοθέρμως. Τότε τὸ παραστατικὸν σημεῖον θὰ διατρέξῃ τὴν ἰσόθερμον ΑΒΓΖ. Εἰς τὸ Β ἀρχίζει ἡ ὑγροποίησις καὶ ἡ μᾶζα τοῦ ὑγροῦ αὐξάνεται· εἰς τὸ Γ λήγει ἡ ὑγροποίησις. Τὸ σχηματιζόμενον κατὰ τὴν ὑγροποίησιν ὑγρὸν ἔχει ἰδιότητας διαφορετικὰς ἀπὸ τὸν συνυπάρχοντα ἀτμόν του. Οὕτω ἡ μετάβασις τοῦ σώματος ἀπὸ τὴν ἀέριον εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν παρουσιάζει σαφῆ *ἀσυνέχειαν*. Δυνάμεθα ὅμως νὰ φέρωμεν τὸ σῶμα ἀπὸ τὴν κατάστασιν Α εἰς τὴν κατάστασιν Ζ ἀκολουθοῦντες ἄλλον δρόμον μεταβολῶν. Οὕτω, διατηροῦντες τὸν ὄγκον (V_1) τοῦ ἀερίου σταθερόν, ὑψώνομεν τὴν θερμοκρασίαν του ἀπὸ 10° C εἰς 50° C· ἡ μεταβολὴ αὐτὴ παριστάνεται μὲ τὴν εὐθεῖαν ΑΔ. Ἔπειτα, διατηροῦντες τὴν θερμοκρασίαν σταθεράν, συμπιέζομεν τὸ ἀέριον, διὰ νὰ ἀποκτήσῃ τοῦτο τὴν πίεσιν (p_1) τῆς τελικῆς καταστάσεως Ζ· ἡ μεταβολὴ αὐτὴ παριστάνεται μὲ τὸ τόξον ΔΕ. Τέλος διατηροῦντες τὴν πίεσιν (p_1) σταθεράν, ψύχομεν τὸ σῶμα, διὰ νὰ ἐπαναφέρωμεν τὴν θερμοκρασίαν του εἰς 10° C (εὐθεῖα ΕΖ). Αἱ διαδοχικαὶ καταστάσεις, διὰ τῶν ὁποίων διῆλθε τὸ σῶμα, παριστῶνται μὲ τὴν γραμμὴν ΑΔΕΖ. Ἀλλ' εἰς τὰς διαφόρους αὐτὰς καταστάσεις τὸ σῶμα ἦτο πάντοτε *ὁμογενές*. Ὥστε κατ' αὐτὴν τὴν μετάβασιν τοῦ σώματος ἀπὸ τὴν ἀέριον εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν τὸ σῶμα δὲν ἔπαυσε νὰ εἶναι ὁμογενές. Τὸ συμπέρασμα τοῦτο τὸ ἐκφράζομεν λέγοντες, ὅτι ὑπάρχει *συνέχεια* μεταξὺ τῆς ἀερίου καὶ τῆς ὑγρᾶς καταστάσεως.

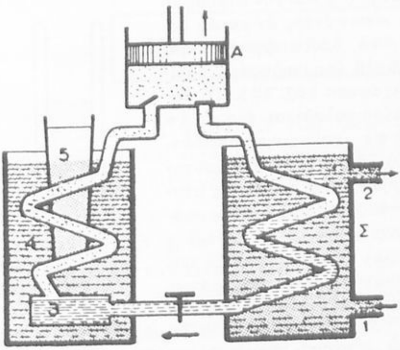
91. Μέθοδοι παραγωγῆς ψύχους.— Διὰ τὴν παραγωγὴν ψύχους, δηλαδὴ διὰ τὴν παραγωγὴν χαμηλῶν θερμοκρασιῶν, ἐφαρμόζονται διάφοροι μέθοδοι.

α) ***Τὰ ψυκτικὰ μίγματα.***— Τὰ ψυκτικὰ μίγματα προκαλοῦν ἐλάττωσιν τῆς θερμοκρασίας, διότι συμβαίνει διάλυσις ἑνὸς σώματος ἐντὸς ἄλλου καί, ὅπως εἴναι γνωστὸν (§ 66), διὰ τὴν διάλυσιν ἀπαιτεῖται θερμότης, ἡ ὁποία προσφέρεται ἀπὸ τὸ ψυκτικὸν μῖγμα. Ἓν ἀπὸ τὰ ἰσχυρότερα τοιαῦτα μίγματα εἶναι τὸ μῖγμα στερεοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος καὶ αἰθέρος, τὸ ὁποῖον δύναται νὰ ἀποκτήσῃ θερμοκρασίαν — 100° C.

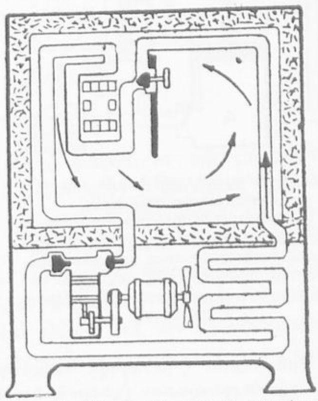
β) ***Ἡ ἐξαέρωσις ὑγροποιηθέντων ἀερίων.***—Ἀναγκάζομεν ἓν ὑγροποιηθὲν ἀέριον νὰ ἐξαερωθῇ ὑπὸ ἠλαττωμένην πίεσιν, ὥστε ἡ ἐξάτμισις τοῦ ὑγροῦ νὰ εἶναι ταχεῖα. Τότε προκαλεῖται σημαντικὴ ψῦξις (§ 83) τῶν σωμάτων, μὲ τὰ ὁποῖα τὸ ὑγρὸν εὑρίσκεται εἰς ἐπαφήν. Ἡ ταχεῖα ἐξάτμισις τοῦ ὑγροποιημένου ἀερίου εἶναι δυνατὸν νὰ προκαλέσῃ τὴν στερεοποίησιν τοῦ ὑπολοίπου ὑγροῦ. Οὕτω κατὰ τὴν ταχεῖαν ἐξάτμισιν τοῦ ὑγροποιημένου διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος (CO_2) ἐπέρχεται στερεοποίησις τοῦ ὑπολοίπου ὑγροῦ, τὸ ὁποῖον μεταβάλλεται εἰς στερεὸν διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος (ξηρὸς πάγος).

γ) ***Ἡ ἐκτόνωσις.***—Ὅταν ἓν ἀέριον συμπιέζεται ἀποτόμως, τότε τὸ ἀέριον θερμαίνεται. Ἀντιθέτως, ὅταν ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου ἐλαττωθῇ ἀποτόμως, τότε τὸ ἀέριον ψύχεται. Εἰδικώτερον καλεῖται ἐκτόνωσις ἡ ἀπότομος ἐλάττωσις τῆς πιέσεως τοῦ ἀερίου. Ἡ ἐκτόνωσις ἑνὸς ἀερίου συνοδεύεται πάντοτε ἀπὸ μεγάλην ψῦξιν τοῦ ἀερίου.

δ) ***Ἐφαρμογαὶ τῶν μεθόδων παραγωγῆς ψύχους.***— Αἱ ἀνωτέρω μέθοδοι παραγωγῆς ψύχους χρησιμοποιοῦνται εὐρύτατα εἰς ἐπιστημονικὰ ἐργαστήρια καὶ βιομηχανικὰς ἐγκαταστάσεις. Οὕτω εἰς τὰς περισσοτέρας ψυκτικὰς μηχανὰς τὸ ψῦχος παράγεται διὰ τῆς ταχείας ἐξατμίσεως ἑνὸς ὑγροποιηθέντος ἀερίου (ὑγρὰ ἀμμωνία NH_3, freon CCl_3F κ.ἄ.). Τὸ ἐκ τῆς ἐξατμίσεως προκύ-



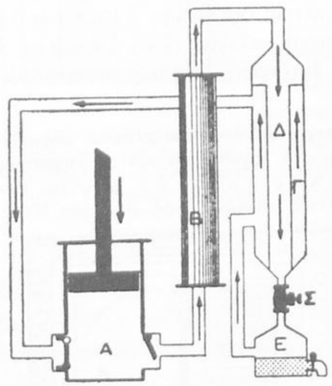
Σχ. 66. Σχηματικὴ παράστασις ἐγκαταστάσεως παρασκευῆς πάγου.
(1 ψυχρὸν ὕδωρ, 2 θερμὸν ὕδωρ, Σ συμπυκνωτής, 3 ὑγροποιημένη ἀμμωνία, 4 ἁλμυρὸν ὕδωρ, 5 ὕδωρ πρὸς πῆξιν.)



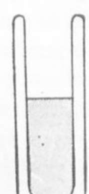
Σχ. 67. Τομὴ ἠλεκτρικοῦ ψυγείου. Διὰ τοῦ κινητῆρος λειτουργεῖ ἀντλία, τὸ δὲ ἀέριον κυκλοφορεῖ ἐντὸς κλειστοῦ συστήματος. Τὰ βέλη δεικνύουν τὰ σχηματιζόμενα ρεύματα τοῦ ἀέρος.

πτον ἀέριον ἀναρροφᾶται ἀπὸ μίαν ἀντλίαν καὶ πάλιν ὑγροποιεῖται. Ἡ ἐκλυομένη κατὰ τὴν ὑγροποίησιν τοῦ ἀερίου θερμότης ἀπορροφᾶται ἀπὸ ρεῦμα ψυχροῦ ὕδατος. Εἰς τὸ σχῆμα 66 φαίνεται σχηματικῶς μία τοιαύτη ψυκτικὴ ἐγκατάστασις διὰ τὴν παρασκευὴν πάγου. Τὸ ἀέριον συμπιέζεται εἰς τὸν συμπιεστὴν Α καὶ ἔπειτα φέρεται εἰς τὸν συμπυκνωτὴν Σ, ὅπου ψύχεται καὶ ὑγροποιεῖται. Τὸ ὑγροποιηθὲν ἀέριον διέρχεται ἔπειτα διὰ σωλήνων, οἱ ὁποῖοι εἶναι βυθισμένοι ἐντὸς διαλύματος μαγειρικοῦ ἅλατος. Ἐκεῖ τὸ ὑγρὸν ἐξατμίζεται καὶ τὸ διάλυμα ψύχεται ἕως —15° C. Τὸ παραχθὲν ἐκ τῆς ἐξατμίσεως ἀέριον ἀναρροφᾶται ἐκ νέου ἀπὸ τὴν ἀντλίαν Α. Οὕτω ἐντὸς τῆς μηχανῆς κυκλοφορεῖ ἡ αὐτὴ ποσότης ἀερίου. Τὸ ψυχθὲν διάλυμα εἴτε κυκλοφορεῖ ἐντὸς συστήματος σωλήνων καὶ ψύχει ὡρισμένους χώρους, εἴτε χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν παρασκευὴν πάγου (ἐντὸς τοῦ διαλύματος βυθίζονται μετάλλινα πρισματικὰ δοχεῖα πλήρη ὕδατος). Ἐπὶ τῆς ἰδίας ἀρχῆς στηρίζεται καὶ ἡ λειτουργία τῶν ἠλεκτρικῶν ψυγείων οἰκιακῆς χρήσεως. Εἰς τὸ σχῆμα 67 φαίνεται ἡ τομὴ ἑνὸς τοιούτου ψυγείου.

92. Ὑγροποίησις τοῦ ἀέρος.—Ἡ βιομηχανία, διὰ νὰ ἐπιτύχῃ τὴν ὑγροποίησιν τοῦ ἀέρος, χρησιμοποιεῖ τὴν μεγάλην ψῦξιν, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται ὁ ἀὴρ κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν αὐτοῦ. Πρὸς τὸν σκοπὸν τοῦτον χρησιμοποιεῖται κυρίως ἡ μηχανὴ τοῦ Linde (σχ. 68). Ὁ ἀὴρ συμπιέζεται μέχρι 200 ἀτμοσφαιρῶν. Ἔπειτα προψύχεται εἰς — 30° C καὶ ἐρχόμενος εἰς τὸν θάλαμον Γ ἐκτονοῦται, ὁπότε ἡ θερμοκρασία του κατέρχεται πολύ. Ἡ νέα ποσότης ἀέρος, ἡ ὁποία εὑρίσκεται τώρα ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Δ, κατὰ τὴν ἐκτόνωσίν της θὰ ψυχθῇ ἀκόμη περισσότερον. Οὕτω ἡ θερμοκρασία ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Δ, ἔπειτα ἀπὸ κάθε ἐκτόνωσιν, γίνεται κατωτέρα τῆς προηγουμένης καὶ εἰς μίαν στιγμὴν γίνεται κατωτέρα ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ τοῦ ἀέρος. Τότε μέρος τοῦ ἐκτονουμένου ἀέρος ὑγροποιεῖται. Ὁ ὑγρὸς ἀὴρ εἶναι εὐκίνητον ὑγρόν, ἐλαφρῶς κυανίζον, πυκνότητος 0,9 gr/cm³. Δύναται νὰ διατηρηθῇ ὑπὸ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν ἐντὸς ἀνοικτῶν δοχείων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦνται ἀπὸ διπλᾶ ἐπαργυρωμένα ὑάλινα τοιχώματα (σχ. 69). Τὰ δοχεῖα αὐτὰ καλοῦνται δοχεῖα Dewar καὶ χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν ἐπὶ μακρὸν χρόνον διατήρησιν ἑνὸς ὑγροῦ εἰς σταθερὰν θερμοκρασίαν (θερμοφόρα δοχεῖα, κοινῶς λεγόμενα thermos). Ἀπὸ τὸν μεταξὺ τῶν δύο ἐπαργυρωμένων τοιχωμάτων χῶρον ἔχει ἀφαιρεθῇ ὁ ἀήρ, διὰ νὰ ἐμποδίζεται ἡ μεταφορὰ θερμότητος δι' ἀγωγῆς. Ἐντὸς τοῦ δοχείου Dewar ὁ ἀὴρ ἔχει τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ, ἤτοι περίπου — 193° C. Ἐὰν βυθίσωμεν ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ ἀέρος διάφορα σώματα, παρατηροῦμεν ὅτι αἱ ἰδιότητες αὐτῶν μεταβάλλονται. Οὕτω τὸ ἀλουμίνιον γίνεται ἐλαστικὸν καὶ ἀνθεκτικόν, ὁ μόλυβδος γίνεται ἐλαστικός. Τὸ καουτσοὺκ καὶ τὸ λεύκωμα σκληρύνονται, καὶ ἂν τὰ κτυπήσωμεν μὲ σφῦραν, κονιοποιοῦνται. Ἡ ἠλεκτρικὴ ἀγωγιμότης τῶν περισσοτέρων μετάλλων αὐξάνεται καταπληκτικῶς κ.τ.λ. Ἡ βιομηχανία παρασκευάζει σήμερον ὀξυγόνον ἐκ τοῦ ὑγροῦ ἀέρος· τὸ ἄζωτον ὡς πτητικώτερον ἐξατμίζεται πρῶτον καὶ οὕτω ἀπομένει σχεδὸν μόνον τὸ ὀξυγόνον.



Σχ. 68. Μηχανὴ τοῦ Linde διὰ τὴν ὑγροποίησιν τοῦ ἀέρος.
Α συμπιεστής, Β θάλαμος προψύξεως τοῦ ἀέρος, Γ θάλαμος ἐκτονώσεως, Δ σωλὴν διοχετεύσεως τοῦ πεπιεσμένου καὶ προψυχθέντος ἀέρος, Ε θάλαμος ὑγροποιήσεως τοῦ ἀέρος, Σ στρόφιγξ.


Σχ. 69. Δοχεῖον Dewar.

ΥΓΡΑΣΙΑ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΑΣ

93. Ἀπόλυτος ὑγρασία τοῦ ἀέρος.—Ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ περιέχει πάντοτε ὑδρατμούς, ἕνεκα τῆς ἀδιακόπου ἐξατμίσεως, ἡ ὁποία συμβαίνει ἐπὶ τοῦ πλανήτου μας. Ἐν τούτοις ὁ ἀὴρ δὲν εἶναι πάντοτε κεκορεσμένος ἀπὸ ὑδρατμούς. Ἐπειδὴ εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν ἀντιστοιχεῖ ὡρισμένη μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν, ἕπεται ὅτι εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν ἐντὸς 1 m³ ἀέρος δύναται νὰ περιέχεται ὡρισμένη μᾶζα M κεκορεσμένων ὑδρατμῶν (βλ. πίνακα). Διὰ τὸν προσδιορισμὸν τῆς ὑγρομετρικῆς καταστάσεως τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος εἶναι ἀνάγκη νὰ γνωρίζωμεν τὴν ἀπόλυτον ὑγρασίαν τοῦ ἀέρος, ἡ ὁποία ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

Ἀπόλυτος ὑγρασία τοῦ ἀέρος καλεῖται ἡ μᾶζα (m) τῶν ὑδρατμῶν, οἱ ὁποῖοι περιέχονται ἐντὸς 1 m³ ἀέρος κατὰ δεδομένην στιγμήν.

Μεγίστη τάσις F καὶ μᾶζα M τῶν κεκορεσμένων ὑδρατμῶν εἰς 1 m³

θ° C	F mm Hg	M gr/m³
−10	1,95	2,14
− 5	3,01	3,24
0	4,58	4,84
5	6,50	6,80
10	9,20	9,20
15	12,80	12,80
20	17,50	17,30
25	23,80	23,00
30	31,80	30,30

Ἐὰν εἶναι θ° C ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος, f ἡ τάσις τῶν ὑδρατμῶν τῆς ἀτμοσφαίρας κατὰ δεδομένην στιγμήν, δ ἡ σχετικὴ πυκνότης τῶν ὑδρατμῶν ὡς πρὸς τὸν ἀέρα, D_0 ἡ πυκνότης τοῦ ἀέρος ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας, τότε εἰς ὄγκον $V = 1\ m^3$ ἀέρος περιέχεται μᾶζα m ὑδρατμῶν:

$$\text{ἀπόλυτος ὑγρασία:} \qquad m = \delta \cdot D_0 \cdot \frac{f \cdot V}{p_0(1 + \alpha\theta)}$$

94. Σχετικὴ ὑγρασία τοῦ ἀέρος.— Διὰ τὰ φαινόμενα τῆς ζωῆς τῶν ὀργανισμῶν ὡς καὶ εἰς πολλὰς ἐφαρμογὰς δὲν ἔχει ἐνδιαφέρον ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία τοῦ ἀέρος, ἀλλ' ἡ ἱκανότης του πρὸς παραγωγὴν φαινομένων ἐξατμίσεως καὶ συμπυκνώσεως. Οὕτω π.χ. ἀήρ, ὁ ὁποῖος περιέχει 9 gr ὑδρατμῶν κατὰ κυβικὸν μέτρον, εἶναι κεκορεσμένος, ἂν ἡ θερμοκρασία του εἶναι 10° C, εἶναι ὅμως ἀκόρεστος, ἂν ἡ θερμοκρασία του εἶναι 25° C. Εἰς τὴν δευτέραν περίπτωσιν ἕκαστον κυβικὸν μέτρον δύναται νὰ προσλάβῃ 14 gr ὑδρατμῶν ἐπὶ πλέον. Διὰ τὸν προσδιορισμὸν τῆς ὑγρομετρικῆς καταστάσεως τοῦ ἀέρος χρησιμοποιοῦμεν κυρίως τὴν σχετικὴν ὑγρασίαν, ἡ ὁποία ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

Σχετικὴ ὑγρασία (Δ) τοῦ ἀέρος καλεῖται ὁ λόγος τῆς μάζης m τῶν ὑδρατμῶν, οἱ ὁποῖοι ὑπάρχουν εἰς 1 m³ ἀέρος πρὸς τὴν μᾶζαν M τῶν ὑδρατμῶν, οἱ ὁποῖοι θὰ ὑπῆρχον εἰς 1 m³ ἀέρος, ἐὰν ὁ ἀὴρ ἦτο κεκορεσμένος.

$$\text{σχετικὴ ὑγρασία:} \qquad \Delta = \frac{m}{M}$$

Ἡ ἐξίσωσις τῆς ἀπολύτου ὑγρασίας τοῦ ἀέρος (βλ. προηγουμένην παράγραφον)

$$m = \delta \cdot D_0 \cdot \frac{f \cdot V}{p_0(1+\alpha\theta)} \qquad (1)$$

δίδει τὴν ἀπόλυτον ὑγρασίαν m τοῦ ἀέρος εἰς θερμοκρασίαν θ^0 C. Ἐὰν εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν θ^0 ἡ μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν εἶναι F, τότε ἡ μεγίστη μᾶζα M τῶν ὑδρατμῶν, τοὺς ὁποίους δύναται νὰ περιέχῃ εἰς θερμοκρασίαν θ^0 ὄγκος $V = 1\ m^3$ κεκορεσμένου ἀέρος, εἶναι:

μεγίστη μᾶζα κεκορεσμένων ὑδρατμῶν:	$M = \delta \cdot D_0 \cdot \frac{F \cdot V}{p_0(1+\alpha\theta)}$	(2)

Ἐὰν διαιρέσωμεν κατὰ μέλη τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2), εὑρίσκομεν ὅτι:

Ἡ σχετικὴ ὑγρασία* (Δ) *τοῦ ἀέρος ἰσοῦται μὲ τὸν λόγον τῆς τάσεως* (f), *τὴν ὁποίαν ἔχουν οἱ ὑπάρχοντες εἰς τὸν ἀέρα ὑδρατμοί, πρὸς τὴν μεγίστην τάσιν* (F) *τῶν ὑδρατμῶν, τὴν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν.

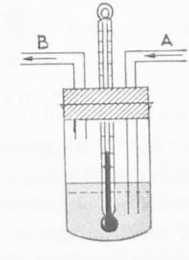
σχετικὴ ὑγρασία τοῦ ἀέρος:	$\Delta = \frac{f}{F}$

Ἡ σχετικὴ ὑγρασία εἶναι ἴση μὲ 1, ὅταν ὁ ἀὴρ εἶναι κεκορεσμένος· ὅταν ὅμως ὁ ἀὴρ εἶναι ἀκόρεστος, ἔχομεν $\Delta < 1$. Οὕτω, ἂν εἰς θερμοκρασίαν 20^0 C οἱ ἐντὸς τοῦ ἀέρος ὑπάρχοντες ὑδρατμοὶ ἔχουν τάσιν $f = 10{,}5$ mm Hg, τότε ἡ σχετικὴ ὑγρασία τοῦ ἀέρος κατὰ τὴν στιγμὴν ἐκείνην εἶναι:

$$\Delta = \frac{f}{F_{20}} = \frac{10{,}5}{17{,}5} = 0{,}60 \qquad \text{ἢ} \qquad \Delta = 60\,\%$$

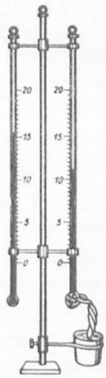
95. Μέτρησις τῆς ὑγρασίας τοῦ ἀέρος.—Ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία τοῦ ἀέρος εὑρίσκεται εὔκολα, ἐὰν ἐντὸς ὡρισμένου ὄγκου τοῦ ὑπὸ ἐξέτασιν ἀέρος θέσωμεν γνωστὴν μᾶζαν ὑγροσκοπικοῦ σώματος (π.χ. πυκνὸν θειικὸν ὀξύ, χλωράσβεστον κ.ἄ.)· τότε ἡ μᾶζα τῶν ὑδρατμῶν, οἱ ὁποῖοι ὑπάρχουν ἐντὸς τοῦ ὄγκου τούτου τοῦ ἀέρος, εἶναι ἴση μὲ τὴν αὔξησιν, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται ἡ μᾶζα τοῦ ὑγροσκοπικοῦ σώματος, λόγῳ τῆς ἀπορροφήσεως τῶν ὑδρατμῶν.

Ἡ σχετικὴ ὑγρασία τοῦ ἀέρος εὑρίσκεται μὲ εἰδικὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **ὑγρόμετρα.** Τὸ πλέον ἀκριβὲς ὑγρόμετρον εἶναι τὸ συμπυκνωτικὸν ὑγρόμετρον, τοῦ ὁποίου ἡ λειτουργία στηρίζεται ἐπὶ τῆς γνωστῆς ἀρχῆς, ὅτι οἱ ὑδρατμοὶ τῆς ἀτμοσφαίρας συμπυκνοῦνται καὶ σχηματίζουν στρῶμα μικροτάτων σταγονιδίων ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῶν ψυχρῶν σωμάτων (π.χ. ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας ποτηρίου περιέχοντος ψυχρὸν ὕδωρ). Τὸ οὕτω σχηματιζόμενον στρῶμα σταγόνων καλεῖται δρόσος. Εἰς τὰ συμπυκνωτικὰ λοιπὸν ὑγρόμετρα προσδιορίζομεν τὴν θερμοκρασίαν δρόσου θ_δ, δηλαδὴ τὴν θερμοκρασίαν εἰς τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ ψυχθῇ ἡ ἐπιφάνεια ἑνὸς στερεοῦ σώματος, διὰ νὰ ἐπικαλυφθῇ αὕτη μὲ δρόσον. Τὸ σχῆμα 70 δεικνύει ἓν σύνηθες συμπυκνωτικὸν ὑγρόμετρον· τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ ὑάλινον δοχεῖον, ἐπαργυρωμένον ἐξωτερικῶς, ἐντὸς τοῦ ὁποίου ὑπάρχει αἰθήρ. Προσφυσῶντες ἀέρα διὰ τοῦ σωλῆνος A προκαλοῦμεν ἐξάτμισιν τοῦ αἰθέρος. Ὁ ἀὴρ καὶ οἱ ἀτμοὶ τοῦ αἰθέρος ἐξέρχονται ἀπὸ τὸν σωλῆνα B. Εἰς μίαν στιγμὴν ἐμφανίζεται δρόσος ἐπὶ τῆς ἐπαργυρωμένης ἐπιφανείας τοῦ δοχείου. Τότε τὸ θερμόμετρον δεικνύει τὴν θερμοκρασίαν δρόσου θ_δ. Ἄρα εἰς τὴν θερμοκρασίαν θ_δ ὁ πέριξ τοῦ δοχείου ἀὴρ ἔγινε κεκορεσμένος. Ἡ τάσις λοιπὸν f τῶν ὑδρατμῶν τῆς ἀτμοσφαίρας κατὰ τὴν στιγμὴν ἐκείνην εἶναι ἴση μὲ τὴν μεγίστην τάσιν, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν δρόσου θ_δ. Ἡ τάσις αὐτὴ εὑρίσκεται εὔκολα μὲ τὴν βοήθειαν πινάκων, καὶ ἐξ αὐτῆς καὶ τῆς μεγίστης τάσεως τῶν ὑδρατμῶν, τῆς ἀντιστοιχούσης εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀέρος, εὑρίσκομεν τὴν σχετικὴν ὑγρασίαν. Οὕτω π.χ. κατὰ μίαν ἡμέραν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος εἶναι 25° C· ἀπὸ τὸν πίνακα τῆς σελίδος 71 εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι: $F_{25} = 23{,}80$ mm Hg. Μὲ τὸ συμπυκνωτικὸν ὑγρόμετρον εὑρίσκομεν ὅτι κατὰ τὴν ἰδίαν στιγμὴν ἡ θερμοκρασία δρόσου εἶναι 10° C· ἄρα ἡ τάσις f τῶν ὑδρατμῶν εἶναι ἴση μὲ τὴν μεγίστην τάσιν, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς θερμοκρασίαν 10° C, δηλαδὴ εἶναι $f = 9{,}2$ mm Hg. Ὥστε ἡ σχετικὴ ὑγρασία εἶναι: $\Delta = \frac{9{,}2}{23{,}80} = 0{,}38$ ἢ $\Delta = 39\,\%$

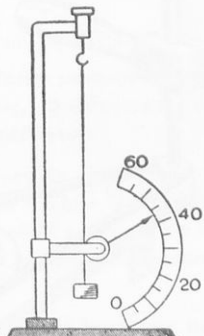


Σχ. 70, Συμπυκνωτικὸν ὑγρόμετρον.

Εἰς τὴν Μετεωρολογίαν χρησιμοποιοῦν ὑγρόμετρα, τὰ ὁποῖα δὲν ἔχουν μὲν τὴν ἀκρίβειαν τῶν προηγουμένων ὀργάνων, εἶναι ὅμως εὔχρηστα. Τὸ **ὑγρόμετρον τοῦ August** ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ὅμοια θερμόμετρα. Ἡ σφαῖρα τοῦ ἑνὸς ἐξ αὐτῶν περιβάλλεται μὲ ὕφασμα, τὸ ὁποῖον διατηρεῖται πάντοτε διαποτισμένον μὲ ὕδωρ (σχ. 71). Τὸ θερμόμετρον τοῦτο (**θερμόμετρον ὑγροῦ**), ἕνεκα τῆς ἐξατμίσεως τοῦ ὕδατος, δεικνύει θερμοκρασίαν θ_1 μικροτέραν ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν θ_2 τοῦ ἄλλου θερμομέτρου (**θερμόμετρον ξηροῦ**). Ἡ διαφορὰ $\theta_2 - \theta_1$, εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον ταχυτέρα εἶναι ἡ ἐξάτμισις, δηλαδὴ ὅσον ξηρότερος εἶναι ὁ ἀήρ. Γνωρίζοντες τὴν θερμοκρασίαν θ_2 καὶ τὴν διαφορὰν $\theta_2 - \theta_1$, εὑρίσκομεν ἀμέσως τὴν σχετικὴν ὑγρασίαν μὲ τὴν βοήθειαν εἰδικοῦ πίνακος. Τέλος τὸ **ὑγρόμετρον ἀπορροφήσεως** στηρίζεται εἰς τὴν ἰδιότητα, τὴν ὁποίαν ἔχουν αἱ ζωϊκαὶ τρίχες νὰ ἐπιμηκύνωνται εἰς τὸν ὑγρὸν ἀέρα (σχ. 72). Ἡ κλῖμαξ του δίδει ἀμέσως τὴν σχετικὴν ὑγρασίαν εἰς ἑκατοστά. Τὸ ὄργανον τοῦτο δὲν εἶναι ἀκριβές.



Σχ. 71. Ὑγρόμετρον τοῦ August.



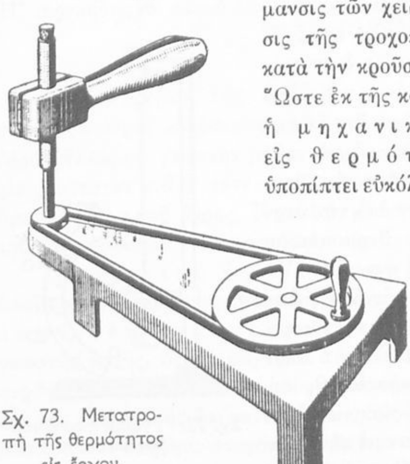
Σχ. 72. Ὑγρόμετρον ἀπορροφήσεως.

ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

ΤΟ ΠΡΩΤΟΝ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΝ ΑΞΙΩΜΑ

96. **Ἡ θερμότης μορφὴ ἐνεργείας.**—Ὅταν φέρωμεν εἰς ἐπαφὴν δύο σώματα μὲ διαφορετικὴν θερμοκρασίαν, παρατηροῦμεν ὅτι μετ᾽ ὀλίγον αἱ θερμοκρασίαι τῶν σωμάτων τούτων ἐξισώνονται. Εἰς τὰς περιπτώσεις αὐτὰς ἡ θερμότης συμπεριφέρεται ὡς ἀ β α ρ ὲ ς ρ ε υ σ τ ό ν, τὸ ὁποῖον μεταβαίνει ἀπὸ τὸ θερμότερον εἰς τὸ ψυχρότερον σῶμα καὶ προκαλεῖ τὴν θέρμανσιν καὶ τὴν διαστολὴν αὐτοῦ. Ἡ καθημερινὴ ὅμως πεῖρα ἀποδεικνύει ὅτι κατὰ τὴν τριβὴν ἢ τὴν κροῦσιν δύο σωμάτων, ὅπως καὶ κατὰ τὴν συμπίεσιν ἑνὸς ἀερίου, π α ρ ά γ ε τ α ι θερμότης. Εἰς τὰς περιπτώσεις αὐτὰς δ α π α ν ᾶ τ α ι μηχανικὸν ἔργον. Ἡ πειραματικὴ καὶ θεωρητικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι ἡ θ ε ρ μ ό τ η ς καὶ ἡ μ η χ α ν ι κ ὴ ἐ ν έ ρ γ ε ι α εἶναι ἰσοδύναμοι, δηλαδὴ ἀπέδειξεν ὅτι ἡ θερμότης εἶναι μία μορφὴ ἐνεργείας. Ὁ Mayer εἶναι ὁ ἱδρυτὴς τῆς μ η χ α ν ι κ ῆ ς θ ε ω ρ ί α ς τ ῆ ς θ ε ρ μ ό τ η τ ο ς.

97. **Θερμότης καὶ μηχανικὴ ἐνέργεια.**—Ἡ καθημερινὴ πεῖρα ἀποδεικνύει ὅτι τὸ ἔργον τῶν τριβῶν μεταβάλλεται συνήθως εἰς θερμότητα (π.χ. ἡ θέρμανσις τῶν χειρῶν μας διὰ προστριβῆς των, ἡ θέρμανσις τῆς τροχοπέδης τοῦ αὐτοκινήτου κ.τ.λ.). Ἐπίσης κατὰ τὴν κροῦσιν δύο σωμάτων ἀναπτύσσεται θερμότης. Ὥστε ἐκ τῆς καθημερινῆς πείρας εὐκόλως συνάγεται ὅτι ἡ μ η χ α ν ι κ ὴ ἐ ν έ ρ γ ε ι α μ ε τ α τ ρ έ π ε τ α ι εἰς θ ε ρ μ ό τ η τ α. Ἡ ἀντίστροφος μετατροπὴ δὲν ὑποπίπτει εὐκόλως εἰς τὴν ἀντίληψίν μας. Δυνάμεθα ὅμως νὰ τὴν παρατηρήσωμεν μὲ τὸ ἑξῆς πείραμα. Ἐντὸς μεταλλικοῦ σωλῆνος θέτομεν ὀλίγον αἰθέρα καὶ κλείομεν τὸν σωλῆνα μὲ πῶμα φελλοῦ (σχ. 73). Ὁ σωλὴν τίθεται εἰς ταχεῖαν περιστροφικὴν κίνησιν, ἐνῶ συγχρόνως προστρίβεται ἐπὶ ξυλίνης τροχοπέδης. Ἕνεκα τῆς τριβῆς ὁ σωλὴν θερμαίνεται καὶ ὁ αἰθὴρ ἐξαεροῦται ἀποτόμως. Ἡ μεγάλη πίεσις τῶν παραγομένων ἀτμῶν τοῦ αἰθέρος ἐκσφενδονίζει μὲ ὁρμὴν τὸ πῶμα τοῦ σωλῆνος. Εἰς τὸ πείραμα τοῦτο παρατηροῦμεν ὅτι ἡ θ ε ρ μ ό τ η ς μ ε τ α τ ρ έ π ε τ α ι εἰς μ η χ α ν ι κ ὴ ν ἐ ν έ ρ γ ε ι α ν (δηλαδὴ εἰς κινητικὴν



Σχ. 73. Μετατροπὴ τῆς θερμότητος εἰς ἔργον.

ἐνέργειαν τοῦ πώματος). Τὴν μετατροπὴν τῆς θερμότητος εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν ἐπιτυγχάνομεν σήμερον εἰς μεγάλην κλίμακα διὰ τῶν θερμικῶν μηχανῶν. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι:

Ἡ θερμότης καὶ ἡ μηχανικὴ ἐνέργεια εἶναι δύο μορφαὶ ἐνεργείας, αἱ ὁποῖαι δύνανται νὰ μετατρέπωνται ἡ μία εἰς τὴν ἄλλην.

98. Ἰσοδυναμία θερμότητος καὶ μηχανικῆς ἐνεργείας.—Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι ἡ μηχανικὴ ἐνέργεια καὶ ἡ θερμότης εἶναι δύο μορφαὶ ἐνεργείας, αἱ ὁποῖαι δύνανται νὰ μετατρέπωνται ἡ μία εἰς τὴν ἄλλην. Κατ' αὐτὴν ὅμως τὴν μετατροπὴν ὡρισμένη ποσότης μηχανικῆς ἐνεργείας εἶναι πάντοτε ἰσοδύναμος πρὸς ὡρισμένην ποσότητα θερμότητος, σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας. Τὸ σπουδαιότατον τοῦτο συμπέρασμα ἀποτελεῖ τὸ **πρῶτον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα:**

Ἡ μηχανικὴ ἐνέργεια (W) καὶ ἡ θερμότης (Q) εἶναι δύο διαφορικαὶ μορφαὶ τῆς ἐνεργείας, αἱ ὁποῖαι δύνανται νὰ μετατρέπωνται ἡ μία εἰς τὴν ἄλλην καθ' ὡρισμένην πάντοτε ἀναλογίαν.

πρῶτον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα:	$W = J \cdot Q$

Ὁ σταθερὸς συντελεστὴς J καλεῖται **μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος** καὶ ἐκφράζει τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία εἶναι ἰσοδύναμος μὲ μίαν μονάδα θερμότητος. Διότι ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν εὑρίσκομεν ὅτι, διὰ $Q = 1$, ἔχομεν $J = W$. Ἄρα εἰς τὸ σύστημα μονάδων C.G.S. τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος J μετρεῖται εἰς erg/cal.

Τὸ πρῶτον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα δύναται νὰ διατυπωθῇ καὶ ὡς ἑξῆς:

Ὅταν κατὰ μίαν μεταβολὴν ἑνὸς συστήματος συμβαίνῃ μετατροπὴ μηχανικῆς ἐνεργείας εἰς θερμότητα ἢ καὶ ἀντιστρόφως, τὸ ἄθροισμα τῆς μηχανικῆς ἐνεργείας καὶ τῆς θερμότητος μένει ἀμετάβλητον.

Ἄρα ἡ μηχανικὴ ἐνέργεια καὶ ἡ θερμότης εἶναι φυσικὰ μεγέθη ἄφθαρτα καί, ὅπου φαίνεται ὅτι χάνεται τὸ ἓν ἀπὸ αὐτά, ἐμφανίζεται πάντοτε ἰσοδύναμος ποσότης ἀπὸ τὸ ἄλλο. Ἀποκλείεται συνεπῶς ἡ κατασκευὴ τοῦ ἀεικινήτου, δηλαδὴ μηχανῆς, ἡ ὁποία θὰ μᾶς ἔδιδεν ἐνέργειαν χωρὶς δαπάνην ἰσοδυνάμου ἐνεργείας ἄλλης μορφῆς.

***Τιμὴ τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τῆς θερμότητος* J.**— Μὲ διαφόρους μεθόδους ἐμετρήθη τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος καὶ εὑρέθη ὅτι:

Μία θερμὶς (1 cal) ***ἰσοδυναμεῖ μὲ*** 4,19 Joule (***ἀκριβέστερον μὲ*** 4,186 Joule).

μηχανικὸν ἰσοδύναμον θερμότητος	:	$J = 4{,}19$ Joule/cal ἢ $J = 4{,}19 \cdot 10^7$ erg/cal

Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι εἰς τὸ τεχνικὸν σύστημα μονάδων ἡ τιμὴ τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τῆς θερμότητος εἶναι: $J = 427 \text{ kgr*m/cal}$

Παράδειγμα.— Βλῆμα ἔχει μᾶζαν $m = 8{,}380$ kgr καὶ κινούμενον μὲ ταχύτητα $\upsilon = 600$ m/sec κτυπᾷ ἐπὶ ἑνὸς ἐμποδίου. Ἐὰν ὁλόκληρος ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ βλήματος μετατραπῇ εἰς θερμότητα, πόση εἶναι ἡ ἀναπτυσσομένη θερμότης;
Τὸ βλῆμα ἔχει κινητικὴν ἐνέργειαν:

$$W = \frac{1}{2} m \cdot \upsilon^2 = \frac{1}{2} \cdot 8{,}380 \text{ kgr} \cdot 600^2 \frac{\text{m}^2}{\text{sec}^2} = 4{,}19 \cdot 36 \cdot 10^4 \text{ Joule}$$

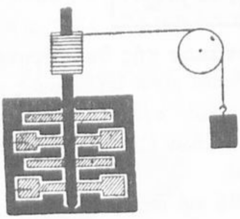
Ἡ μηχανικὴ αὐτὴ ἐνέργεια ἰσοδυναμεῖ μὲ ποσότητα θερμότητος:

$$Q = \frac{W}{J} = \frac{4{,}19 \cdot 36 \cdot 10^4 \text{ Joule}}{4{,}19 \text{ Joule/cal}} = 360\,000 \text{ cal} \quad \text{ἢ} \quad Q = 360 \text{ kcal}$$

99. Μέτρησις τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τῆς θερμότητος.—

Ἡ τιμὴ τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τῆς θερμότητος δύναται νὰ εὑρεθῇ κατὰ διαφόρους μεθόδους.

α) ***Μέθοδος τοῦ*** **Joule.**—Ἐντὸς θερμιδομέτρου στρέφεται κατακόρυφος ἄξων, ἐπὶ τοῦ ὁποίου εἶναι στερεωμένα πτερύγια (σχ. 74). Ἡ περιστροφὴ τῶν πτερυγίων ὀφείλεται εἰς τὴν πτῶσιν ἑνὸς σώματος βάρους Β. Τὸ θερμιδόμετρον περιέχει ὑδράργυρον, ὁ ὁποῖος ἔχει μικρὰν εἰδικὴν θερμότητα καὶ ἑπομένως μικρὰ ποσότης θερμότητος προκαλεῖ σημαντικὴν ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὑδραργύρου. Ὁ ὑδράργυρος θερμαίνεται ἕνεκα τῆς τριβῆς τῶν πτερυγίων ἐπ' αὐτοῦ. Διὰ νὰ μὴ προκαλῆται δὲ περιστροφὴ τοῦ ὑδραργύρου, ὑπάρχουν ἀκίνητα πτερύγια εἰς τὰ τοιχώματα τοῦ θερμιδομέτρου. Ἐὰν τὸ βάρος Β κατέλθῃ κατὰ h, τότε τὸ παραγόμενον ἔργον εἶναι: mgh.



Σχ. 74. Μέθοδος τοῦ Joule.

Μέρος τοῦ ἔργου τούτου μετατρέπεται εἰς θερμότητα λόγῳ τῆς τριβῆς τῶν πτερυγίων ἐπὶ τοῦ ὑδραργύρου καὶ τὸ ὑπόλοιπον ἔργον ὑπάρχει ἐπὶ τοῦ σώματος ὑπὸ μορφὴν κινητικῆς ἐνεργείας: $1/2 \cdot m\upsilon^2$. Ὥστε τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον μετετράπη εἰς θερμότητα, εἶναι:

$$W = mgh - \frac{1}{2} m\upsilon^2$$

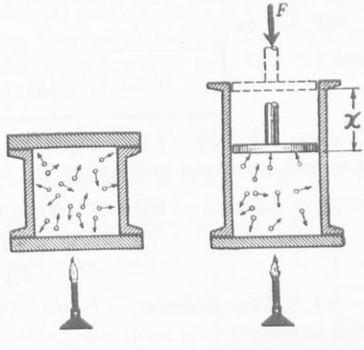
Ἐὰν Κ εἶναι ἡ θερμοχωρητικότης τοῦ θερμιδομέτρου καὶ θ° C ἡ ὕψωσις τῆς θερμοκρασίας του, τότε ἡ ποσότης θερμότητος, τὴν ὁποίαν προσέλαβε τὸ θερμιδόμετρον, εἶναι: $Q = K \cdot \theta$. Ὥστε τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος εἶναι:

$$J = \frac{W}{Q} = \frac{m\,(2gh - \upsilon^2)}{2K \cdot \theta}$$

Μὲ τὴν μέθοδον αὐτὴν κατώρθωσεν ὁ Joule νὰ εὕρῃ διὰ πρώτην φορὰν τὴν τιμὴν τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τῆς θερμότητος J.

β) ***Μέθοδος τοῦ Mayer.***—Ἡ μέθοδος αὐτὴ στηρίζεται εἰς τὴν διαφορὰν τῶν δύο εἰδικῶν θερμοτήτων τῶν ἀερίων. Ἐντὸς δοχείου (σχ. 75) ὑπάρχει 1 γραμμομόριον (1 mol) ἀερίου, ἤτοι μ γραμμάρια ἀερίου ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας ($p_0 = 76$ cm Hg καὶ 0° C). Ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου εἶναι ἴση μὲ τὴν ἐξωτερικήν. Τὸ δοχεῖον κλείεται μὲ ἔμβολον, κινούμενον χωρὶς τριβάς. Στερεώνομεν τὸ ἔμβολον καὶ θερμαίνομεν τὸ ἀέριον εἰς θερμοκρασίαν θ° C (σχ. 75α). Τότε τὸ ἀέριον θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον καὶ ἡ δαπανηθεῖσα ποσότης θερμότητος εἶναι:

$$Q_v = \mu \cdot c_v \cdot \theta \qquad \text{ἢ} \qquad Q_v = C_v \cdot \theta$$



Σχ. 75. Θέρμανσις ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον (α) καὶ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν (β).

ὅπου C_v εἶναι ἡ μοριακὴ θερμότης τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον (§ 52). Ἐὰν θερμάνωμεν τὸ ἀέριον κατὰ θ° C ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν (σχ. 75β), τότε τὸ ἔμβολον μετακινεῖται κατὰ διάστημα x. Ἡ δαπανηθεῖσα ποσότης θερμότητος διὰ τὴν θέρμανσιν αὐτὴν τοῦ ἀερίου εἶναι:

$$Q_p = \mu \cdot c_p \cdot \theta \qquad \text{ἢ} \qquad Q_p = C_p \cdot \theta$$

ὅπου C_p εἶναι ἡ μοριακὴ θερμότης τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν. Ἐπειδὴ εἶναι $C_p > C_v$, ἕπεται ὅτι εἶναι $Q_p > Q_v$. Ἡ ἐπὶ πλέον ποσότης θερμότητος $Q_p - Q_v$, ἡ δαπανηθεῖσα κατὰ τὴν θέρμανσιν τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, μετετράπη εἰς τὸ ἰσοδύναμον ἔργον W, τὸ ὁποῖον παρήγαγε τὸ ἀέριον κατὰ τὴν διαστολήν του. Ὥστε ἔχομεν:

$$W = J \cdot (Q_p - Q_v) \qquad \text{ἢ} \qquad W = J \cdot (C_p - C_v) \cdot \theta \qquad (1)$$

Ἂς ὑπολογίσωμεν τὸ ἔργον W, τὸ ὁποῖον παρήγαγε τὸ ἀέριον. Ἐὰν S εἶναι τὸ ἐμβαδὸν τοῦ ἐμβόλου, τότε τὸ παραγόμενον ἔργον εἶναι:

$$W = F \cdot x = p_0 \cdot S \cdot x = p_0 \cdot \Delta V$$

Ἡ μεταβολὴ ΔV τοῦ ὄγκου τοῦ ἀερίου εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:

$$V = V_0\,(1 + \alpha\theta) \qquad \text{ἄρα:} \qquad \Delta V = V - V_0 = V_0 \cdot \alpha \cdot \theta$$

Ἑπομένως τὸ ἔργον τοῦ ἀερίου εἶναι: $\qquad W = p_0 \cdot V_0 \cdot \alpha \cdot \theta \qquad (2)$

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

$$p_0 \cdot V_0 \cdot \alpha \cdot \theta = J \cdot (C_p - C_v) \cdot \theta \qquad \text{ἢ} \qquad p_0 \cdot V_0 \cdot \alpha = J \cdot (C_p - C_v) \qquad (3)$$

Εἶναι ὅμως γνωστὸν (§ 38) ὅτι ἡ σταθερὰ R τῶν ἀερίων εἶναι: $R = p_0 \cdot V_0 \cdot \alpha$ ὅπου V_0 εἶναι ὁ ὄγκος ἑνὸς γραμμομορίου τοῦ ἀερίου ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας. Ὥστε ἡ ἐξίσωσις (3) γράφεται: $\qquad R = J \cdot (C_p - C_v)$

Ἐπειδὴ τὰ μεγέθη R καὶ J εἶναι σταθερά, συνάγεται τὸ συμπέρασμα:

Εἰς τὰ τέλεια ἀέρια ἡ διαφορὰ τῶν μοριακῶν θερμοτήτων ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν καὶ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἀερίου.

$$\boxed{\text{τύπος τοῦ Mayer:} \qquad C_p - C_\upsilon = \frac{R}{J}}$$

Ὁ τύπος τοῦ Mayer μᾶς ἐπιτρέπει νὰ ὑπολογίσωμεν μὲ ἀρκετὴν ἀκρίβειαν τὴν τιμὴν τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τῆς θερμότητος J. Οὕτω εὑρίσκομεν:

$$J = \frac{R}{C_p - C_\upsilon} = \frac{8{,}31 \cdot 10^7 \text{ erg} \cdot \text{grad}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}}{1{,}98 \text{ cal} \cdot \text{grad}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}} = 4{,}19 \cdot 10^7 \, \frac{\text{erg}}{\text{cal}} \quad \text{ἤτοι}$$

$$J = 4{,}19 \text{ Joule/cal}$$

γ) ***Ἄλλαι μέθοδοι.***—Ἐκτὸς τῶν ἀνωτέρω μεθόδων ὑπάρχουν καὶ ἄλλαι μέθοδοι μετρήσεως τῆς τιμῆς τοῦ J. Ἰδιαιτέρως ἀκριβὴς εἶναι ἡ ἠλεκτρικὴ μέθοδος (βλ. τόμ. Γ΄, Ἠλεκτρισμός).

100. Μέτρησις τῆς ποσότητος θερμότητος εἰς Joule.—Ἐπειδὴ ἡ θερμότης εἶναι μορφὴ ἐνεργείας ἰσοδύναμος πρὸς τὰς ἄλλας μορφὰς ἐνεργείας, διὰ τοῦτο δυνάμεθα νὰ μετρῶμεν τὴν ποσότητα θερμότητος εἰς Joule. Τότε εἰς τὴν ἐξίσωσιν: $W = J \cdot Q$ ὁ συντελεστὴς J θὰ εἶναι ἴσος μὲ τὴν μονάδα. Ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὕδατος, εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτήν, θὰ εἶναι 4,19 Joule κατὰ γραμμάριον μάζης καὶ κατὰ βαθμὸν θερμοκρασίας, ἤτοι θὰ εἶναι:

$$c = 4{,}19 \text{ Joule} \cdot \text{gr}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$$

Εἰς τὸν Ἠλεκτρισμὸν πολὺ συχνὰ μετρῶμεν, χάριν εὐκολίας, ποσότητας θερμότητος εἰς Joule.

101. Ἐσωτερικὴ ἐνέργεια.— Εἰς κάθε σύστημα, εἰς τὸ ὁποῖον ὑπάρχουν τριβαί, μέρος πάντοτε τῆς μηχανικῆς ἐνεργείας μεταβάλλεται εἰς θερμότητα. Ἂς θεωρήσωμεν ἓν σύστημα, εἰς τὸ ὁποῖον αἱ μεταβολαὶ συμβαίνουν κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε εἰς τὸ τέλος τῶν μεταβολῶν τὸ σύστημα νὰ εὑρίσκεται εἰς τὴν αὐτὴν ἀκριβῶς κατάστασιν, εἰς τὴν ὁποίαν ἦτο καὶ κατὰ τὴν ἔναρξιν τῶν μεταβολῶν. Ἑπομένως εἰς τὸ τέλος τῶν μεταβολῶν, τὰς ὁποίας ὑπέστη τὸ σύστημα, τοῦτο ἔχει τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν, τὴν φυσικὴν κατάστασιν, τὴν θερμοκρασίαν, τὴν χημικὴν σύστασιν κ.τ.λ., τὰς ὁποίας εἶχεν εἰς τὴν ἀρχὴν τῆς σειρᾶς τῶν μεταβολῶν. Λέγομεν τότε ὅτι τὸ σύστημα ὑπέστη **κλειστὸν κύκλον** μεταβολῶν.

Ἂς θεωρήσωμεν ἓν σύστημα σωμάτων, τὸ ὁποῖον ὑφίσταται κλειστὸν κύκλον μεταβολῶν. Ἐὰν τὸ σύστημα π ρ ο σ λ ά β η ἀπὸ τὸ ἐξωτερικὸν περιβάλλον ποσότητα θερμότητος Q, τότε τὸ σύστημα π α ρ έ χ ε ι εἰς τὸ περιβάλλον ἔργον W. Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἰσοδυναμίας τῆς μηχανικῆς ἐνεργείας καὶ τῆς θερμότητος, πρέπει νὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις:

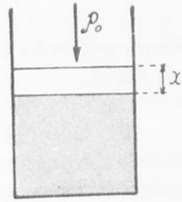
$$JQ = W \qquad \text{ἢ} \qquad JQ - W = 0 \qquad (1)$$

Εἰς μερικὰς ὅμως περιπτώσεις παρατηροῦμεν ὅτι δὲν ἰσχύει ἡ ἀνωτέρω ἐξίσωσις (1), ὅπως φαίνεται εἰς τὰ ἑπόμενα δύο παραδείγματα.

Πρῶτον παράδειγμα.—Ἐντὸς κυλινδρικοῦ δοχείου τομῆς S ὑπάρχει κυλινδρικὸν τεμάχιον πάγου ἔχον ἐμβαδὸν βάσεως ἴσον μὲ τὸ ἐμβαδὸν τῆς τομῆς τοῦ δοχείου. Ὁ πάγος ἔχει μᾶζαν 1 kgr καὶ θερμοκρασίαν 0° C (σχ. 76). Ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις κατὰ τὴν στιγμὴν τοῦ πειράματος εἶναι:

$$p_0 = 76 \text{ cm Hg} = 1\,033 \text{ gr}^*/\text{cm}^2 = 1{,}033 \cdot 10^6 \text{ dyn/cm}^2$$

Θερμαίνομεν τὸ σύστημα, ὥστε ὁ πάγος νὰ μεταβληθῇ εἰς ὕδωρ 0° C. Διὰ τὴν μεταβολὴν αὐτὴν ὁ πάγος θὰ προσλάβῃ 80 kcal. Ἀλλὰ κατὰ τὴν τῆξιν τοῦ πάγου ἐπέρχεται καὶ ἐλάττωσις τοῦ ὄγκου του κατὰ 90 cm³ περίπου (§ 61). Ἑπομένως ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις παράγει ἔργον:



Σχ. 76. Μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας κατὰ τὴν τῆξιν τοῦ πάγου.

$$W_1 = F \cdot x = p_0 \cdot S \cdot x = p_0 \cdot \Delta V$$

$$W_1 = 1{,}033 \cdot 10^6 \text{ dyn/cm}^2 \cdot 90 \text{ cm}^3 = 9{,}297 \cdot 10^7 \text{ erg} \quad \text{ἢ}$$

$$W_1 = 9{,}297 \text{ Joule}$$

Τὸ ἔργον τοῦτο ἰσοδυναμεῖ μὲ ποσότητα θερμότητος:

$$Q_1 = \frac{W_1}{J} = \frac{9{,}297 \text{ Joule}}{4{,}19 \text{ Joule/cal}} = 2{,}216 \text{ cal}$$

Ὥστε ὁ πάγος κατὰ τὴν τῆξιν του προσέλαβεν ἀφ' ἑνὸς μὲν ποσότητα θερμότητος 80 000 cal καὶ ἀφ' ἑτέρου μηχανικὴν ἐνέργειαν 9,297 Joule, χωρὶς ὅμως νὰ προκαλῆται ὕψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὕδατος. Αὗται αἱ δύο μορφαὶ ἐνεργείας ἀποταμιεύονται ἐντὸς τοῦ ὕδατος ὑπὸ μίαν εἰδικὴν μορφὴν ἐνεργείας, ἡ ὁποία καλεῖται **ἐσωτερικὴ ἐνέργεια** τοῦ ὕδατος.

Δεύτερον παράδειγμα.—Ἔχομεν 1 kgr ὕδατος θερμοκρασίας 100° C καὶ τὸ ἐξαερώνομεν ὑπὸ τὴν κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν p_0. Τὸ ὕδωρ, διὰ νὰ μεταβληθῇ εἰς ἀτμὸν 100° C, προσλαμβάνει 539 kcal. Ἀλλὰ κατὰ τὴν ἐξαέρωσιν συμβαίνει καὶ μεγάλη αὔξησις τοῦ ὄγκου τῆς μάζης τοῦ ὕδατος. Οὕτω τὸ 1 kgr ὕδατος παράγει ἔργον:

$$W_2 = p_0 \cdot \Delta V$$

Ἐὰν θεωρήσωμεν τὸν ἀτμὸν ὡς τέλειον ἀέριον, τοῦτο εἰς 100° C θὰ ἔχῃ ὄγκον:

$$V = V_0(1 + \alpha\theta) = 22\,400 \text{ cm}^3 \cdot \frac{1000 \text{ gr}}{18 \text{ gr}} \cdot \left(1 + \frac{100}{273}\right) = 17 \cdot 10^5 \text{ cm}^3$$

διότι 18 gr ἀτμοῦ θὰ κατελάμβανον ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας ὄγκον 22 400 cm³. Ἐὰν παραλείψωμεν, ὡς ἀσήμαντον, τὸν ὄγκον τοῦ ὕδατος, τότε ἡ μεταβολὴ τοῦ ὄγκου εἶναι:

$$\Delta V = 17 \cdot 10^5 \text{ cm}^3$$

καὶ ἑπομένως τὸ παραχθὲν ὑπὸ τοῦ ἀτμοῦ ἔργον εἶναι :

$$W_2 = 1{,}033 \cdot 10^6 \text{ dyn/cm}^2 \cdot 17 \cdot 10^5 \text{ cm}^3 = 17{,}561 \cdot 10^{11} \text{ erg} \quad \text{ἢ}$$

$$W_2 = 17{,}561 \cdot 10^4 \text{ Joule}$$

Τὸ ἔργον τοῦτο ἰσοδυναμεῖ μὲ ποσότητα θερμότητος :

$$Q_2 = \frac{W_2}{J} = \frac{17{,}561 \cdot 10^4 \text{ Joule}}{4{,}19 \text{ Joule/cal}} = 4{,}191 \cdot 10^4 \text{ cal} \quad \text{ἢ} \quad Q_2 = 41{,}91 \text{ kcal}$$

Ὥστε τὸ ὕδωρ κατὰ τὴν ἐξαέρωσίν του π ρ ο σ έ λ α β ε 539 kcal, ἀ π έ δ ω - σ ε ν ὅμως ὑπὸ μορφὴν μηχανικῆς ἐνεργείας 42 kcal περίπου. Ἡ πλεονάζουσα ποσότης θερμότητος :

$$Q_3 = 539 - 42 = 497 \text{ kcal}$$

ἀ π ο τ α μ ι ε ύ ε τ α ι ἐντὸς τοῦ ἀτμοῦ ὑπὸ μορφὴν **ἐσωτερικῆς ἐνεργείας** τοῦ ἀτμοῦ.

102. Φύσις καὶ ποσότης τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας.— Κάθε σῶμα εἶναι μία δεξαμενὴ ἐνεργείας καὶ εἰς ἑκάστην μονάδα μάζης τοῦ σώματος ἀντιστοιχεῖ μία ὡρισμένη ποσότης ἐνεργείας. Οὕτω ἔχομεν τὸν ἀκόλουθον ὁρισμόν :

Καλεῖται ἐσωτερικὴ ἐνέργεια* (U) *ἑνὸς σώματος ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία εἶναι ἀποταμιευμένη ἐντὸς τοῦ σώματος.

Ἡ φύσις καὶ ἡ ποσότης τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας ἑνὸς σώματος μᾶς εἶναι ἄγνωστοι. Μόνον τὰς μ ε τ α β ο λ ὰ ς τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τῶν σωμάτων δυνάμεθα νὰ ὑπολογίζωμεν μὲ ἀκρίβειαν. Ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ἑνὸς σώματος αὐξάνεται, ἐὰν προσφέρωμεν εἰς τὸ σῶμα μηχανικὴν ἢ θερμικὴν ἢ ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν κ.τ.λ. Ἀντιστρόφως, ὅταν ἐλαττώνεται ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια τοῦ σώματος, ἐλευθερώνονται διάφοροι μορφαὶ ἐνεργείας (θερμική, χημική, ἠλεκτρική, φωτεινὴ κ.τ.λ.). Ὥστε :

Ἡ φύσις καὶ ἡ ποσότης τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τῶν σωμάτων εἶναι ἄγνωστοι. Ὑπολογίζομεν μόνον τὰς μεταβολὰς τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τῶν σωμάτων, ὅταν ταῦτα προσλαμβάνουν ἢ ἐλευθερώνουν διαφόρους μορφὰς ἐνεργείας.

Ἄς ὑποθέσωμεν ὅτι ἓν σῶμα προσλαμβάνει ποσότητα θερμότητος Q καὶ ἀποδίδει εἰς τὸ ἐξωτερικὸν περιβάλλον μηχανικὴν ἐνέργειαν W. Τότε ἐπέρχεται μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας U τοῦ σώματος κατὰ ΔU. Ἡ ποσότης θερμότητος Q καὶ τὸ ἄθροισμα τῶν ἐνεργειῶν W καὶ ΔU εἶναι ἰσοδύναμοι. Ἐὰν ἐκφράσωμεν τὴν σχέσιν αὐτὴν τῆς ἰσοδυναμίας, λαμβάνομεν τὴν ἀκόλουθον ἐξίσωσιν, ἡ ὁποία ἐκφράζει τὴν **ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας :**

$$\boxed{JQ = \Delta U + W}$$

Η ΘΕΡΜΟΤΗΣ ΩΣ ΚΙΝΗΤΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΤΩΝ ΜΟΡΙΩΝ

103. Σχέσις μεταξὺ τῆς θερμότητος καὶ τῆς κινήσεως τῶν μορίων.—Ἡ ἀποδειχθεῖσα ἰσοδυναμία τῆς θερμότητος πρὸς τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν ἔχει ἰδιαιτέραν σημασίαν, διότι θεμελιώνει τὴν ἀντίληψιν, τὴν ὁποίαν εἰσήγαγεν ἡ κινητικὴ θεωρία τῶν ἀερίων (τόμ. Α', § 359), ὅτι τὰ μόρια τῶν σωμάτων εὑρίσκονται εἰς ἀδιάκοπον κίνησιν. Ὅταν λοιπὸν προστίθεται εἰς τὸ σῶμα μηχανικὴ ἐνέργεια (π.χ. διὰ τριβῆς ἢ κρούσεως), προκαλεῖται αὔξησις τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων. Ἡ αὔξησις αὐτὴ τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων ἐκδηλώνεται ὡς ὕψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος.

Τὰ μόρια ἑνὸς στερεοῦ σώματος ἐκτελοῦν πολὺ ταχείας ταλαντώσεις περὶ μίαν θέσιν ἰσορροπίας, ἡ ὁποία διατηρεῖται σταθερὰ ἕνεκα τῶν δυνάμεων συνοχῆς. Ὅταν τὸ στερεὸν σῶμα θερμαίνεται, αὐξάνεται ἡ ταχύτης τῆς κινήσεως τῶν μορίων του, ἐπίσης δὲ αὐξάνεται καὶ τὸ πλάτος τῆς ταλαντώσεως αὐτῶν. Ἕνεκα τούτου τὰ μόρια τοῦ σώματος ἐκτελοῦν τώρα ταλαντώσεις περὶ νέας θέσεις ἰσορροπίας, αἱ ὁποῖαι ἀπέχουν μεταξύ των περισσότερον· τότε τὸ σῶμα διαστέλλεται.

Τὰ μόρια ἑνὸς ὑγροῦ σώματος ἐκτελοῦν ταλαντώσεις, αἱ ὁποῖαι ἔχουν τόσον μεγάλο πλάτος, ὥστε ἡ συνοχὴ δὲν εἶναι πλέον ἱκανὴ νὰ ἐπαναφέρῃ τὰ μόρια εἰς τὴν θέσιν τῆς ἰσορροπίας. Τὰ μόρια ὅμως τοῦ ὑγροῦ δὲν ἀποχωρίζονται τελείως, διότι ἐξακολουθοῦν νὰ ὑπάρχουν μεταξὺ τῶν μορίων ἀσθενεῖς δυνάμεις συνοχῆς. Ὥστε τὰ μόρια τοῦ ὑγροῦ κινοῦνται ἐπὶ ἀκανονίστων τροχιῶν.

Τὰ μόρια ἑνὸς ἀερίου ἔχουν ταχεῖαν εὐθύγραμμον κίνησιν. Ἡ πίεσις τὴν ὁποίαν ἐπιφέρει ἓν ἀέριον ἐπὶ τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου περιέχεται, ὀφείλεται εἰς τὰς κρούσεις τῶν μορίων τοῦ ἀερίου ἐπὶ τῶν τοιχωμάτων (τόμ. Α', § 359). Εἰς ὡρισμένην τιμὴν τῆς ταχύτητος τῶν μορίων τοῦ ἀερίου ἀντιστοιχεῖ καὶ ὡρισμένη τιμὴ πιέσεως. Ὅταν λοιπὸν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου, αὐξάνεται καὶ ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων του, διότι αὐξάνεται ἡ ταχύτης των. Ὥστε ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀερίου (νόμος τοῦ Gay-Lussac). Ἐὰν ἡ θερμοκρασία ἑνὸς ἀερίου ἐλαττώνεται συνεχῶς, τότε καὶ ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου βαίνει συνεχῶς ἐλαττουμένη. Εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς ($-273^\circ C$) ἡ ταχύτης τῶν μορίων τοῦ ἀερίου εἶναι ἴση μὲ μηδὲν καὶ συνεπῶς τὸ ἀέριον δὲν ἔχει πίεσιν (§ 37). Εἰς τὴν πραγματικότητα ὅλα τὰ ἀέρια μεταπίπτουν εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν, πρὶν ἡ θερμοκρασία των φθάσῃ εἰς τὴν θερμοκρασίαν $-273^\circ C$. Ὥστε εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς τὰ μόρια τῶν σωμάτων εἶναι ἀκίνητα καὶ ἰσορροποῦν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῶν ἀμοιβαίων ἕλξεων.

104. Φύσις τῆς θερμότητος.—Ἡ ἀποδειχθεῖσα ἰσοδυναμία τῆς θερμότητος πρὸς τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν ὡδήγησεν εἰς τὴν εὕρεσιν τῶν σχέσεων, αἱ ὁποῖαι ὑπάρχουν μεταξὺ τῆς θερμότητος καὶ τῆς κινήσεως τῶν μορίων τῶν σωμάτων. Οὕτω ἐθεμελιώθη **ἡ μηχανικὴ θεωρία τῆς θερμότητος** ἤ, ὅπως καὶ ἄλλως λέγεται, **ἡ κινητικὴ θεωρία τῆς ὕλης.** Ἡ θεωρία αὐτὴ ἐξομοιώνει τὴν θερμότητα πρὸς τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν καὶ ἀποδεικνύει ὅτι ἡ θερμότης εἶναι ἡ μακροσκοπικὴ ἐκδήλωσις τῆς κινήσεως τῶν μορίων. Αἱ βασικαὶ ἀρχαὶ τῆς μηχανικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος εἶναι αἱ ἑξῆς:

I. Τὰ μόρια ὅλων τῶν σωμάτων εὑρίσκονται εἰς ἀδιάκοπον κίνησιν. Μόνον εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς τὰ μόρια τῶν σωμάτων ἀκινητοῦν.

II. Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων ἑνὸς σώματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν τοῦ σώματος.

III. Ἡ θερμότης, τὴν ὁποίαν περικλείει ἓν σῶμα, εἶναι τὸ ἄθροισμα τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων τοῦ σώματος.

IV. Ἐκεῖνο, τὸ ὁποῖον χαρακτηρίζομεν ὡς θερμοκρασίαν ἑνὸς σώματος, εἰς τὴν πραγματικότητα χαρακτηρίζει τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν τῶν μορίων τοῦ σώματος.

Ἡ θερμότης ἀναφέρεται λοιπὸν εἰς τὴν κίνησιν τῶν μορίων. Αἱ κινήσεις αὗται γίνονται καθ᾽ ὅλας τὰς δυνατὰς διευθύνσεις καὶ κατὰ πᾶσαν φοράν, συμφώνως πρὸς τοὺς νόμους τῆς τύχης, ἐνῶ ὅλαι αἱ ἄλλαι μορφαὶ ἐνεργείας ἀναφέρονται εἰς κινήσεις συντεταγμένας. Οὕτω εἰς ἓν βλῆμα, τὸ ὁποῖον ἔχει κινητικὴν ἐνέργειαν, ὅλα τὰ μόρια ἔχουν τὴν αὐτὴν κίνησιν. Ἡ τελείως ἄτακτος κίνησις τῶν μορίων προσδίδει εἰς τὴν θερμότητα ὡρισμένας ἰδιότητας, διὰ τῶν ὁποίων ἡ θερμότης διακρίνεται ἀπὸ τὰς ἄλλας μορφὰς ἐνεργείας.

105. Κινητικὴ θεωρία τῶν ἀερίων.— Εἰς τὴν Μηχανικὴν ἀπεδείχθη (τόμ. Α΄, § 361, ἐξίσωσις 3) ὅτι, ἂν ἓν ἀέριον εἰς ὡρισμένην θερμοκρασίαν ἔχῃ ὄγκον V καὶ πίεσιν p, τότε ἰσχύει ἡ σχέσις:

$$p \cdot V = \frac{1}{3} N \cdot m \cdot \upsilon^2 \qquad (1)$$

ὅπου m ἡ μᾶζα ἑνὸς μορίου τοῦ ἀερίου, υ ἡ μέση ταχύτης τῶν μορίων καὶ N τὸ πλῆθος τῶν μορίων, τὰ ὁποῖα περιέχονται ἐντὸς τοῦ ὄγκου V. Ἔστω ὅτι τὸ ἀνωτέρω ἀέριον ἔχει μᾶζαν ἑνὸς γραμμομορίου (1 mol) καὶ ἀπόλυτον θερμοκρασίαν T. Ἡ κατάστασις τοῦ ἀερίου ἐκφράζεται τότε ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν τῶν τελείων ἀερίων:

$$p \cdot V = R \cdot T \qquad (2)$$

α) ***Θερμοκρασία τοῦ ἀερίου.***—Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) εὑρίσκομεν:

$$R \cdot T = \frac{1}{3} N \cdot m \cdot \upsilon^2 \qquad (3)$$

Ἐὰν καλέσωμεν: $E_K = m\upsilon^2/2$ τὴν μέσην κινητικὴν ἐνέργειαν ἑνὸς μορίου τοῦ ἀερίου, τότε ἡ ἐξίσωσις (3) γράφεται:

$$R \cdot T = \frac{2N}{3} \cdot \frac{m\upsilon^2}{2} \qquad (4) \qquad \text{ἢ} \qquad R \cdot T = \frac{2N}{3} \cdot E_K \qquad (4\alpha)$$

Ἡ εὑρεθεῖσα ἐξίσωσις (4α) δεικνύει ὅτι:

Ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία ἑνὸς ἀερίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν μέσην κινητικὴν ἐνέργειαν τῶν μορίων τοῦ ἀερίου.

$$\boxed{\text{ἀπόλυτος θερμοκρασία ἀερίου:} \qquad T = \frac{2N}{3R} \cdot E_K} \qquad (5)$$

β) ***Πίεσις τοῦ ἀερίου.***— Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (1) τὸ γινόμενον $N \cdot m$ ἐκφράζει τὴν ὁλικὴν μᾶζαν μ τοῦ ἀερίου, δηλαδὴ τὴν μᾶζαν ἑνὸς γραμμομορίου τοῦ ἀερίου· ὥστε εἶναι $\mu = N \cdot m$. Ἡ ἐξίσωσις (1) δύναται λοιπὸν νὰ γραφῇ ὡς ἑξῆς:

$$p \cdot V = \frac{1}{3} \mu \cdot \upsilon^2 \quad (6) \qquad \text{ἢ} \qquad p = \frac{2}{3} \cdot \frac{\mu}{V} \cdot \frac{\upsilon^2}{2} \quad (6\alpha)$$

Ἡ πυκνότης τοῦ ἀερίου εἶναι: $d = \mu / V$. Ἄρα ἡ ἐξίσωσις (6α) φανερώνει ὅτι:

Εἰς ὡρισμένην θερμοκρασίαν ἡ πίεσις ἑνὸς ἀερίου ἰσοῦται μὲ τὰ 2/3 τῆς κινητικῆς ἐνεργείας ὅλων τῶν μορίων, τὰ ὁποῖα περιέχονται εἰς 1 cm^3 ***τοῦ ἀερίου.***

$$\boxed{\text{πίεσις ἀερίου:} \quad p = \frac{2}{3} \cdot \frac{d\upsilon^2}{2}} \quad (7)$$

γ) ***Μοριακὴ ἐνέργεια τοῦ ἀερίου.***— Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (6) τὸ μ παριστᾷ τὴν μᾶζαν ἑνὸς γραμμομορίου τοῦ ἀερίου, ἤτοι τὴν μ ο ρ ι α κ ὴ ν μ ᾶ ζ α ν τοῦ ἀερίου. Ἡ ἐξίσωσις αὐτὴ γράφεται καὶ ὡς ἑξῆς:

$$p \cdot V = \frac{2}{3} \cdot \frac{\mu\upsilon^2}{2} \quad (8)$$

Ὁ παράγων $\mu\upsilon^2/2$ ἐκφράζει τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν τῶν μορίων ἑνὸς γραμμομορίου τοῦ ἀερίου· ἡ ἐνέργεια αὐτὴ καλεῖται μ ο ρ ι α κ ὴ ἐ ν έ ρ γ ε ι α (W_μ) τοῦ ἀερίου. Ἐὰν εἰς τὴν ἐξίσωσιν (8) θέσωμεν: $p \cdot V = R \cdot T$, εὑρίσκομεν ὅτι:

Εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν ἡ μοριακὴ ἐνέργεια εἶναι ἡ αὐτὴ δι' ὅλα τὰ ἀέρια.

$$\boxed{\text{μοριακὴ ἐνέργεια:} \quad W_\mu = \frac{\mu\upsilon^2}{2} = \frac{3}{2} R \cdot T} \quad (8\alpha)$$

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (8α) δυνάμεθα νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν σταθερὰν μοριακὴν ἐνέργειαν τῶν ἀερίων εἰς μίαν ὡρισμένην θερμοκρασίαν. Ἂς θεωρήσωμεν 1 γραμμομόριον ἀερίου εὑρισκομένου ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας ($p_0 = 76$ cm Hg καὶ $T = 273^0$ K). Τότε ἡ ὁ λ ι κ ὴ κ ι ν η τ ι κ ὴ ἐ ν έ ρ γ ε ι α τῶν μορίων, τὰ ὁποῖα περιέχει τὸ 1 γραμμομόριον (1 mol) τοῦ ἀερίου, εἶναι:

$$W_\mu = \frac{\mu\upsilon^2}{2} = \frac{3}{2} R \cdot T \qquad \text{ἤτοι}$$

$$W_\mu = \frac{3}{2} \cdot 8{,}31 \cdot 10^7 \, \frac{\text{erg}}{\text{grad} \cdot \text{mol}} \cdot 273 \text{ grad} = 34 \cdot 10^9 \, \frac{\text{erg}}{\text{mol}} \qquad \text{ἢ}$$

$$\frac{\mu\upsilon^2}{2} = 3\,400 \text{ Joule/mol}$$

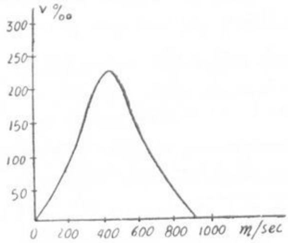
Ὥστε εἰς 1 γραμμομόριον παντὸς ἀερίου, εὑρισκομένου ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας, ἐγκλείεται ἐνέργεια ἴση μὲ 350 kgr*m περίπου. Αὐτὴ ἡ ἐνέργεια ὀφείλεται εἰς τὴν μεταφορικὴν κίνησιν τῶν μορίων τοῦ ἀερίου.

δ) ***Ταχύτης τῶν μορίων τοῦ ἀερίου.***—Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (8α) εὑρίσκομεν ὅτι:

Ἡ μέση ταχύτης τῶν μορίων ἑνὸς ἀερίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν τετραγωνικὴν ῥίζαν τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν τετραγωνικὴν ῥίζαν τῆς μοριακῆς μάζης τοῦ ἀερίου.

$$\boxed{\text{μέση ταχύτης τῶν μορίων ἀερίου:} \quad \upsilon = \sqrt{\frac{3R \cdot T}{\mu}}} \quad (9)$$

Οὕτω π.χ. διὰ τὸ ὀξυγόνον ($\mu = 32$) εὑρίσκομεν ὅτι ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας ($T = 273^0$ K) ἡ μέση ταχύτης τῶν μορίων του εἶναι:



Σχ. 77. Κατανομὴ τῆς ταχύτητος 1000 μορίων ἀερίου. (Ἐπὶ τοῖς χιλίοις, $\nu = {}^0/_{00}$.)

$$\upsilon = \sqrt{\frac{3 \times 8{,}31 \cdot 10^7 \times 273}{32}} \text{ C.G.S.} \qquad \text{ἢ}$$

$$\upsilon = 46\,100 \text{ cm/sec} = 461 \text{ m/sec}$$

Ἡ ταχύτης, τὴν ὁποίαν εὑρίσκομεν ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (9), εἶναι ἡ μέση ταχύτης τῶν μορίων τοῦ ἀερίου. Εἰς τὴν πραγματικότητα, ἕνεκα τῶν κρούσεων τῶν μορίων, αἱ ταχύτητες αὐτῶν συνεχῶς μεταβάλλονται. Οὕτω αἱ ταχύτητες τῶν μορίων ὡρισμένης μάζης ἀερίου ἔχουν κατὰ μίαν δεδομένην χρονικὴν στιγμὴν ὅλας τὰς δυνατὰς τιμάς. Πρῶτος ὁ Maxwell, στηριζόμενος εἰς τὸν Λογισμὸν τῶν Πιθανοτήτων, κατώρθωσε νὰ προσδιορίσῃ τὴν κατανομὴν τῶν διαφόρων ταχυτήτων τῶν μορίων ἑνὸς ἀερίου. Ἡ τοιαύτη κατανομὴ παριστάνεται γραφικῶς εἰς τὸ σχῆμα 77 καὶ ἀναφέρεται εἰς 1 000 μόρια ὀξυγόνου θερμοκρασίας 0^0 C (μέση ταχύτης 461 m/sec).

106. Νόμος τοῦ Avogadro.— Ἂς θεωρήσωμεν τρία διαφορετικὰ ἀέρια Α, Β καὶ Γ, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὸν αὐτὸν ὄγκον V, τὴν αὐτὴν πίεσιν p καὶ τὴν αὐτὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν T. Ἡ μᾶζα ἑνὸς μορίου ἑκάστου τῶν τριῶν ἀερίων εἶναι ἀντιστοίχως m_1, m_2 καὶ m_3. Τὸ δὲ πλῆθος τῶν μορίων ἑκάστου τῶν τριῶν ἀερίων εἶναι ἀντιστοίχως N_1, N_2 καὶ N_3. Δι' ἕκαστον τῶν ἀερίων τούτων θὰ ἰσχύῃ τότε ἡ ἐξίσωσις: $p \cdot V = 1/3 \cdot N \cdot m \cdot \upsilon^2$ (§ 105, ἐξίσωσις 1) καὶ θὰ ἔχωμεν:

διὰ τὸ ἀέριον Α: $p \cdot V = \frac{1}{3} N_1 \cdot m_1 \cdot \upsilon_1^2$ διὰ τὸ ἀέριον Β: $p \cdot V = \frac{1}{3} N_2 \cdot m_2 \cdot \upsilon_2^2$ διὰ τὸ ἀέριον Γ: $p \cdot V = \frac{1}{3} N_3 \cdot m_3 \cdot \upsilon_3^2$

Ἐπειδὴ ὅμως τὰ τρία ἀέρια ἔχουν τὴν αὐτὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν, ἕπεται ὅτι ἡ μέση κινητικὴ ἐνέργεια E_K τῶν μορίων καὶ τῶν τριῶν ἀερίων εἶναι ἡ αὐτή:

$$E_K = \frac{m_1\upsilon_1^2}{2} = \frac{m_2\upsilon_2^2}{2} = \frac{m_3\upsilon_3^2}{2} \qquad \text{ἤτοι} \qquad 2E_K = m_1 \cdot \upsilon_1^2 = m_2 \cdot \upsilon_2^2 = m_3 \cdot \upsilon_3^2$$

Ἐπειδὴ δὲ τὸ γινόμενον pV εἶναι σταθερὸν καὶ διὰ τὰ τρία ἀέρια, ἔχομεν:

$$\frac{1}{3} N_1 \cdot 2E_K = \frac{1}{3} N_2 \cdot 2E_K = \frac{1}{3} N_3 \cdot 2E_K \qquad \text{ἤτοι} \qquad N_1 = N_2 = N_3$$

Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο ἐκφράζει τὸν ἀκόλουθον **νόμον τοῦ Avogadro**:

Ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως ἴσοι ὄγκοι διαφόρων ἀερίων περιέχουν τὸν αὐτὸν ἀριθμὸν μορίων.

* **107. Μοριακαὶ θερμότητες τοῦ ἀερίου.**— Εἶναι γνωστὸν (§ 105) ὅτι διὰ 1 γραμμομόριον ἀερίου, εὑρισκομένου εἰς θερμοκρασίαν T, ἰσχύουν αἱ ἀκόλουθοι ἐξισώσεις (1 καὶ 8α τῆς § 105):

$$p \cdot V = \frac{1}{3} N \cdot m \cdot \upsilon^2 \qquad \frac{\mu\upsilon^2}{2} = \frac{3}{2} R \cdot T$$

Εἰς θερμοκρασίαν 0^0 C ($T = 273^0$ K) ἡ ἐνέργεια ἐκ τῆς μεταφορικῆς κινήσεως ὅλων τῶν μορίων, τῶν περιεχομένων εἰς ἓν γραμμομόριον (1 mol) τοῦ ἀερίου εἶναι, 3 400 Joule

(§ 105 γ). Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου τούτου αὐξηθῇ κατὰ 1° K, τότε ἡ μοριακὴ ἐνέργεια W_μ τοῦ ἀερίου αὐξάνεται κατά:

$$\Delta W_\mu = \frac{3}{2} R\,(274^\circ - 273^\circ) = \frac{3}{2} R \cdot 1^\circ = \frac{3}{2} \cdot 8{,}31 \cdot 10^7\ \mathrm{erg \cdot mol^{-1} \cdot grad^{-1}} \quad \text{ἤτοι}$$

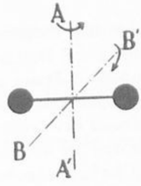
$$\Delta W_\mu = 12{,}86\ \mathrm{Joule \cdot mol^{-1} \cdot grad^{-1}}$$

Αὐτὴ ἡ αὔξησις τῆς κινητικῆς ἐνεργείας ἰσοδυναμεῖ μὲ ποσότητα θερμότητος 3 cal/mol, δηλαδὴ ἐκφράζει τὴν μοριακὴν θερμότητα C_v τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον. Ὥστε εἶναι: $C_v = 3\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$. Διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν μοριακὴν θερμότητα C_p τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, στηριζόμεθα εἰς τὸν τύπον τοῦ Mayer (§ 99), ἐκ τοῦ ὁποίου ἔχομεν:

$$C_p = C_v + \frac{R}{J} = 3 + \frac{8{,}31}{4{,}19} = 3 + 2 = 5\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$$

Ὁ πίναξ τῆς σελίδος 38 δεικνύει ὅτι αἱ τιμαὶ $C_v = 3\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$ καὶ $C_p = 5\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$ ἰσχύουν μόνον διὰ τὰ μονατομικὰ ἀέρια. Δι' ὅλα τὰ ἄλλα ἀέρια αἱ μοριακαὶ θερμότητες εἶναι μεγαλύτεραι ἀπὸ τὰς ἀνωτέρω εὑρεθείσας θεωρητικῶς τιμάς. Οὕτω π.χ. διὰ τὰ διατομικὰ ἀέρια εἶναι:

$$C_v = 5\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}} \quad \text{καὶ} \quad C_p = 7\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$$



Σχ. 78. Διατομικὸν μόριον ἀερίου.

Τὴν ἐξήγησιν τῆς ἀνωμαλίας αὐτῆς ἔδωσεν ὁ Boltzmann. Οὗτος ἐδέχθη ὅτι ἓν μόριον ἀερίου, ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο ἄτομα (διατομικὸν ἀέριον), ἔχει μορφὴν ἁλτῆρος (σχ. 78). Τὸ μόριον τοῦτο, ἐκτὸς τῆς μεταφορικῆς κινήσεως, ἔχει καὶ περιστροφικὴν κίνησιν. Ἑπομένως εἰς τὴν ἐνέργειαν τῆς μεταφορικῆς κινήσεως προστίθεται καὶ ἡ ἐνέργεια τῆς περιστροφικῆς κινήσεως τοῦ μορίου, ἡ ὁποία εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον ὑψηλοτέρα εἶναι ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου. Ἡ θεωρία τοῦ Boltzmann δέχεται ὅτι:

Εἰς ὅλα τὰ ἀέρια διὰ τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας κατὰ ἕνα βαθμὸν (1 grad) ἀπαιτεῖται ἡ αὐτὴ αὔξησις ἐνεργείας δι' ἕκαστον βαθμὸν ἐλευθερίας τοῦ μορίου των (*).

Τὸ μόριον ἑνὸς μονατομικοῦ ἀερίου ἔχει 3 βαθμοὺς ἐλευθερίας. Ἑπομένως εἰς ἕνα βαθμὸν ἐλευθερίας καὶ δι' αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας κατὰ 1° ἀντιστοιχεῖ αὔξησις τῆς μοριακῆς ἐνεργείας ἴση μέ:

$$\frac{1}{3} \times \frac{3}{2} R = \frac{1}{2} R = 4{,}16\ \mathrm{Joule \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$$

ἤτοι 1 cal/mol καὶ κατὰ βαθμὸν ἐλευθερίας. Τὸ μόριον ἑνὸς διατομικοῦ ἀερίου ἔχει 3 βαθμοὺς ἐλευθερίας μεταφορικῆς κινήσεως καὶ 2 βαθμοὺς ἐλευθερίας περιστροφικῆς κινήσεως (σχ. 78, περὶ τοὺς ἄξονας AA' καὶ BB'). Ἑπομένως ἡ μοριακὴ θερμότης

(*) Ἓν σῶμα δυνάμενον νὰ κινῆται μόνον ἐπὶ μιᾶς γραμμῆς (π.χ. ἡ ἀτμομηχανὴ σιδηροδρόμου), λέγομεν ὅτι ἔχει 1 βαθμὸν ἐλευθερίας μεταφορικῆς κινήσεως. Ἓν σῶμα δυνάμενον νὰ κινῆται μόνον ἐπὶ μιᾶς ἐπιφανείας (π.χ. τὸ πλοῖον), λέγομεν ὅτι ἔχει 2 βαθμοὺς ἐλευθερίας. Ἓν σῶμα δυνάμενον νὰ κινῆται ἐντὸς τοῦ χώρου καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις (π.χ. τὸ ἀεροπλάνον), λέγομεν ὅτι ἔχει 3 βαθμοὺς ἐλευθερίας. Ὁμοίως, ἂν ἓν σῶμα δύναται νὰ στρέφεται περὶ ἕνα σταθερὸν ἄξονα, τότε ἔχει 1 βαθμὸν ἐλευθερίας περιστροφικῆς κινήσεως. Ἐὰν ὅμως δύναται νὰ στρέφεται περὶ δύο καθέτους πρὸς ἀλλήλους ἄξονας, τότε ἔχει 2 βαθμοὺς ἐλευθερίας. Τέλος ἓν σῶμα δυνάμενον νὰ περιστραφῇ ὁπωσδήποτε, ἔχει 3 βαθμοὺς ἐλευθερίας.

του ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον εἶναι: $C_\upsilon = 5\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$. Ἡ δὲ μοριακὴ θερμότης του ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν εἶναι: $C_p = 5 + 2 = 7\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$. Τὸ μόριον ἑνὸς τ ρ ι α τ ο μ ι κ ο ῦ ἀερίου ἔχει ἕνα ἐπὶ πλέον βαθμὸν ἐλευθερίας περιστροφικῆς κινήσεως, ἤτοι ἔχει ἐν ὅλῳ 6 βαθμοὺς ἐλευθερίας καὶ ἑπομένως εἶναι: $C_\upsilon = 6\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$ καὶ $C_p = 6 + 2 = 8\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$. Εἰς τὰ πολυατομικὰ ὅμως ἀέρια τὰ ἄτομα δύνανται νὰ ἐκτελοῦν καὶ ταλαντώσεις ἐντὸς τοῦ μορίου, αἱ ὁποῖαι προκαλοῦν συνεπῶς αὔξησιν τῆς τιμῆς τῆς μοριακῆς θερμότητος C_υ.
Ἐπειδὴ δι' ὅλα τὰ ἀέρια εἶναι:

$$C_p - C_\upsilon \approx R = 2\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$$

ἡ θεωρία τοῦ Boltzmann εὑρίσκει τὰς ἀκολούθους τιμὰς τοῦ λόγου $\gamma = \dfrac{C_p}{C_\upsilon} = \dfrac{c_p}{c_\upsilon}$, αἱ ὁποῖαι εὑρέθησαν καὶ πειραματικῶς (§ 52):

μονατομικὰ ἀέρια:	$\gamma = 5 : 3 = 1{,}67$
διατομικὰ ἀέρια :	$\gamma = 7 : 5 = 1{,}40$
τριατομικὰ ἀέρια :	$\gamma = 8 : 6 = 1{,}33$

* **108. Μοριακαὶ θερμότητες τῶν στερεῶν.**—Ἂς ἐφαρμόσωμεν τὰς ἀντιλήψεις τῆς θεωρίας τοῦ Boltzmann εἰς τὰ μονατομικὰ στερεὰ σώματα, π.χ. τὰ μέταλλα. Εἰς τὰ σώματα αὐτὰ τὰ ἄτομα συνδέονται μεταξύ των μὲ δυνάμεις συνοχῆς καὶ διὰ τοῦτο δὲν ἐκτελοῦν μεταφορικὴν κίνησιν, ἀλλὰ ταλαντώσεις περὶ τὴν μέσην θέσιν ἰσορροπίας των. Ἑπομένως τὰ ἄτομα δὲν ἔχουν μόνον κινητικὴν ἐνέργειαν, ἀλλὰ ἔχουν καὶ δυναμικὴν ἐνέργειαν. Ἕκαστον ἀπὸ τὰ δύο αὐτὰ εἴδη ἐνεργείας ἀπαιτεῖ δι' αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας κατὰ 1° καὶ κατὰ βαθμὸν ἐλευθερίας μίαν αὔξησιν τῆς ἐνεργείας ἴσην μὲ $1/2\ R = 1\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1} \cdot mol^{-1}}$. Ἐπειδὴ αἱ ταλαντώσεις τῶν ἀτόμων δύνανται νὰ γίνουν πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις, ἕπεται ὅτι κάθε ἄτομον ἔχει 3 βαθμοὺς ἐλευθερίας καὶ συνεπῶς ἡ ἀτομικὴ θερμότης τοῦ μετάλλου εἶναι: $C = 3 \times 2 = 6\ \mathrm{cal/mol}$. Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο συμφωνεῖ μὲ τὸν νόμον Dulong-Petit (§ 53).

109. Ἡ κίνησις τοῦ Brown.—Ἡ ὡραιοτέρα ἐπιβεβαίωσις τῆς μηχανικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος εἶναι ἡ κ ί ν η σ ι ς τ ο ῦ B r o w n (τόμ. Α', § 354), ἡ ὁποία δύναται νὰ παρατηρηθῇ εἰς ὅλα τὰ πολὺ μικρὰ τεμαχίδια τῆς ὕλης, τὰ αἰωρούμενα ἐντὸς ἑνὸς ὑγροῦ ἢ ἑνὸς ἀερίου (π.χ. τὰ λιπαρὰ σταγονίδια τοῦ ἀραιωμένου γάλακτος, τὸν καπνὸν τοῦ σιγάρου ἐντὸς τοῦ ἀέρος). Τὰ τεμαχίδια αὐτὰ κινοῦνται τόσον ζωηρότερον, ὅσον μικρότερα εἶναι ταῦτα καὶ ὅσον ὑψηλοτέρα εἶναι ἡ θερμοκρασία. Ἡ ἀδιάκοπος αὐτὴ κίνησις ἐξακολουθεῖ παρὰ τὴν ὕπαρξιν ἐσωτερικῆς τριβῆς καὶ χωρὶς καμμίαν προσφορὰν ἐνεργείας ἔξωθεν. Ἡ κίνησις τοῦ Brown ἑρμηνεύεται ὡς ἑξῆς: Ἐπειδὴ τὰ μόρια ἑνὸς ὑγροῦ ἢ ἑνὸς ἀερίου κινοῦνται ἀδιακόπως, ἕπεται ὅτι τὰ μόρια κτυποῦν ἀδιακόπως καὶ ἀπὸ ὅλας τὰς κατευθύνσεις ἐπὶ κάθε σωματιδίου εὑρισκομένου ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ ἢ τοῦ ἀερίου. Αἱ κρούσεις ὅμως αὐταὶ δὲν εἶναι ἐξ ἴσου ἰσχυραὶ ἀπὸ ὅλας τὰς κατευθύνσεις. Οὕτω κάθε στιγμὴν ἡ κροῦσις κατὰ μίαν τυχοῦσαν διεύθυνσιν εἶναι ἰσχυροτέρα καὶ ἑπομένως ἡ κίνησις τοῦ σωματιδίου εἶναι τ ε λ ε ί ω ς ἀ κ α ν ό ν ι σ τ ο ς.

110. Ὑπολογισμὸς τοῦ ἀριθμοῦ τῶν μορίων.—Ἡ κίνησις τοῦ Brown μᾶς ἐπιτρέπει νὰ εὕρωμεν πόσα μόρια περιέχονται εἰς 1 γραμμομόριον ἀερίου μὲ τὴν βοήθειαν τῆς κινητικῆς θεωρίας. Τὰ ἐντὸς ἑνὸς ἀερίου ἢ ὑγροῦ αἰωρούμενα σωματίδια δυνάμεθα νὰ τὰ θεωρήσωμεν ὡς ἓν εἶδος πολὺ μεγάλων μορίων. Ὅταν ἐντὸς τοῦ ἀερίου ἢ τοῦ ὑγροῦ ἐπικρατῇ ἡ αὐτὴ θερμοκρασία T, τότε κάθε αἰωρούμενον σωματίδιον ἔχει τὴν αὐτὴν μέσην κινητικὴν ἐνέργειαν: $E_\kappa = 1/2 \cdot m\upsilon^2$, τὴν ὁποίαν ἔχουν καὶ τὰ μόρια τοῦ περιβάλλοντος ἀερίου ἢ ὑγροῦ. Ἐπειδὴ ἡ μᾶζα τῶν σωματιδίων εἶναι πολὺ μεγάλη, ἕπεται ὅτι ἡ ταχύτης των εἶναι πολὺ μικρά. Ὁ Perrin κατώρθωσε (1909) νὰ ἐκτελέσῃ ἐξαιρετικῆς σημασίας πειράματα ἐπὶ τῆς κινήσεως τοῦ Brown, τὴν ὁποίαν παρατηροῦμεν εἰς κολλοειδῆ διαλύματα. Ἀπὸ τὰ πειράματα αὐτὰ ἀπεδείχθη ὅτι:

Ἡ μέση κινητικὴ ἐνέργεια τῶν αἰωρουμένων σωματιδίων εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν φύσιν αὐτῶν καὶ ἴση μὲ τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν, τὴν ὁποίαν θὰ εἶχον τὰ μόρια ἑνὸς ἀερίου εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν.

Οὕτω ὁ Perrin εὗρεν ὅτι εἰς θερμοκρασίαν T ἕκαστον σωματίδιον τοῦ κολλοειδοῦς διαλύματος (ἢ μόριον ἀερίου τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας T) ἔχει κινητικὴν ἐνέργειαν:

$$\frac{mυ^2}{2} = \frac{2{,}07}{10^{16}} \cdot T \text{ erg} \qquad (1)$$

Δι' ἓν μονατομικὸν ἀέριον, τὸ ὁποῖον ἔχει 3 βαθμοὺς ἐλευθερίας, ὅπως καὶ τὰ σωματίδια τοῦ κολλοειδοῦς διαλύματος, εὕρομεν ὅτι 1 γραμμομόριον τοῦ ἀερίου (§ 105, ἐξίσ. 4) περικλείει ποσότητα θερμότητος (δηλαδὴ κινητικὴν ἐνέργειαν τῶν μορίων):

$$N \cdot \frac{mυ^2}{2} = \frac{3}{2} R \cdot T \qquad (2)$$

ὅπου N εἶναι τὸ πλῆθος τῶν μορίων, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν εἰς 1 γραμμομόριον. Διαιροῦντες κατὰ μέλη τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) εὑρίσκομεν:

$$N = \frac{3}{2} R \cdot \frac{10^{16}}{2{,}07} = \text{σταθ.} \quad \text{ἢ} \quad N = \frac{3 \times 8{,}31 \times 10^7 \times 10^{16}}{2 \times 2{,}07} = 6{,}02 \cdot 10^{23} \text{ μόρια/mol}$$

Εἰς ἓν γραμμομόριον (1 mol) ***παντὸς ἀερίου περιέχεται σταθερὸς ἀριθμὸς μορίων.***

ἀριθμὸς τοῦ Avogadro:	$N_A = 6{,}02 \cdot 10^{23}$ μόρια/mol

Μὲ ἄλλας μετρήσεις εὑρέθη ὅτι εἰς ἓν γραμμομόριον παντὸς σώματος περιέχονται $6 \cdot 10^{23}$ μόρια καὶ ἑπομένως ὁ ἀριθμὸς τοῦ Avogadro ἰσχύει δι' ὅλα τὰ σώματα.

Ἐπειδὴ 1 γραμμομόριον παντὸς ἀερίου ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας (0° C καὶ 76 cm Hg ἔχει ὄγκον 22 400 cm³, ἕπεται ὅτι εἰς 1 cm³ τοῦ ἀερίου περιέχονται μόρια:

$$\frac{6 \cdot 10^{23}}{22\,400} = 27 \cdot 10^{18} = \text{σταθ.}$$

Εἰς ἓν κυβικὸν ἑκατοστόμετρον (1 cm³) ***παντὸς ἀερίου, ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως, περιέχεται σταθερὸς ἀριθμὸς μορίων.***

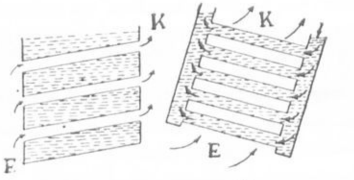
ἀριθμὸς τοῦ Loschmidt:	$N_L = 23 \cdot 10^{18}$ μόρια/cm³

ΘΕΡΜΙΚΑΙ ΜΗΧΑΝΑΙ

111. Θερμικαὶ μηχαναί.—Ἡ μετατροπὴ τῆς θερμότητος εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν παίζει σήμερον τεράστιον ρόλον εἰς τὴν πρακτικὴν ζωήν. Ἡ μετατροπὴ αὕτη γίνεται διὰ τῶν **θερμικῶν μηχανῶν,** αἱ ὁποῖαι χρησιμοποιοῦν πρὸς τὸν σκοπὸν τοῦτον πάντοτε ἓν ἀέριον. Τοῦτο ἀποκτᾷ θερμοκρασίαν πολὺ μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν συνήθη καὶ ἑπομένως τὸ ἀέριον ἐξασκεῖ μεγάλας πιέσεις, διὰ τῶν ὁποίων τίθενται εἰς κίνησιν στερεὰ σώματα. Διὰ τὴν παραγωγὴν τῆς μηχανικῆς ἐνεργείας δαπανᾶται θερμότης, ἡ ὁποία προέρχεται ἀπὸ τὴν καῦσιν μιᾶς καυσίμου ὕλης (ἄνθρακος, βενζίνης, πετρελαίου, φωταερίου κ.ἄ.). Ἡ πηγὴ θερμότητος, ἡ ὁποία θερμαίνει τὸ ἀέριον, δύναται νὰ εἶναι ἔξω ἀπὸ τὸν χῶρον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου μετακινεῖται τὸ κινητὸν μέρος τῆς μηχανῆς, ἢ ἐντὸς τοῦ χώρου τούτου· αἱ πρῶται μηχαναὶ καλοῦνται **ἀτμομηχαναὶ** (ἢ **θερμικαὶ μηχαναὶ ἐξωτερικῆς καύσεως**), αἱ δὲ δεύτεραι καλοῦνται **θερμικαὶ μηχαναὶ ἐσωτερικῆς καύσεως.**

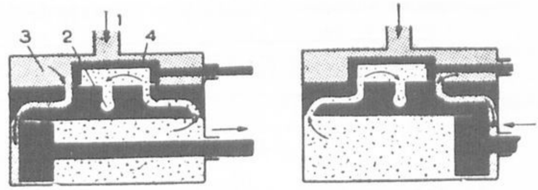
112. Ἀτμομηχαναί.— Εἰς τὰς ἀτμομηχανὰς ὡς κινητήριον ἀέριον χρησιμοποιεῖται ὁ ὑδρατμός. Οὗτος παράγεται ἐντὸς καταλλήλου λέβητος, ὁ ὁποῖος θερμαίνεται διὰ καύσεως γαιάνθρακος ἢ πετρελαίου. Ὁ ἐντὸς τοῦ λέβητος παραγόμενος ἀτμὸς ἔχει ὑψηλὴν θερμοκρασίαν (περίπου 250° C) καὶ μεγάλην πίεσιν. Ἀναλόγως τοῦ τρόπου χρησιμοποιήσεως τοῦ ἀτμοῦ ὡς κινητηρίου ἀερίου αἱ ἀτμομηχαναὶ διακρίνονται εἰς **ἀτμομηχανὰς μὲ ἔμβολον** καὶ εἰς **ἀτμοστροβίλους.**

113. Ἀτμομηχαναὶ μὲ ἔμβολον.—Ὁ ἀτμὸς παράγεται ἐντὸς τοῦ λέβητος. Οὗτος ἔχει τοιαύτην μορφήν, ὥστε ἡ ἐπιφάνεια ἐπαφῆς τῶν θερμῶν ἀερίων τῆς ἑστίας μὲ τὸν λέβητα νὰ εἶναι μεγάλη. Οὕτω εἰς τὰς ἀτμομηχανὰς τῶν σιδηροδρόμων τὰ ἀέρια τῆς καύσεως διέρχονται διὰ σωλήνων, οἱ ὁποῖοι εἶναι βυθισμένοι ἐντὸς τοῦ πρὸς ἐξάτμισιν ὕδατος (σχ. 79 I)· εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ ἐπιφάνεια θερμάνσεως ἀνέρχεται εἰς 25 m² κατὰ κυβικὸν μέτρον ὕδατος. Εἰς ἄλλας περιπτώσεις, διὰ νὰ ἐπιτευχθῇ ταχεῖα ἐξάτμισις, ὁ λέβης ἀποτελεῖται ἀπὸ σύστημα σωλήνων (σχ. 79 II), οἱ ὁποῖοι περιβάλλονται ἀπὸ τὰ ἀέρια τῆς ἑστίας· εἰς τὴν διάταξιν αὐτὴν ἡ ἐπιφάνεια θερμάνσεως ὑπερβαίνει τὰ 50 m² κατὰ κυβικὸν μέτρον ὕδατος.



Σχ. 79. Σύγχρονοι λέβητες.
Ε ἑστία, Κ καπνοδόχος. I. Τὰ ἀέρια τῆς ἑστίας κυκλοφοροῦν ἐντὸς σωλήνων βυθισμένων ἐντὸς τοῦ ὕδατος. II. Τὸ ὕδωρ κυκλοφορεῖ ἐντὸς σωλήνων βυθισμένων ἐντὸς τῶν ἀερίων τῆς ἑστίας.

Ὁ ἐντὸς τοῦ λέβητος παραγόμενος ὑπέρθερμος ἀτμὸς ἔρχεται εἰς τὸν κύλινδρον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου ὀλισθαίνει παλινδρομικῶς ἔμβολον. Ἡ τοιαύτη κίνησις τοῦ ἐμβόλου ἐξασφαλίζεται διὰ περιοδικῆς ἐναλλαγῆς τῆς εἰσόδου τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὸν κύλινδρον μὲ τὴν βοήθειαν κινητοῦ συστήματος, τὸ ὁποῖον καλεῖται σύρτης. Οὕτω περιοδικῶς ἡ μὲν μία ἐπιφάνεια τοῦ ἐμβόλου δέχεται τὴν πίεσιν τοῦ ἀτμοῦ, ἡ δὲ ἄλλη τὴν πολὺ μικροτέραν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, ἐὰν ὁ ἀτμὸς ἐκφεύγῃ εἰς τὴν

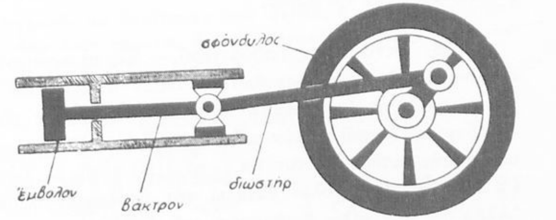


Σχ. 80. Τομὴ κυλίνδρου ἀτμομηχανῆς μὲ ἔμβολον.
(1 εἴσοδος ἀτμοῦ. 2 ἔξοδος ἀτμοῦ. 3 θάλαμος ἀτμοῦ. 4 σύρτης.)

ἀτμόσφαιραν. Εἰς τὸ σχῆμα 80 I τὸ ἔμβολον ἀρχίζει νὰ κινῆται ἐξ ἀριστερῶν πρὸς τὰ δεξιά, ἐνῷ εἰς τὸ σχῆμα 80 II τὸ ἔμβολον ἀρχίζει νὰ κινῆται ἐκ δεξιῶν πρὸς τὰ ἀριστερά. Διὰ καταλλήλου συστήματος ἡ παλινδρομικὴ κίνησις τοῦ ἐμβόλου μετατρέπεται εἰς κυκλικὴν κίνησιν τοῦ σφονδύλου (σχ. 81). Ἔστω S τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐμβόλου, p_2 ἡ πίεσις τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὸν λέβητα καὶ p_1 ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις. Ἐπὶ τοῦ ἐμβόλου ἐνεργεῖ τότε δύναμις: $F = (p_2 - p_1) \cdot S$. Ἐὰν l εἶναι ἡ διαδρομὴ τοῦ ἐμβόλου, τότε κατὰ μίαν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου παράγεται ἔργον:

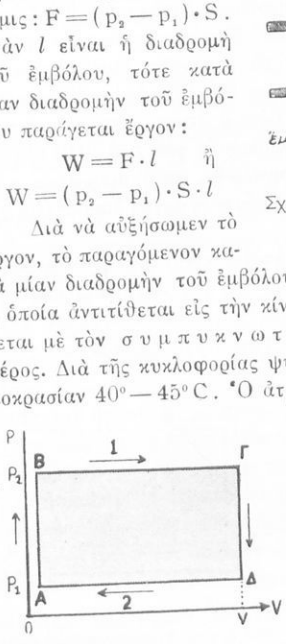
$$W = F \cdot l \quad \text{ἢ}$$

$$W = (p_2 - p_1) \cdot S \cdot l$$



Σχ. 81. Μετατροπὴ τῆς παλινδρομικῆς κινήσεως τοῦ ἐμβόλου εἰς περιστροφικὴν κίνησιν τοῦ σφονδύλου.

Διὰ νὰ αὐξήσωμεν τὸ ἔργον, τὸ παραγόμενον κατὰ μίαν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου, ἐλαττώνομεν ὅσον εἶναι δυνατὸν τὴν πίεσιν p_1, ἡ ὁποία ἀντιτίθεται εἰς τὴν κίνησιν τοῦ ἐμβόλου. Τὸ ἀποτέλεσμα τοῦτο ἐπιτυγχάνεται μὲ τὸν σ υ μ π υ κ ν ω τ ή ν, ὁ ὁποῖος εἶναι κλειστὸν δοχεῖον, σχεδὸν κενὸν ἀέρος. Διὰ τῆς κυκλοφορίας ψυχροῦ ὕδατος ὁ συμπυκνωτὴς διατηρεῖται εἰς θερμοκρασίαν 40° — 45° C. Ὁ ἀτμός, ὁ ὁποῖος διαφεύγει ἀπὸ τὸν κύλινδρον, ἔρχεται εἰς τὸν συμπυκνωτὴν καὶ ὑγροποιεῖται. Ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ ὑπάρχει πάντοτε ὕδωρ καὶ κεκορεσμένος ἀτμὸς θερμοκρασίας 40° — 45° C. Ἀλλ᾽ εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν ἡ μεγίστη τάσις τοῦ ἀτμοῦ εἶναι 0,1 kgr*/cm². Ἐὰν λοιπὸν ὁ ἀτμὸς ἐκφεύγῃ εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν, ἡ ἀντιτιθεμένη εἰς τὴν κίνησιν τοῦ ἐμβόλου πίεσις εἶναι $p_1 = 1$ kgr*/cm², ἐνῷ ἂν χρησιμοποιηθῇ συμπυκνωτής, ἡ πίεσις αὐτὴ γίνεται 10 φορὰς μικροτέρα καὶ συνεπῶς αὐξάνεται τὸ ἔργον τὸ παραγόμενον κατὰ τὴν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου. Διὰ τὴν ψῦξιν τοῦ συμπυκνωτοῦ ἀπαιτοῦνται μεγάλαι ποσότητες ψυχροῦ ὕδατος. Διὰ τοῦτο αἱ ἀτμομηχαναὶ τῶν σιδηροδρόμων δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ἔχουν συμπυκνωτήν.



Σχ. 82. Θεωρητικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου μιᾶς ἀτμομηχανῆς μὲ ἔμβολον λειτουργούσης χωρὶς ἐκτόνωσιν. (ΒΓ ἀναρρόφησις ἀτμοῦ. ΔΑ ἔξοδος ἀτμοῦ.)

114. Θεωρητικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου.— Καθ᾽ ὅλην τὴν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου εἰσρέει εἰς τὸν κύλινδρον ἀτμὸς ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν p_2. Ἂς ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ ἔμβολον ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὴν βάσιν τοῦ κυλίνδρου καὶ ὅτι ἡ ἀναρρόφησις τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὸν κύλινδρον καὶ ἡ ἔξοδος τοῦ ἀτμοῦ ἀπὸ τὸν κύλινδρον γίνονται ἀκαριαίως. Ὅταν ἀρχίζῃ τὸ ἔμβολον νὰ κινῆται, ἡ πίεσις αὐξάνεται ἀπὸ p_1 εἰς p_2, ὅπου p_1 εἶναι ἡ πίεσις εἰς τὸν συμπυκνωτὴν (σχ. 82). Ὁ ὄγκος τοῦ εἰσερχομένου εἰς τὸν κύλινδρον ἀτμοῦ μεταβάλλεται ἀπὸ 0 εἰς $V = S \cdot l$ (ἂν S εἶναι τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐμβόλου καὶ l ἡ διαδρομή του). Κατὰ τὴν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου παρήχθη ἔργον:

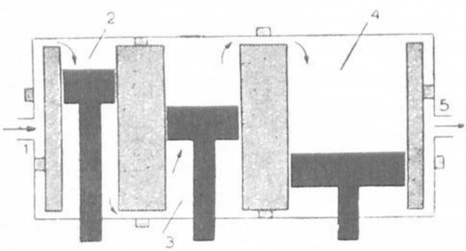
$$W = (p_2 - p_1) \cdot S \cdot l \qquad \text{ἢ} \qquad W = (p_2 - p_1) \cdot V$$

Τὸ ἔργον τοῦτο ἰσοῦται ἀριθμητικῶς μὲ τὸ ἐμβαδὸν τοῦ ὀρθογωνίου παραλληλογράμμου ΑΒΓΔ. Ὥστε:

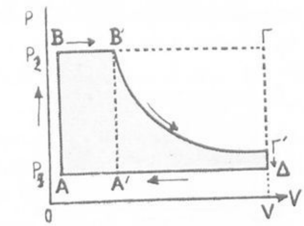
Τὸ ἔργον τὸ παραγόμενον ὑπὸ τοῦ ἀτμοῦ εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ διαγράμματος τοῦ ἔργου.

115. Ἐκτόνωσις τοῦ ἀτμοῦ.— Εἰς τὰ προηγούμενα ὑπεθέσαμεν ὅτι ὁ ἀτμὸς εἰσρέει εἰς τὸν κύλινδρον ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, καθ᾽ ὅλην τὴν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου. Διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν καλυτέραν ἀπόδοσιν τῆς μηχανῆς, διακόπτομεν τὴν εἴσοδον τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὸν κύλινδρον, ὅταν τὸ ἔμβολον ἔχῃ ἐκτελέσει μικρὸν μόνον μέρος τῆς διαδρομῆς του (π.χ. τὸ 1/10 αὐτῆς). Τότε ὁ ἀτμὸς ἐκτονοῦται (§ 91) καὶ τὸ ἔμβολον ἐκτελεῖ τὴν ὑπόλοιπον διαδρομήν του (τὰ 9/10 αὐτῆς). Ἀλλὰ διὰ τὴν μίαν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου κατηναλώθη πολὺ μικροτέρα μᾶζα ἀτμοῦ, διότι τὸ κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν τοῦ ἀτμοῦ παραγόμενον ἔργον λαμβάνεται χωρὶς δαπάνην νέου ἀτμοῦ.

Διὰ νὰ ἀποδώσῃ ὁ ἀτμὸς ὅλον τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον εἶναι ἱκανὸς νὰ παραγάγῃ, θὰ ἔπρεπεν ὁ κύλινδρος νὰ εἶναι πολὺ μακρός. Διὰ τοῦτο χρησιμοποιοῦνται σύνθετοι μηχαναί, αἱ ὁποῖαι ἀποτελοῦνται ἀπὸ σειρὰν κυλίνδρων, ἐντὸς τῶν ὁποίων ἐκτονοῦται διαδοχικῶς ὁ ἴδιος ἀτμὸς (σχ. 83). Αἱ διαστάσεις τῶν



Σχ. 83. Σχηματικὴ παράστασις συνθέτου ἀτμομηχανῆς. (1 εἴσοδος τοῦ ἀτμοῦ. 2 κύλινδρος ὑψηλῆς πιέσεως. 3 κύλινδρος μέσης πιέσεως. 4 κύλινδρος χαμηλῆς πιέσεως. 5 ἔξοδος τοῦ ἀτμοῦ.)



Σχ. 84. Θεωρητικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου ἀτμομηχανῆς μὲ ἔμβολον, λειτουργούσης μὲ ἐκτόνωσιν. (ΒΒ′ ἀναρρόφησις ἀτμοῦ. Β′Γ′ ἐκτόνωσις ἀτμοῦ. ΔΑ ἔξοδος ἀτμοῦ.)

κυλίνδρων τούτων βαίνουν συνεχῶς αὐξανόμεναι, ἐφ᾽ ὅσον προχωρεῖ ἡ ἐκτόνωσις.

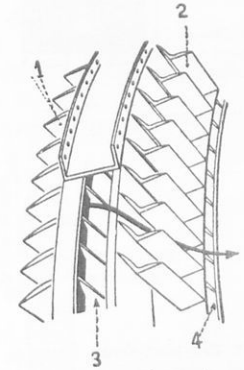
Ὅταν ἡ μηχανὴ λειτουργῇ μὲ ἐκτόνωσιν τοῦ ἀτμοῦ, τότε τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου ἔχει τὴν μορφήν, τὴν ὁποίαν δεικνύει τὸ σχῆμα 84. Ἡ εὐθεῖα ΒΒ′ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν ἀναρρόφησιν τοῦ ἀτμοῦ καὶ ἡ καμπύλη Β′Γ′ εἰς τὴν ἐκτόνωσιν αὐτοῦ. Τὸ ἔργον τοῦ ἀτμοῦ ἰσοῦται πάλιν ἀριθμητικῶς μὲ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας ΑΒΒ′Γ′Δ. Ἔστω m ἡ ἀπαιτουμένη μᾶζα ἀτμοῦ, διὰ νὰ ἐκτελέσῃ τὸ ἔμβολον μίαν διαδρομὴν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν τοῦ ἀτμοῦ· τὸ ἔργον W ἰσοῦται τότε μὲ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας ΑΒΓΔ. Ἐὰν ἡ εἴσοδος τοῦ ἀτμοῦ διακοπῇ, ὅταν τὸ ἔμβολον ἔχῃ ἐκτελέσει τὸ 1/ν τῆς διαδρομῆς του, τότε εἰς τὸν κύλινδρον εἰσέρχεται μᾶζα ἀτμοῦ m/ν. Ἡ ἐπιφάνεια ΑΒΒ′Α′ εἶναι τὸ 1/ν τῆς ἐπιφανείας ΑΒΓΔ καὶ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ ἔργον W/ν τοῦ ἀτμοῦ ὑπὸ πλήρη πίεσιν. Ἑπομένως ἡ ἐπιφάνεια Β′Γ′ΔΑ′ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ ἔργον ($W_{εκ}$) τὸ παραγόμενον κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν τοῦ ἀτμοῦ. Τὸ ὁλικὸν ἔργον ($W_{o\lambda}$) τὸ παραγόμενον ὑπὸ τοῦ ἐμβόλου, ὅταν ἡ μηχανὴ λειτουργῇ μὲ ἐκτόνωσιν τοῦ ἀτμοῦ, εἶναι :

$$W_{o\lambda} = \frac{W}{\nu} + W_{\varepsilon\kappa} \qquad \text{ἤτοι} \qquad W_{o\lambda} > \frac{W}{\nu}$$

Αἱ ἀνωτέρω σχέσεις φανερώνουν ὅτι :

Κατὰ τὴν λειτουργίαν τῆς μηχανῆς μὲ ἐκτόνωσιν τοῦ ἀτμοῦ, ἡ αὐτὴ μᾶζα ἀτμοῦ παράγει περισσότερον ἔργον ἀπὸ ὅσον παράγει, ὅταν ἡ μηχανὴ λειτουργῇ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν τοῦ ἀτμοῦ.

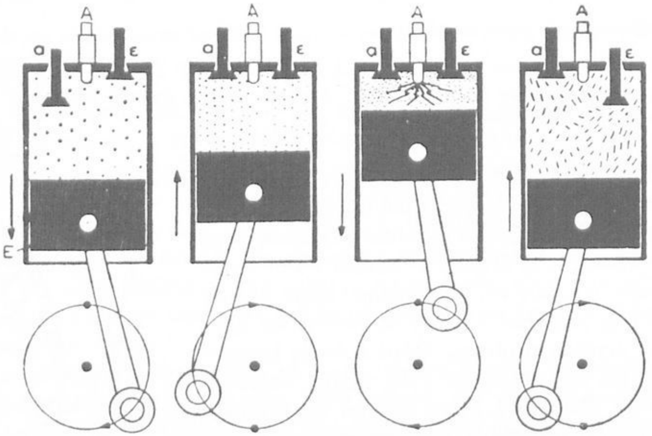
116. Ἀτμοστρόβιλοι.— Εἰς τοὺς **ἀτμοστροβίλους** (τουρμπίνες) χρησιμοποιεῖται ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ ἀτμοῦ (ὅπως εἰς τοὺς ὑδροστροβίλους χρησιμοποιεῖται ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ ὕδατος). Ὁ ἀτμὸς ὑπὸ ὑψηλὴν πίεσιν ἔρχεται εἰς τὸν μ ε ρ ι σ τ ή ν, ὁ ὁποῖος φέρει μόνιμα πτερύγια (σχ. 85)· ἐκεῖ ὁ ἀτμὸς ἐκτονοῦται καὶ ἀποκτᾷ πολὺ μεγάλην ταχύτητα. Οὕτω ὁ ἀτμὸς ἐκσφενδονίζεται ἐπὶ τῶν πτερυγίων ἑνὸς τροχοῦ, στρεπτοῦ περὶ ἄξονα. Ἐκεῖθεν ὁ ἀτμὸς φέρεται εἰς δεύτερον ἢ καὶ τρίτον ἀτμοστρόβιλον, ὅπου ὑφίσταται νέας διαδοχικὰς ἐκτονώσεις. Οἱ ἀτμοστρόβιλοι ἔχουν μεγαλυτέραν ἀπόδοσιν, διότι μετατρέπουν ἀμέσως τὴν ἐνέργειαν τοῦ ἀτμοῦ εἰς περιστροφικὴν κίνησιν. Ἐπίσης ἔχουν πολὺ κανονικὴν πορείαν. Χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν κίνησιν πλοίων καὶ εἰς τοὺς μεγάλους σταθμοὺς ἠλεκτροπαραγωγῆς. Σήμερον χρησιμοποιοῦνται ἀτμοστρόβιλοι ὑψηλῆς πιέσεως (ἀρχικὴ πίεσις 200 at), λειτουργοῦντες μὲ ὑπέρθερμον ἀτμὸν (ἕως 600° C). Οἱ σύγχρονοι ἀτμοστρόβιλοι ἔχουν ἀπόδοσιν 30 %, ἡ ἰσχύς των ἀνέρχεται ἕως 50 000 kW καὶ δύνανται νὰ ἐκτελοῦν 3 000 στροφὰς κατὰ λεπτόν.



Σχ. 85. Σχηματικὴ παράστασις ἀτμοστροβίλου. (1 εἴσοδος ἀτμοῦ. 2 πτερύγια τοῦ στρεπτοῦ μέρους τοῦ στροβίλου. 3 μεριστής. 4 τμῆμα τοῦ τροχοῦ τοῦ στροβίλου.)

117. Θερμικαὶ μηχαναὶ ἐσωτερικῆς καύσεως.— Οὐσιῶδες μέρος τῶν μηχανῶν τούτων εἶναι πάλιν ὁ κ ύ λ ι ν δ ρ ο ς, ἐντὸς τοῦ ὁποίου κινεῖται ἔμβολον. Αἱ καύσιμαι ὕλαι κ α ί ο ν τ α ι ἐ ν τ ὸ ς τ ο ῦ κ υ λ ί ν δ ρ ο υ, τὰ δὲ προερχόμενα ἐκ τῆς καύσεως ἀέρια ἐνεργοῦν ἐπὶ τῆς αὐτῆς πάντοτε ἐπιφανείας τοῦ ἐμβόλου. Μὲ τὰς μηχανὰς ἐσωτερικῆς καύσεως ἐπιτυγχάνεται μεγαλυτέρα ἀπόδοσις, διότι ἡ ἐκ τῆς καύσεως προερχομένη θερμότης συγκεντρώνεται ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου καὶ δαπανᾶται κυρίως διὰ τὴν θέρμανσιν τῶν ἐκ τῆς καύσεως παραγομένων ἀερίων. Οὕτω ἡ θερμοκρασία τῶν ἀερίων γίνεται πολὺ μεγάλη καὶ συνεπῶς ἡ πίεσις αὐτῶν εἶναι πολὺ ὑψηλή. Αἱ μηχαναὶ ἐσωτερικῆς καύσεως διακρίνονται εἰς **βενζινοκινητῆρας** καὶ εἰς **κινητῆρας Diesel**. Ὡς καύσιμοι ὕλαι χρησιμοποιοῦνται διάφορα καύσιμα, ἤτοι βενζίνη, πετρέλαιον κ.ἄ.

118. Βενζινοκινητῆρες.— α) *Τετράχρονος κινητήρ.*— Εἰς τὸν τ ε τ ρ ά χ ρ ο ν ο ν κ ι ν η τ ῆ ρ α, ὁ κύκλος τῆς λειτουργίας τῆς μηχανῆς περιλαμβάνει τέσσαρας χρόνους· εἰς τὸ γεγονὸς τοῦτο ὀφείλεται καὶ ἡ ὀνομασία του. Εἰς τὴν βά-



Σχ. 86. Σχηματικὴ παράστασις τῆς λειτουργίας τετραχρόνου βενζινοκινητῆρος. (α βαλβὶς ἀναρροφήσεως, ε βαλβὶς διαφυγῆς ἀερίων, Α ἀναφλεκτήρ, Ε ἔμβολον.)

σιν τοῦ κυλίνδρου ὑπάρχει ἡ βαλβὶς ἀναρροφήσεως α (σχ. 86), διὰ τῆς ὁποίας εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον μῖγμα ἀέρος καὶ καυσίμου ἀερίου ἢ ἀτμοῦ, καὶ ἡ βαλβὶς διαφυγῆς ε, διὰ τῆς ὁποίας ἐξέρχονται ἐκ τοῦ κυλίνδρου τὰ ἐκ τῆς καύσεως προελθόντα ἀέρια. Ἐπίσης ὑπάρχει κατάλληλος διάταξις (ἀναφλεκτήρ, κοινῶς bougie), διὰ τὴν παραγωγὴν ἠλεκτρικοῦ σπινθῆρος ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου.

***Πρῶτος χρόνος.*— Ἀναρρόφησις.** Ἡ βαλβὶς α εἶναι ἀ ν ο ι κ τ ή, ἡ δὲ βαλβὶς ε εἶναι κ λ ε ι σ τ ή. Τὸ ἔμβολον ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὴν βάσιν τοῦ κυλίνδρου καὶ οὕτω ἀ ν α ρ ρ ο φ ᾶ τ α ι τὸ καύσιμον μῖγμα. Ἡ ἀναρρόφησις συμβαίνει πρακτικῶς ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ἴσην μὲ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν.

***Δεύτερος χρόνος.*— Συμπίεσις.** Αἱ δύο βαλβῖδες εἶναι κ λ ε ι σ τ α ί. Τὸ ἔμβολον ἐπανέρχεται πρὸς τὴν βάσιν τοῦ κυλίνδρου καὶ οὕτω τὸ μῖγμα τῶν ἀερίων συμπιέζεται.

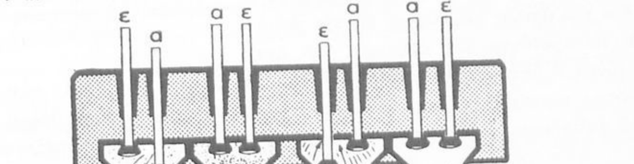
***Τρίτος χρόνος.*— Ἔκρηξις καὶ ἐκτόνωσις.** Αἱ δύο βαλβῖδες εἶναι κ λ ε ι σ τ α ί. Εἰς τὸ τέλος τοῦ δευτέρου χρόνου, ὅταν τὸ ἔμβολον φθάνῃ εἰς τὸ τέλος τῆς διαδρομῆς του, παράγεται ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου ἠλεκτρικὸς σπινθήρ, ὁ ὁποῖος προκαλεῖ τὴν ἀπότομον καῦσιν (ἔ κ ρ η ξ ι ν) τοῦ μίγματος τῶν ἀερίων. Ἕνεκα τῆς ἀναπτυσσομένης ὑψηλῆς θερμοκρασίας (περίπου 2 000° C), ἡ πίεσις τῶν ἀερίων εἶναι πολὺ μεγάλη. Τὰ ἀέρια ἐ κ τ ο ν ο ῦ ν τ α ι καὶ τὸ ἔμβολον ἐξωθεῖται ἀποτόμως.

***Τέταρτος χρόνος.*—**"Ἔξοδος τῶν ἀερίων.** Ἡ βαλβὶς α εἶναι κλειστὴ καὶ ἡ βαλβὶς ε εἶναι ἀνοικτή. Τὸ ἔμβολον ἐπανέρχεται πρὸς τὴν βάσιν τοῦ κυλίνδρου καὶ οὕτω ἐξωθεῖ τὰ ἀέρια προϊόντα τῆς καύσεως εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν. Ἐκ τῆς ἀνωτέρω λειτουργίας τοῦ τετραχρόνου βενζινοκινητῆρος συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

Εἰς τὸν τετράχρονον κινητῆρα ὠφέλιμον ἔργον παράγεται μόνον κατὰ τὴν μίαν ἐκ τῶν τεσσάρων διαδρομῶν τοῦ ἐμβόλου (δηλαδὴ κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν τῶν ἀερίων).

Σχ. 87. Μηχανισμὸς αὐτομάτου λειτουργίας τῶν βαλβίδων.

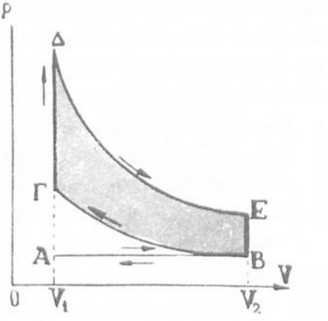
Τὸ ἄνοιγμα καὶ τὸ κλείσιμον τῶν βαλβίδων τοῦ κυλίνδρου γίνεται αὐτομάτως διὰ καταλλήλου διατάξεως (σχ. 87). Διὰ νὰ ἐξασφαλισθῇ ἡ ὁμαλὴ κίνησις τοῦ σφονδύλου τῆς μηχανῆς, συνδυάζουν πολλοὺς κυλίνδρους (τετρακύλινδρος, ὀκτακύλινδρος μηχανὴ κ.τ.λ.). Οὕτω κατὰ τοὺς τρεῖς παθητικοὺς χρόνους τῆς κινή-



Σχ. 88. Σχηματικὴ παράστασις τετρακυλίνδρου μηχανῆς.
(1 ἀναρρόφησις, 2 συμπίεσις, 3 ἔξοδος, 4 ἐκτόνωσις.)

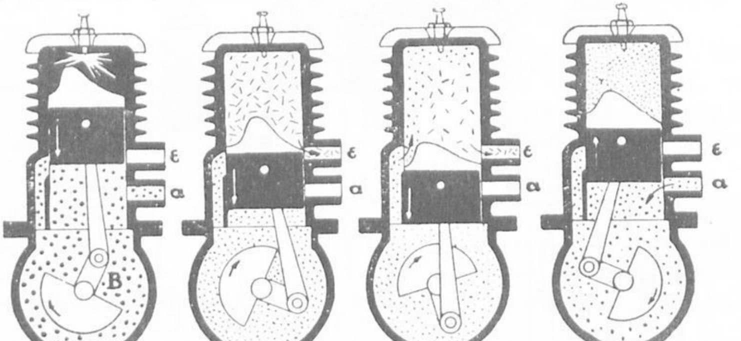
σεως τοῦ ἐμβόλου τοῦ πρώτου κυλίνδρου, συμβαίνει ἐκτόνωσις εἰς κάποιον ἄλλον κύλινδρον τῆς μηχανῆς (σχ. 88).

Τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου ἑνὸς τετραχρόνου βενζινοκινητῆρος φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 89. Ἡ ἀναρρόφησις καὶ ἡ ἔξοδος τῶν ἀερίων γίνονται ὑπὸ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν. Παρατηροῦμεν ὅτι κατὰ τὴν ἔναρξιν τῆς ἀναρροφήσεως, ὁ ὄγκος δὲν εἶναι μηδὲν (σημεῖον Α)· ὁ ὄγκος αὐτὸς V_1, ὁ περιλαμβανόμενος μεταξὺ τοῦ ἐμβόλου καὶ τῆς βάσεως τοῦ κυλίνδρου, ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸν θ ά λ α μ ο ν ἀ ν α φ λ έ ξ ε ω ς.



Σχ. 89. Θεωρητικὸν διάγραμμα ἔργου τετραχρόνου βενζινοκινητῆρος. (ΑΒ ἀναρρόφησις. ΒΓ συμπίεσις. ΓΔ ἀνάφλεξις. ΔΕ ἐκτόνωσις. ΒΑ ἔξοδος τῶν ἀερίων.)

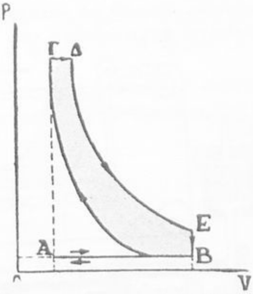
β) ***Δίχρονος κινητήρ.***—Ὁ δ ί χ ρ ο ν ο ς κ ι ν η τ ὴ ρ λειτουργεῖ χωρὶς βαλβῖδας. Τὸ μῖγμα τοῦ ἀέρος καὶ τοῦ καυσίμου ἀερίου ἔρχεται εἰς τὸν χῶρον Β (σχ. 90) διὰ τῆς ὀπῆς α, τὰ δὲ προϊόντα τῆς καύσεως ἐξέρχονται διὰ τῆς ὀπῆς ε. Τὸ καύσιμον μῖγμα τῶν ἀερίων συμπιέζεται ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου καὶ ἀναφλέγεται δι' ἠλεκτρικοῦ σπινθῆρος· τὰ παραχθέντα ἐκ τῆς καύσεως ἀέρια ἐκτονοῦνται καὶ τὸ ἔμβολον ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὴν βάσιν τοῦ κυλίνδρου. Κατὰ τὴν τοιαύτην ἀπομάκρυνσιν τοῦ ἐμβόλου ἀπὸ τὴν βάσιν τοῦ κυλίνδρου, ἀνοίγει πρῶτον ἡ ὀπὴ ε, διὰ τῆς ὁποίας ἐκφεύγουν εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν τὰ προϊόντα τῆς καύσεως, καὶ μετ' ὀλίγον ἀνοίγει ἡ ὀπὴ α τοῦ κυλίνδρου, διὰ τῆς ὁποίας εἰσρέει εἰς τὸν κύλινδρον νέα ποσότης καυσίμου μίγματος. Κατὰ τὴν ἐπιστροφὴν τοῦ ἐμβόλου πρὸς τὴν βάσιν τοῦ κυλίνδρου, κλείονται αἱ δύο ὀπαὶ τοῦ κυλίνδρου καὶ συμπιέζεται τὸ ἐντὸς



Σχ. 90. Σχηματικὴ παράστασις τῆς λειτουργίας διχρόνου βενζινοκινητῆρος. (I, II, III πρῶτος χρόνος, IV δεύτερος χρόνος.)

αὐτοῦ εἰσελθὸν καύσιμον μῖγμα. Οὕτω ἡ λειτουργία τοῦ κινητῆρος τούτου ἐξασφαλίζεται μὲ μόνον δ ύ ο δ ι α δ ρ ο μ ὰ ς τοῦ ἐμβόλου. Κατὰ τὸν π ρ ῶ τ ο ν χ ρ ό ν ο ν συμβαίνει ἐ κ τ ό ν ω σ ι ς τῶν θερμῶν ἀερίων, ἔ ξ ο δ ο ς τῶν προϊόντων τῆς καύσεως καὶ ἀ ν α ρ ρ ό φ η σ ι ς νέου καυσίμου μίγματος. Κατὰ τὸν δ ε ύ τ ε ρ ο ν χ ρ ό ν ο ν γίνεται σ υ μ π ί ε σ ι ς καὶ ἀ ν ά φ λ ε ξ ι ς τοῦ καυσίμου μίγματος.

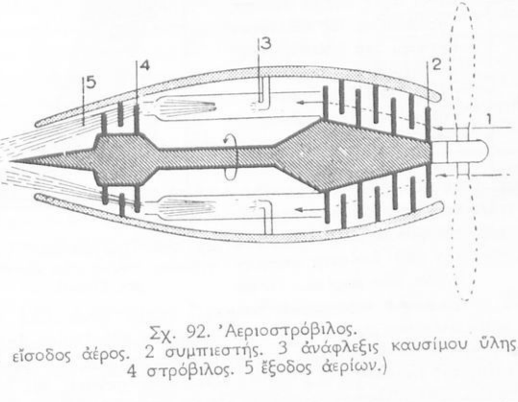
119. Κινητῆρες Diesel.— Οἱ κινητῆρες Diesel εἶναι συνήθως τετράχρονοι. Ἡ λειτουργία των εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν λειτουργίαν τῶν βενζινοκινητήρων, μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι δὲν ἔχουν ἀνάγκην ἰδιαιτέρας διατάξεως διὰ τὴν ἀνάφλεξιν τῆς καυσίμου ὕλης. Εἰς τοὺς κινητῆρας Diesel κατὰ τὸν πρῶτον χρόνον ἀναρροφᾶται εἰς τὸν κύλινδρον μόνον ἀήρ, ὁ ὁποῖος συμπιέζεται μέχρι 40 ἀτμοσφαιρῶν καὶ οὕτω ἀποκτᾷ θερμοκρασίαν 600° C. Τότε εἰσάγεται εἰς τὸν κύλινδρον δι' εἰδικῆς ἀντλίας ἡ καύσιμος ὕλη ὑπὸ μορφὴν μικρῶν σταγόνων. Ἕνεκα τῆς ἐπικρατούσης ὑψηλῆς θερμοκρασίας, ἡ καύσιμος ὕλη ἀναφλέγεται καὶ καίεται βαθμιαίως. Τὰ παραγόμενα ἀέρια ἔχουν πολὺ μεγάλην πίεσιν καὶ ἐξωθοῦν τὸ ἔμβολον. Ἡ ἔλλειψις εἰδικοῦ συστήματος ἀναφλέξεως εἶναι μέγα πλεονέκτημα. Ἐπίσης οἱ κινητῆρες Diesel ἔχουν τὸ πλεονέκτημα ὅτι καταναλίσκουν πετρέλαιον, τὸ ὁποῖον εἶναι εὐθηνὴ καύσιμος ὕλη. Οἱ κινητῆρες Diesel χρησιμοποιοῦνται εἰς τὰ μεταφορικὰ μέσα (αὐτοκίνητα, πλοῖα) καὶ εἰς μονίμους ἐγκαταστάσεις. Κατασκευάζονται κινητῆρες Diesel ἔχοντες ἀπόδοσιν ἕως 45 % καὶ ἰσχὺν 2 000 CV κατὰ κύλινδρον.



Σχ. 91. Θεωρητικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου ἑνὸς κινητῆρος Diesel. (ΑΒ ἀναρρόφησις ἀέρος. ΒΓ συμπίεσις τοῦ ἀέρος μέχρι 40 at περίπου. ΓΔ βαθμιαία ἀνάφλεξις τοῦ πετρελαίου καὶ ἐξώθησις τοῦ ἐμβόλου ὑπὸ σταθερὰν σχεδὸν πίεσιν. ΔΕ ἐκτόνωσις τῶν ἀερίων. ΒΑ ἔξοδος τῶν ἀερίων.)

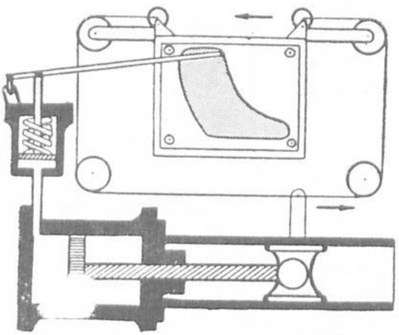
Τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου δεικνύεται εἰς τὸ σχῆμα 91.

120. Ἀεριοστρόβιλοι.—Ἐκτὸς τῶν ἀνωτέρω θερμικῶν μηχανῶν ἤρχισαν κατὰ τὰ τελευταῖα ἔτη νὰ διαδίδωνται εὐρέως καὶ οἱ ἀεριοστρόβιλοι. Εἰς τούτους ἀναρροφᾶται καταλλήλως ἀτμοσφαιρικὸς ἀήρ, ὁ ὁποῖος, ἀφοῦ συμπιεσθῇ καὶ ἀποκτήσῃ πίεσιν μερικῶν ἀτμοσφαιρῶν (4–12 at), ὁδηγεῖται εἰς τὸν θάλαμον ἀναφλέξεως. Τὸ μῖγμα τῶν ἀερίων τῆς καύσεως καὶ τοῦ ψυχροῦ ἀέρος (θερμοκρασίας 600° C) κινεῖ στρόβιλον. Μέρος τῆς μηχανικῆς ἐνεργείας τοῦ στροβίλου χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν κίνησιν τῶν συμπιεστῶν τοῦ ἀέρος. Οἱ ἀεριοστρόβιλοι χρησιμοποιοῦνται ἰδίως διὰ τὴν κίνησιν ἀεροπλάνων μεγάλης ταχύτητος (σχ. 92). Τὰ ὁρμητικῶς ἐκφεύγοντα πρὸς τὰ ὀπίσω ἀέρια ὑποβοηθοῦν εἰς τὴν αὔξησιν τῆς ταχύτητος τοῦ ἀεροπλάνου.

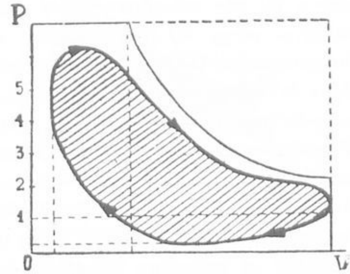


Σχ. 92. Ἀεριοστρόβιλος.
(1 εἴσοδος ἀέρος. 2 συμπιεστής. 3 ἀνάφλεξις καυσίμου ὕλης. 4 στρόβιλος. 5 ἔξοδος ἀερίων.)

121. Τὸ πραγματικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου θερμικῆς μηχανῆς.— Τὸ π ρ α γ μ α τ ι κ ὸ ν δ ι ά γ ρ α μ μ α τ ο ῦ ἔ ρ γ ο υ μιᾶς θερμικῆς μηχανῆς, ἡ ὁποία ἔχει κύλινδρον, δύναται νὰ καταγραφῇ ἀπ' εὐθείας μὲ τὴν βοήθειαν εἰδικοῦ ὀργάνου, τὸ ὁποῖον καλεῖται **ἐργοδείκτης τοῦ Watt.** Τὸ ὄργανον τοῦτο εἶναι αὐτογραφικὸν μανόμετρον, τὸ ὁποῖον καταγράφει τὴν πίεσιν, ἡ ὁποία ἐπικρατεῖ ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου εἰς κάθε στιγμήν. Ὁ κύλινδρος τοῦ μανομέτρου

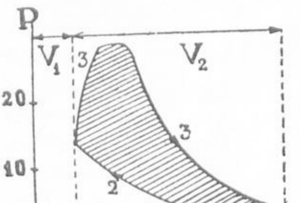


Σχ. 93. Ἐργοδείκτης τοῦ Watt.
(Ἡ κυλινδρικὴ ἐπιφάνεια, ἐπὶ τῆς ὁποίας κινεῖται ἡ γραφίς, φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα ἀνεπτυγμένη.)

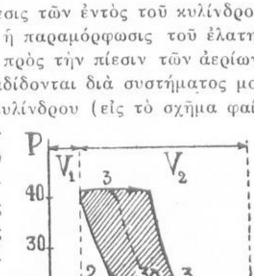


Σχ. 94. Πραγματικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου ἀτμομηχανῆς μὲ ἔμβολον.

συγκοινωνεῖ μὲ τὸν κύλινδρον τῆς μηχανῆς (σχ. 93). Ἡ πίεσις τῶν ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου τῆς μηχανῆς ἀερίων ὠθεῖ τὸ ἔμβολον τοῦ μανομέτρου· οὕτω ἡ παραμόρφωσις τοῦ ἐλατηρίου τοῦ μανομέτρου εἶναι καθ' ἑκάστην στιγμὴν ἀνάλογος πρὸς τὴν πίεσιν τῶν ἀερίων. Αἱ μετακινήσεις τοῦ ἄκρου τοῦ στελέχους τοῦ ἐμβόλου μεταδίδονται διὰ συστήματος μοχλῶν εἰς γραφίδα, ἡ ὁποία στηρίζεται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας κυλίνδρου (εἰς τὸ σχῆμα φαίνεται τὸ ἀνάπτυγμα τῆς κυλινδρικῆς ἐπιφανείας). Αἱ μετακινήσεις τῆς γραφίδος γίνονται παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ κυλίνδρου καὶ εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰς μεταβολὰς τῆς πιέσεως. Ὁ κύλινδρος δύναται νὰ ἐκτελῇ περὶ τὸν ἄξονά του ἐναλλασσομένην περιστροφικὴν κίνησιν τοιαύτην, ὥστε αἱ μεταθέσεις μιᾶς γενετείρας αὐτοῦ νὰ εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰς μεταθέσεις τοῦ ἐμβόλου τῆς μηχανῆς καὶ ἐπομένως πρὸς τὸν καθ' ἑκάστην στιγμὴν ὄγκον τῶν ἀερίων. Οὕτω ἡ γραφὶς καταγράφει ἐπὶ



Σχ. 95. Πραγματικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου τετραχρόνου βενζινοκινητῆρος.



Σχ. 96. Πραγματικὸν διάγραμμα τοῦ ἔργου κινητῆρος Diesel.

τῆς ἐπιφανείας τοῦ κυλίνδρου μίαν κλειστὴν γραμμήν, ἕκαστον σημεῖον τῆς ὁποίας ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένην πίεσιν καὶ ὡρισμένον ὄγκον τῶν ἀερίων. Ὁ ἐργοδείκτης τοῦ Watt εἶναι ἀκατάλληλος, ὅταν ἡ ταχύτης τοῦ ἐμβόλου τῆς μηχανῆς εἶναι πολὺ μεγάλη. Εἰς τὰς περιπτώσεις αὐτὰς χρησιμοποιοῦνται εἰδικοὶ **μανογράφοι**, οἱ ὁποῖοι καταγράφουν τὸ διάγραμμα τοῦ ἔργου τῶν ταχέων κινητήρων. Οὕτω λαμβάνονται τὰ π ρ α γ μ α τ ι κ ὰ διαγράμματα τοῦ ἔργου, ὅπως φαίνονται εἰς τὰ σχήματα 94, 95 καὶ 96.

ΤΟ ΔΕΥΤΕΡΟΝ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΝ ΑΞΙΩΜΑ

122. Βιομηχανική ἀπόδοσις θερμικῆς μηχανῆς.— Εἰς πᾶσαν θερμικὴν μηχανὴν δαπανᾶται καύσιμος ὕλη καὶ παράγεται ὠφέλιμον ἔργον.

Βιομηχανικὴ ἀπόδοσις (A_B) ***θερμικῆς μηχανῆς καλεῖται ὁ λόγος τοῦ λαμβανομένου ὠφελίμου ἔργου*** ($W_{\omega\varphi}$) ***πρὸς τὴν δαπανωμένην ἰσοδύναμον ποσότητα θερμότητος*** ($J \cdot Q$).

$$\boxed{\text{βιομηχανικὴ ἀπόδοσις:} \quad A_B = \frac{W_{\omega\varphi}}{J \cdot Q}}$$

Παράδειγμα.— Εἰς μίαν ἀτμομηχανὴν δαπανῶνται 0,7 kgr γαιάνθρακος δι' ἕκαστον κιλοβατώριον ὠφελίμου ἔργου. Ἡ θερμότης καύσεως τοῦ γαιάνθρακος εἶναι 7 000 kcal/kgr. Οὕτω δι' ἕκαστον κιλοβατώριον ὠφελίμου ἔργου δαπανᾶται ποσότης θερμότητος:

$$Q = 0{,}7\ \text{kgr} \cdot 7\,000\ \text{kcal/kgr} = 4\,900\ \text{kcal}$$

Αὐτὴ ἡ ποσότης θερμότητος ἰσοδυναμεῖ μὲ δαπανώμενον ἔργον:

$$W_{\delta\alpha\pi} = J \cdot Q = 427\ \text{kgr*m/kcal} \cdot 4\,900\ \text{kcal} = 2\,092\,300\ \text{kgr*m}$$

Τὸ λαμβανόμενον ὠφέλιμον ἔργον εἶναι:

$$W_{\omega\varphi} = 1\ \text{kWh} = 367\,000\ \text{kgr*m}$$

Ἄρα ἡ βιομηχανικὴ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς εἶναι:

$$A_B = \frac{367\,000}{2\,092\,300} = 0{,}175 \qquad \text{ἤτοι} \qquad A_B = 17{,}5\,\%$$

Μόνον τὰ 17,5 % τῆς δαπανωμένης θερμότητος μετατρέπει ἡ μηχανὴ εἰς ὠφέλιμον ἔργον. Τὰ ὑπόλοιπα 82,5 % τῆς θερμότητος χάνονται.

Κατὰ τὰ τελευταῖα ἔτη ἐπέτυχον σημαντικὰς βελτιώσεις τῶν θερμικῶν μηχανῶν, διὰ τῶν ὁποίων ηὐξήθη κατὰ πολὺ ἡ βιομηχανικὴ ἀπόδοσις αὐτῶν (προθέρμανσις τοῦ τροφοδοτοῦντος τὸν λέβητα ὕδατος· προθέρμανσις τοῦ χρησιμοποιουμένου εἰς τὴν ἑστίαν ἀέρος διὰ τῶν ἐκφευγόντων ἀπὸ τὴν ἑστίαν ἀερίων· χρῆσις συμπυκνωτοῦ καὶ πολλαπλαῖ ἐκτονώσεις τοῦ ἀτμοῦ· τελεία θερμικὴ μόνωσις τοῦ κυλίνδρου καὶ τῶν σωληνώσεων κ.ἄ.). Παρ' ὅλας ὅμως τὰς τελειοποιήσεις, αἱ θερμικαὶ μηχαναὶ ὑπὸ τοὺς καλυτέρους ὅρους μετατρέπουν εἰς ἔργον μόνον τὰ 40 % τῆς παραγομένης θερμότητος. Εἶναι ἄρα γε δυνατὸν μία θερμικὴ μηχανὴ νὰ μετατρέψῃ εἰς ἔργον ὁλόκληρον τὴν ποσότητα τῆς παραγομένης θερμότητος; Τὴν ἀπάντησιν εἰς τὸ ἐρώτημα τοῦτο δίδει ἡ ἀρχὴ τοῦ Carnot.

Βιομηχανικὴ ἀπόδοσις θερμικῶν μηχανῶν

Ἀτμομηχαναὶ μὲ ἔμβολον	12 — 25 %
Ἀτμοστρόβιλοι	16 — 38 %
Βενζινοκινητῆρες	20 — 30 %
Κινητῆρες Diesel	30 — 45 %

123. Δεύτερον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα.— Τὸ πρῶτον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα (§ 98) διατυπώνει τὴν ποσοτικὴν σχέσιν, ἡ ὁποία συνδέει τὴν θερμότητα καὶ τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν. Οὕτω, σύμφωνα μὲ τὸ πρῶτον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα, 1 θερμὶς ἰσοδυναμεῖ μὲ ἔργον 4,19 Joule καὶ ἀντιστρόφως.

Ἡ μελέτη τῶν θερμικῶν μηχανῶν ἀποδεικνύει ὅτι ἡ θερμότης οὐδέποτε δύναται νὰ μετατραπῇ ἐξ ὁλοκλήρου εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὴν ἀκόλουθον χαρακτηριστικὴν ἰδιότητα τῆς θερμότητος. Ἓν θερμὸν σῶμα Α, τότε μόνον δύναται νὰ ψυχθῇ, ὅταν ἡ θερμότης, ἡ ὁποία θὰ φύγῃ ἀπὸ τὸ σῶμα Α, δύναται νὰ θερμάνῃ ἓν ἄλλο σῶμα Β ψυχρότερον ἀπὸ τὸ σῶμα Α. Ὥστε ἡ θερμότης, ἡ περιεχομένη ἐντὸς τοῦ σώματος Α, δύναται νὰ χρησιμοποιηθῇ, μόνον ὅταν ἓν μέρος τῆς θερμότητος αὐτῆς ἀποδίδεται εἰς ἓν ψυχρότερον σῶμα Β. Ἡ πεῖρα δὲ ἀπέδειξεν ὅτι εἰς τὴν Φύσιν ἰσχύει ὁ ἑξῆς γενικὸς νόμος:

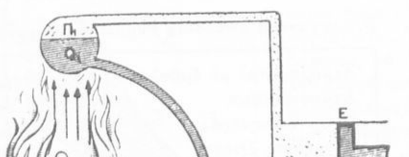
Ἐὰν δύο σώματα ἔχουν διαφορετικὰς θερμοκρασίας καὶ εἶναι δυνατὴ ἡ μεταξὺ τῶν σωμάτων τούτων ἀνταλλαγὴ ποσοτήτων θερμότητος, τότε ἀναγκαστικῶς ἐπέρχεται ἐξίσωσις τῶν θερμοκρασιῶν τῶν δύο τούτων σωμάτων.

Ὁ ἀνωτέρω γενικὸς νόμος δεικνύει ὅτι ἡ θερμότης μεταβαίνει πάντοτε ἀπὸ τὸ θερμότερον εἰς τὸ ψυχρότερον σῶμα. Ἡ διὰ τῶν θερμικῶν μηχανῶν μετατροπὴ ὡρισμένης ποσότητος θερμότητος εἰς ἰσοδύναμον μηχανικὴν ἐνέργειαν διέπεται ἀπὸ τὴν ἀκόλουθον **ἀρχὴν τοῦ Carnot ἢ δεύτερον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα:**

Ἡ θερμότης οὐδέποτε μεταβαίνει ἀφ' ἑαυτῆς ἀπὸ ἓν ψυχρότερον εἰς ἓν θερμότερον σῶμα.

Τὸ δεύτερον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα φανερώνει ὑπὸ ποίας προϋποθέσεις δύναται ἡ θερμότης νὰ μετατραπῇ εἰς ἔργον, ἤτοι φανερώνει μίαν ποιοτικὴν σχέσιν, ἡ ὁποία συνδέει τὴν θερμότητα καὶ τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν.

124. Θεωρητικὴ ἀπόδοσις θερμικῆς μηχανῆς.— Κατὰ τὰ τελευταῖα ἔτη ἐπέτυχον σημαντικὰς βελτιώσεις τῶν θερμικῶν μηχανῶν. Παρ' ὅλας ὅμως τὰς ἐπιτευχθείσας τελειοποιήσεις, αἱ θερμικαὶ μηχαναί, ὑπὸ τοὺς καλυτέρους ὅρους, μετατρέπουν εἰς ἔργον μόνον τὰ 40 % τῆς παραγομένης θερμότητος. Θὰ ἐξετάσωμεν, ἂν εἶναι δυνατὸν μία θερμικὴ μηχανὴ νὰ μετατρέψῃ εἰς ἔργον ὁλόκληρον τὴν ποσότητα τῆς παραγομένης θερμότητος.



Σχ. 97. Σχηματικὴ παράστασις ἰδανικῆς θερμικῆς μηχανῆς.

Ἂς θεωρήσωμεν τὴν ἰδανικὴν θερμικὴν μηχανήν, τὴν ὁποίαν παριστᾷ τὸ σχῆμα 97. Ὡρισμένη μᾶζα m τοῦ ἀερίου (ὑδρατμὸς ἢ ἄλλο ἀέριον), ὅταν εὑρίσκεται εἰς τὴν **θερμὴν πηγὴν** Π_1, περικλείει ἐντὸς αὐτῆς ποσότητα θερμότητος Q_1 καὶ ἔχει ἀπόλυτον θερμοκρασίαν T_1. Τὸ ἀέριον ἔρχεται εἰς τὸν κύλινδρον (ἢ ἄλλο ἀνάλογον ὄργανον), ὅπου διαστέλλεται. Κατὰ τὴν διαστολήν του τὸ ἀέριον ἀποβάλλει ποσότητα θερμότητος καὶ παράγει ἔργον W. Τέλος τὸ ἀέριον ἔρχεται εἰς τὴν **ψυχρὰν πηγὴν** Π_2 (συμπυκνωτὴς ἢ ἡ ἀτμόσφαιρα), ὅπου ἐξακολουθεῖ νὰ περικλείῃ ἐντὸς αὐτοῦ ποσότητα θερμότητος Q_2 καὶ νὰ ἔχῃ ἀπόλυτον θερμοκρασίαν T_2. Εἰς τὴν ἁπλοποιημένην αὐτὴν ἰδανικὴν θερμικὴν μηχανὴν μετετράπη εἰς ἔργον ποσότης θερμότητος $Q_1 - Q_2$. Ἑπομένως ἡ **θεωρητικὴ ἀπόδοσις** τῆς μηχανῆς εἶναι :

$$\boxed{\text{θεωρητικὴ ἀπόδοσις}: \ A_\Theta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad \text{ἢ} \quad A_\Theta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}}$$

Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων τοῦ ἀερίου, δηλαδὴ ἡ ποσότης θερμότητος τὴν ὁποίαν περικλείει τὸ ἀέριον, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν τοῦ ἀερίου (§ 105), ἤτοι εἶναι :

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

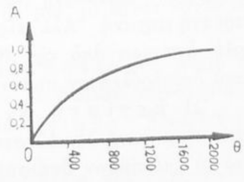
Οὕτω ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω εὑρίσκεται ὅτι :

Ἡ θεωρητικὴ ἀπόδοσις ἰδανικῆς θερμικῆς μηχανῆς ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὰς ἀπολύτους θερμοκρασίας τῆς θερμῆς καὶ τῆς ψυχρᾶς πηγῆς.

$$\boxed{\text{θεωρητικὴ ἀπόδοσις}: \ A_\Theta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad \text{ἢ} \quad A_\Theta = 1 - \frac{T_2}{T_1}}$$

Ἡ μᾶζα m τοῦ ἀερίου, ὅταν εὑρίσκετο εἰς τὴν θερμὴν πηγὴν Π_1, περιεῖχε ποσότητα θερμότητος Q_1. Ἐξ αὐτῆς τῆς ποσότητος θερμότητος μετετράπη εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν μόνον ἓν μέρος, τὸ ὁποῖον προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$Q_1 - Q_2 = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \cdot Q_1 \qquad \text{ἢ} \qquad Q_1 - Q_2 = A_\Theta \cdot Q_1$$



Σχ. 98. Μεταβολὴ τῆς θεωρητικῆς ἀποδόσεως συναρτήσει τῆς θερμοκρασίας τῆς θερμῆς πηγῆς. (Ὡς θερμοκρασία τῆς ψυχρᾶς πηγῆς ἐλήφθη 27° C.)

Ὁ παράγων A_Θ, δηλαδὴ ἡ θεωρητικὴ ἀπόδοσις, εἶναι πάντοτε μικροτέρα τῆς μονάδος. Ἐὰν ἦτο δυνατὸν νὰ διατηροῦμεν τὴν ψυχρὰν πηγὴν Π_2 εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς ($T_2 = 0^\circ$ K), τότε ἡ θεωρητικὴ ἀπόδοσις τῆς θερμικῆς μηχανῆς θὰ ἦτο ἴση μὲ τὴν μονάδα ($A_\Theta = 1$). Ὥστε :

Θὰ ἦτο δυνατὴ ἡ ὁλοκληρωτικὴ μετατροπὴ τῆς θερμότητος εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν, ἐὰν ἡ ψυχρὰ πηγὴ ἦτο δυνατὸν νὰ ἔχῃ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενός.

Εἰς τὰς συνήθεις θερμικὰς μηχανὰς ἡ ψυχρὰ πηγὴ εἶναι ὁ συμπυκνωτὴς ἢ ἡ ἀτμόσφαιρα. Οὕτω, ἂν ὁ ἀτμὸς εἰς μίαν ἀτμομηχανὴν ἔχῃ εἰς τὸν λέβητα θερμοκρασίαν 180° C (ἤτοι εἶναι $T_1 = 453^\circ$ K) καὶ ὁ ἀτμὸς ἐκφεύγῃ εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν μὲ θερμοκρασίαν 100° C (ἤτοι $T_2 = 373^\circ$ K), τότε ἡ θεωρητικὴ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς εἶναι : $A_\Theta = 80/453 = 0{,}175$ ἢ $A_\Theta = 17{,}5\,\%$. Ἐὰν ὅμως ὁ ἀτμὸς φέρεται εἰς συμπυκνωτήν, ἔχοντα θερμοκρασίαν 40° C (ἤτοι $T_2 = 313^\circ$ K), τότε ἡ θεωρητικὴ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς εἶναι: $A_\Theta = 140/453 = 0{,}31$ ἢ $A_\Theta = 31\,\%$. Ἡ θεωρητικὴ ἀπόδοσις τῶν βενζινοκινητήρων καὶ τῶν κινητήρων Diesel εἶναι μεγαλυτέρα, διότι εἰς τούτους ἡ διαφορὰ θερμοκρασίας μεταξὺ τῆς θερμῆς καὶ τῆς ψυχρᾶς πηγῆς εἶναι μεγάλη.

Εἰς τὸ σχῆμα 98 δεικνύεται ἡ μεταβολὴ τῆς θεωρητικῆς ἀποδόσεως μιᾶς θερμικῆς μηχανῆς μετὰ τῆς θερμοκρασίας T_1 τῆς θερμῆς πηγῆς, ὅταν ἡ θερμοκρασία τῆς ψυχρᾶς πηγῆς διατηρῆται σταθερὰ καὶ ἴση μὲ $T_2 = 27^0\ C = 300^0\ K$.

125. Μεγίστη θεωρητικὴ ἀπόδοσις.—Ὁ Carnot ἐζήτησε νὰ εὕρῃ ὑπὸ ποίους ὅρους ἡ θεωρητικὴ ἀπόδοσις μιᾶς θερμικῆς μηχανῆς εἶναι μεγίστη. Ἀπὸ τὴν τοιαύτην θεωρητικὴν ἔρευναν, ὁ Carnot κατέληξεν εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι, διὰ νὰ ἔχῃ ἡ μηχανὴ τὴν μεγίστην θεωρητικὴν ἀπόδοσιν, πρέπει ἡ θερμικὴ μηχανὴ νὰ εἶναι ἀντιστρεπτή. Ὑπὸ τὸν ὅρον τοῦτον ἐννοεῖται ὅτι ἡ μηχανὴ πρέπει νὰ λειτουργῇ κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε εἰς κάθε στιγμὴν νὰ εὑρίσκεται σχεδὸν εἰς ἰσορροπίαν. Τοῦτο σημαίνει ὅτι, ὑπὸ μηχανικὴν ἄποψιν, τὸ ἔμβολον πρέπει νὰ κινῆται βραδύτατα, ἕνεκα τῆς ἐλαχίστης διαφορᾶς πιέσεως, ἡ ὁποία θὰ ἐπικρατῇ ἑκατέρωθεν αὐτοῦ· ὅλα ἑπομένως τὰ κινητὰ μέρη τῆς μηχανῆς πρέπει νὰ μὴ ἀποκτήσουν αἰσθητὴν ταχύτητα. Ὑπὸ θερμικὴν δὲ ἄποψιν πρέπει νὰ ὑπάρχῃ ἐλαχίστη διαφορὰ θερμοκρασίας ἀφ' ἑνὸς μὲν μεταξὺ τῆς ἑστίας καὶ τοῦ ὕδατος τοῦ λέβητος καὶ ἀφ' ἑτέρου μεταξὺ τοῦ συμπυκνωτοῦ καὶ τοῦ ἀτμοῦ μετὰ τὴν ἐκτόνωσιν αὐτοῦ. Μία τοιαύτη ὅμως ἀντιστρεπτὴ μηχανὴ εἶναι προφανῶς ἀπραγματοποίητος εἰς τὴν ἐφαρμογήν. Ἐὰν μία μηχανὴ λειτουργῇ βραδέως, τότε δύναται νὰ θεωρηθῇ ὡς μηχανικῶς ἀντιστρεπτὴ μηχανή. Ἀλλ' εἰς τὴν πρᾶξιν ἡ θερμοκρασία τῆς ἑστίας πρέπει νὰ εἶναι πολὺ ἀνωτέρα ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ λέβητος, διὰ νὰ προσλαμβάνῃ οὗτος κατὰ δευτερόλεπτον σημαντικὴν ποσότητα θερμότητος.

Ἡ μεγίστη θεωρητικὴ ἀπόδοσις, τὴν ὁποίαν καμμία πραγματικὴ μηχανὴ δὲν δύναται νὰ φθάσῃ, οὔτε φυσικὰ καὶ νὰ τὴν ὑπερβῇ, δίδεται ἀπὸ τὸ ἀκόλουθον **θεώρημα τοῦ Carnot:**

I. Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις μιᾶς θερμικῆς μηχανῆς εἶναι μεγίστη, ὅταν ἡ μηχανὴ εἶναι ἀντιστρεπτή.

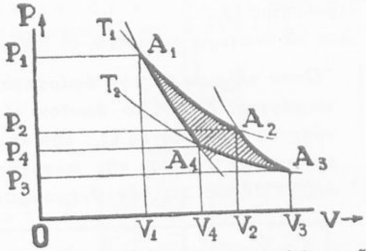
II. Ἡ μεγίστη θεωρητικὴ ἀπόδοσις θερμικῆς μηχανῆς εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ρευστοῦ, μὲ τὸ ὁποῖον λειτουργεῖ ἡ μηχανή.

III. Ἡ μεγίστη θεωρητικὴ ἀπόδοσις θερμικῆς μηχανῆς ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὰς ἀπολύτους θερμοκρασίας T_1 ***καὶ*** T_2 ***τῆς θερμῆς καὶ τῆς ψυχρᾶς πηγῆς καὶ δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:***

$$\boxed{\text{θεώρημα τοῦ Carnot:}\quad A_{\mu\varepsilon\gamma} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}}$$

Τὸ ἀνωτέρω θεώρημα τοῦ Carnot ὡδήγησε τοὺς ἐρευνητὰς εἰς τὴν τελειοποίησιν τῶν θερμικῶν μηχανῶν. Κατέδειξεν ὅτι εἶναι ματαία κάθε προσπάθεια ἀναζητήσεως θερμικῆς μηχανῆς, ἡ ὁποία νὰ ἔχῃ μίαν μόνον θερμικὴν πηγήν. Ὑπέδειξε τὴν ἀνάγκην τῶν διαδοχικῶν ἐκτονώσεων (σύνθετοι μηχαναί), διὰ νὰ πλησιάσωμεν πρὸς τὸν ὅρον τῆς ἀντιστρεπτότητος τῆς μηχανῆς. Παρ' ὅλας ὅμως τὰς ἐπιτευχθείσας τελειοποιήσεις, αἱ πραγματικαὶ θερμικαὶ μηχαναὶ θὰ λειτουργοῦν πάντοτε ὑπὸ ὅρους πολὺ ἀπέχοντας ἀπὸ τοὺς ἰδανικοὺς ὅρους, τοὺς ὁποίους προϋποθέτει τὸ θεώρημα τοῦ Carnot.

126. Κύκλος τοῦ Carnot.— Λέγομεν ὅτι ἓν ἀέριον ὑφίσταται **κυκλικὴν μεταβολήν,** ὅταν εἰς τὸ τέλος τῆς μεταβολῆς τὸ ἀέριον ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν, δηλαδὴ ἀποκτᾷ τὸν ἀρχικὸν ὄγκον του, τὴν ἀρχικὴν θερμοκρασίαν του καὶ τὴν ἀρχικὴν πίεσίν του.



Σχ. 99. Μεταβολὴ ἀερίου κατὰ κύκλον τοῦ Carnot.

Ἂς ἐξετάσωμεν μίαν τοιαύτην κυκλικὴν μεταβολήν, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται τέλειον ἀέριον ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου θερμικῆς μηχανῆς· τὸ ἔμβολον κινεῖται παλινδρομικῶς ὑπὸ τῆς αὐτῆς μάζης τοῦ ἀερίου, τὸ ὁποῖον ἐναλλὰξ θερμαίνεται καὶ ψύχεται. Εἰς τὸ σχῆμα 99 τὸ σημεῖον A_1 παριστᾷ τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν τοῦ ἀερίου.

α) Τὸ ἀέριον διαστέλλεται ἰσοθέρμως ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν A_1 (T_1, V_1, p_1) μέχρι τῆς καταστάσεως A_2 (T_1, V_2, p_2). Τὸ ἀέριον, διὰ νὰ διατηρήσῃ σταθερὰν τὴν θερμοκρασίαν του T_1, προσλαμβάνει ἔξωθεν ποσότητα θερμότητος Q_1, ἡ ὁποία εἶναι ἰσοδύναμος πρὸς τὸ ἔργον τὸ παραγόμενον ὑπὸ τοῦ ἀερίου κατὰ τὴν διαστολήν του· τὸ ἔργον τοῦτο παρίσταται μὲ τὸ ἐμβαδὸν $A_1A_2V_2V_1$.

β) Ἔπειτα τὸ ἀέριον διαστέλλεται ἀδιαβατικῶς μέχρι τῆς καταστάσεως A_3 (T_2, V_3, p_3) καὶ παράγει ἔργον, τὸ ὁποῖον παρίσταται μὲ τὸ ἐμβαδὸν $A_2A_3V_3V_2$. Τὸ ἔργον τοῦτο προέρχεται ἀπὸ τὴν μεταβολὴν μέρους τῆς θερμότητος τοῦ ἀερίου εἰς ἔργον.

γ) Τὸ ἀέριον συμπιέζεται ἰσοθέρμως μέχρι τῆς καταστάσεως A_4(T_2, V_4, p_4). Τὸ ἀέριον, διὰ νὰ διατηρήσῃ σταθερὰν τὴν θερμοκρασίαν του T_2, ἀποβάλλει εἰς τὸ ἐξωτερικὸν ποσότητα θερμότητος Q_2, ἡ ὁποία εἶναι ἰσοδύναμος πρὸς τὸ ἔργον τὸ δαπανώμενον διὰ τὴν συμπίεσιν τοῦ ἀερίου· τὸ ἔργον τοῦτο παρίσταται μὲ τὸ ἐμβαδὸν $A_4A_3V_3V_4$.

δ) Τέλος τὸ ἀέριον συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς καὶ ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικήν του κατάστασιν A_1(T_1, V_1, p_1). Τὸ δαπανώμενον ἔργον μεταβάλλεται εἰς θερμότητα, ἡ ὁποία προκαλεῖ ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου· τὸ ἔργον τοῦτο παρίσταται μὲ τὸ ἐμβαδὸν $A_1A_4V_4V_1$.

Ἡ περιγραφεῖσα ἀνωτέρω κυκλικὴ μεταβολὴ τοῦ ἀερίου καλεῖται **κύκλος τοῦ Carnot.** Κατὰ τὴν διαστολήν του τὸ ἀέριον παράγει ἔργον, τὸ ὁποῖον παρίσταται μὲ τὸ ἐμβαδὸν $A_1A_2A_3V_3V_1$· κατὰ δὲ τὴν συμπίεσίν τοῦ ἀερίου δαπανᾶται ἔργον, τὸ ὁποῖον παρίσταται μὲ τὸ ἐμβαδὸν $A_1A_4A_3V_3V_1$. Ἄρα κατὰ τὴν τοιαύτην κυκλικὴν μεταβολὴν τοῦ ἀερίου παράγεται τελικῶς ἔργον, τὸ ὁποῖον παρίσταται μὲ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας, τὴν ὁποίαν περικλείει ἡ καμπύλη $A_1A_2A_3A_4A_1$ [(ἡ γραμμοσκιασμένη ἐπιφάνεια). Ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ ἐπι-

φάνεια $A_1A_2A_3A_4A_1$ παριστᾷ τὴν διαφορὰν τῶν ἔργων, τὰ ὁποῖα ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰς δύο ἰσοθέρμους μεταβολὰς τοῦ ἀερίου ($A_1A_2V_2V_1$ καὶ $A_4A_3V_3V_4$). Ἄρα:
τὸ ἔργον $A_1A_2V_2V_1$ εἶναι ἰσοδύναμον μὲ τὴν προσληφθεῖσαν ποσότητα θερμότητος Q_1·
τὸ ἔργον $A_4A_3V_3V_4$ εἶναι ἰσοδύναμον μὲ τὴν ἀποβληθεῖσαν ποσότητα θερμότητος Q_2.
Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἑπόμενον συμπέρασμα:

***Ὅταν τέλειον ἀέριον ὑφίσταται μεταβολὴν κατὰ κύκλον τοῦ* Carnot*, παράγεται ἔργον, τὸ ὁποῖον εἶναι ἰσοδύναμον μὲ τὴν διαφορὰν τῆς ποσότητος θερμότητος* Q_1*, τὴν ὁποίαν προσλαμβάνει τὸ ἀέριον εἰς τὴν θερμοκρασίαν* T_1*, καὶ τῆς ποσότητος θερμότητος* Q_2*, τὴν ὁποίαν ἀποβάλλει τὸ ἀέριον εἰς τὴν θερμοκρασίαν* T_2.**

ἔργον τοῦ ἀερίου κατὰ τὸν κύκλον τοῦ Carnot: $W = J \cdot (Q_1 - Q_2)$

Τὸ ἀέριον δύναται νὰ ὑποστῇ κυκλικὴν μεταβολὴν κατὰ διαφόρους τρόπους. Ἀποδεικνύεται ὅμως ὅτι:

Ἐξ ὅλων τῶν δυνατῶν κυκλικῶν μεταβολῶν, τὰς ὁποίας δύναται νὰ ὑποστῇ τέλειον ἀέριον, ἡ κυκλικὴ μεταβολὴ τοῦ* Carnot *(κύκλος τοῦ* Carnot*) ἔχει τὴν μεγίστην ἀπόδοσιν.

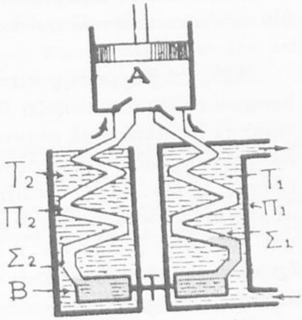
Ἂς θεωρήσωμεν ἰδανικὴν θερμικὴν μηχανήν, ἡ ὁποία λειτουργεῖ μὲ τέλειον ἀέριον, ὑφιστάμενον μεταβολὰς κατὰ κύκλον τοῦ Carnot. Ἡ τοιαύτη ἰδανικὴ μηχανὴ καλεῖται **τελεία θερμικὴ μηχανή.** Ἡ μεγίστη ἀπόδοσις μιᾶς τελείας ἀντιστρεπτῆς θερμικῆς μηχανῆς, σύμφωνα μὲ τὸ θεώρημα τοῦ Carnot, εἶναι:

$$A_{\mu\varepsilon\gamma} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Εἶναι φανερὸν ὅτι αἱ πραγματικαὶ θερμικαὶ μηχαναὶ πολὺ ἀπέχουν ἀπὸ τὸν τύπον τῆς τελείας ἀντιστρεπτῆς θερμικῆς μηχανῆς, διότι λειτουργοῦν μὲ φυσικὰ ἀέρια, δὲν εἶναι ἀντιστρεπταὶ καί, κατὰ τὴν μετάβασιν τοῦ ρευστοῦ ἀπὸ τὴν θερμὴν εἰς τὴν ψυχρὰν πηγήν, διαφεύγουν μεγάλα ποσὰ θερμότητος (δι᾽ ἀγωγῆς καὶ δι᾽ ἀκτινοβολίας). Ἑπομένως ἡ ἀπόδοσις τῶν πραγματικῶν θερμικῶν μηχανῶν εἶναι πολὺ μικροτέρα ἀπὸ τὴν μεγίστην θεωρητικὴν ἀπόδοσιν.

127. Ἀντλίαι θερμότητος.— Αἱ διάφοροι ψυκτικαὶ μηχαναὶ ἀποτελοῦν ἀντλίας θερμότητος, διότι ἀφαιροῦν ποσότητας θερμότητος ἀπὸ ἓν σῶμα καὶ τὰς ἀποδίδουν εἰς ἓν ἄλλο σῶμα. Ἂς θεωρήσωμεν κοινὴν συσκευὴν παρασκευῆς πάγου, ἡ ὁποία λειτουργεῖ μὲ ἀμμωνίαν (σχ. 100). Ἡ ἀντλία Α συμπιέζει τὴν ἀέριον ἀμμωνίαν καὶ τὴν στέλλει ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Σ_1, ὁ ὁποῖος περιβάλλεται ἀπὸ κυκλοφοροῦν ψυχρὸν ὕδωρ σταθερᾶς θερμοκρασίας T_1. Ἡ ἰσόθερμος αὐτὴ συμπίεσις προκαλεῖ ὑγροποίησιν τοῦ ἀερίου. Ἡ ὑγροποιηθεῖσα ἀμμωνία εἰσέρχεται ἔπειτα ἐντὸς τοῦ δοχείου Β, τὸ ὁποῖον διὰ τοῦ σωλῆνος Σ_2 συγκοινωνεῖ μὲ τὴν ἀντλίαν. Ὁ σωλὴν περιβάλλεται ἀπὸ ἁλατοῦχον διάλυμα, τὸ ὁποῖον ἔχει χαμηλὴν θερμοκρασίαν πήξεως. Ἡ ἀντλία προκαλεῖ ἐλάττωσιν τῆς πιέσεως ἐντὸς τοῦ σωλῆνος Σ_2 καὶ ἑπομένως ταχεῖαν ἐξάτμισιν τῆς ἀμμωνίας ἐντὸς τοῦ δοχείου Β. Ὅταν ἀποκατασταθῇ ἡ κανονικὴ λειτουργία τῆς μηχανῆς, τὸ ἁλατοῦχον διάλυμα διατηρεῖ σταθερὰν θερμοκρασίαν T_2 (περίπου ἴσην μὲ -10° C).

Οὕτω εἰς τὴν ψυκτικὴν μηχανὴν ἡ ἀμμωνία κυκλοφορεῖ μεταξὺ μιᾶς ψυχρᾶς πηγῆς Π_2 εὑρισκομένης εἰς θερμοκρασίαν T_2 καὶ μιᾶς θερμῆς πηγῆς Π_1 εὑρισκομένης εἰς θερμοκρασίαν T_1. Κατ' αὐτὸν τὸν κλειστὸν κύκλον ἡ ἀμμωνία ἀποσπᾷ ἀπὸ τὴν ψυχρὰν πηγὴν Π_2 ποσότητα θερμότητος Q_2 καὶ ἀποδίδει εἰς τὴν θερμὴν πηγὴν Π_1 ποσότητα θερμότητος Q_1, ἡ ὁποία εἶναι $Q_1 > Q_2$. Ἡ διαφορὰ $Q = Q_1 - Q_2$ προέρχεται ἀπὸ τὴν μετατροπὴν τοῦ ἔργου W εἰς θερμότητα. Τὸ ἔργον τοῦτο προσφέρει ὁ κινητήρ, μὲ τὸν ὁποῖον λειτουργεῖ ἡ ψυκτικὴ μηχανή.



Σχ. 100. Σχηματικὴ παράστασις ψυκτικῆς μηχανῆς.

Ἄρα εἶναι: $W = J \cdot Q = J \cdot (Q_1 - Q_2)$

Εἰς κάθε τελείαν θερμικὴν μηχανὴν (§ 124) ἰσχύει ἡ σχέσις: $\dfrac{Q_1}{Q_2} = \dfrac{T_1}{T_2}$

Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτὴν λαμβάνομεν:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_2} = \frac{T_1 - T_2}{T_2} \quad \text{ἢ} \quad Q_1 - Q_2 = Q_2 \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_2}$$

$$\text{ἄρα} \quad W = J \cdot Q_2 \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_2}$$

Ἡ εὑρεθεῖσα σχέσις δεικνύει ὅτι τὸ δαπανώμενον ἔργον W εἶναι ἓν κλάσμα τοῦ ἔργου JQ_2, τὸ ὁποῖον ἰσοδυναμεῖ μὲ τὴν ποσότητα θερμότητος Q_2, τὴν ὁποίαν ἀποσπῶμεν ἀπὸ τὸ πρὸς πῆξιν ὕδωρ. Τὸ ἔργον W δαπανᾶται διὰ νὰ καταστῇ δυνατὴ ἡ μεταφορὰ τῆς θερμότητος ἀπὸ ἓν ψυχρότερον σῶμα εἰς ἄλλο σῶμα θερμότερον. Τὸ ἔργον W εἶναι τὸ ἐλάχιστον ἔργον, τὸ ὁποῖον ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ἀπόσπασιν τῆς ποσότητος θερμότητος Q_2 ἀπὸ τὴν ψυχρὰν πηγήν.

Παράδειγμα.— Μία ψυκτικὴ μηχανὴ λειτουργεῖ μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν 0° C καὶ 60° C καὶ παράγει 100 kgr πάγου καθ' ὥραν. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἐλαχίστη ἰσχὺς τοῦ κινητῆρος, ὁ ὁποῖος πρέπει νὰ χρησιμοποιηθῇ διὰ τὴν λειτουργίαν τῆς μηχανῆς.

Διὰ νὰ παραχθοῦν 100 kgr πάγου, πρέπει νὰ ἀφαιρεθοῦν ἀπὸ τὸ ὕδωρ:

$$Q_2 = 80 \text{ kcal/kgr} \cdot 100 \text{ kgr} = 8\,000 \text{ kcal}$$

Τὸ ἐλάχιστον δαπανώμενον ἔργον εἶναι:

$$W = 427 \text{ kgr*m/kcal} \cdot 8\,000 \text{ kcal} \cdot \frac{333 - 273}{273} = \frac{427 \cdot 8\,000 \cdot 60}{273} \text{ kgr*m}$$

Ἑπομένως ἡ ἐλαχίστη ἰσχὺς τοῦ κινητῆρος εἶναι:

$$P = \frac{427 \cdot 480\,000}{273 \cdot 3\,600} \text{ kgr*m/sec} \quad \text{ἢ} \quad P = \frac{427 \cdot 480\,000}{273 \cdot 3\,600 \cdot 75} = 2{,}80 \text{ CV}$$

128. Διατήρησις τῆς ἐνεργείας.— Ἀπὸ τὴν ἔρευναν τῶν διαφόρων φαινομένων διεπιστώθη ὅτι εἰς τὴν Φύσιν συμβαίνουν ἀδιακόπως μετατροπαὶ τῆς μιᾶς μορφῆς ἐνεργείας εἰς τὴν ἄλλην. Ἐὰν μία μορφὴ ἐνεργείας ἐξαφανίζεται, τότε ἡ ἐνέργεια αὐτὴ μετατρέπεται ἐξ ὁλοκλήρου εἰς ἄλλην μορφὴν ἐνεργείας. Κατ' αὐτὰς

τὰς ἀλλεπαλλήλους μετατροπὰς τῶν μορφῶν ἐνεργείας δὲν συμβαίνει ποτὲ ἀπώλεια ἐνεργείας, διότι ὅλαι αἱ μορφαὶ ἐνεργείας εἶναι ἰσοδύναμοι. Ἡ γενίκευσις τῆς πειραματικῆς αὐτῆς διαπιστώσεως ἀποτελεῖ τὴν ἀκόλουθον **ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας:**

Εἰς ἓν μεμονωμένον σύστημα ἡ ὁλικὴ ἐνέργεια διατηρεῖται σταθερά, οἱαιδήποτε μετατροπαὶ ἐνεργείας καὶ ἂν συμβαίνουν.

Ὡς φυσικῶς μεμονωμένον σύστημα θεωροῦμεν ἓν σύστημα, εἰς τὸ ὁποῖον δὲν συμβαίνουν ἀνταλλαγαὶ ἐνεργείας μὲ τὸ περιβάλλον του.

129. Ἡ θερμότης κατωτέρα μορφὴ ἐνεργείας.— Τὸ πρῶτον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα καθορίζει ὅτι ποσοτικῶς μία ὡρισμένη ποσότης θερμότητος Q ἰσοδυναμεῖ μὲ μηχανικὴν ἐνέργειαν: $W = JQ$. Ἡ ἀρχὴ τοῦ Carnot (ἢ δεύτερον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα) καθορίζει ὅτι οὐδέποτε αὐτὴ ἡ ποσότης θερμότητος Q δύναται νὰ μετατραπῇ ὁλοκληρωτικῶς εἰς ἔργον, σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν ἰσοδυναμίας θερμότητος καὶ μηχανικῆς ἐνεργείας. Ἡ ἀρχὴ τοῦ Carnot καθορίζει λοιπὸν ὅτι ποιοτικῶς ἡ αὐτὴ ποσότης θερμότητος Q δὲν ἔχει πάντοτε τὴν αὐτὴν ἀξίαν ἀπὸ τὴν ἄποψιν τῆς ἱκανότητος μετατροπῆς της εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν· διότι εἰς ἔργον θὰ μετατραπῇ μόνον ἓν κλάσμα τῆς ποσότητος θερμότητος Q, τὸ ὁποῖον δίδεται πάντοτε ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$q = Q \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad \text{ἢ} \qquad q = Q \cdot \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$$

Εἰς κάθε λοιπὸν μετατροπὴν τῆς θερμότητος εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν μία ποσότης θερμότητος $Q \cdot \frac{T_2}{T_1}$ παραμένει πάντοτε ὡς θερμότης.

Ἀντιθέτως ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια δύναται νὰ μετατραπῇ ἐξ ὁλοκλήρου εἰς κινητικὴν ἐνέργειαν καὶ ἀντιστρόφως, ἀρκεῖ ἡ μηχανή μας νὰ λειτουργῇ χωρὶς τριβάς. Ἐπίσης ἡ μηχανικὴ ἐνέργεια δύναται νὰ μετατραπῇ ἐξ ὁλοκλήρου εἰς ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν καὶ ἀντιστρόφως. Τέλος ἡ μηχανικὴ ἐνέργεια μεταβάλλεται ἐξ ὁλοκλήρου εἰς θερμότητα. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι αἱ διάφοροι μορφαὶ ἐνεργείας διαφέρουν μεταξύ των ποιοτικῶς. Καλεῖται **ἀνωτέρα μορφὴ ἐνεργείας** κάθε μορφὴ ἐνεργείας, ἡ ὁποία δύναται νὰ μετατραπῇ ἐξ ὁλοκλήρου εἰς ἄλλην μορφὴν ἐνεργείας· τοιαῦται ἀνώτεραι μορφαὶ ἐνεργείας εἶναι ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια, ἡ κινητικὴ ἐνέργεια, ἡ ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια. Ἀπὸ ὅλας τὰς μορφὰς ἐνεργείας μόνον ἡ θερμότης δὲν ἔχει τὴν ἀνωτέρω ἰδιότητα καὶ διὰ τοῦτο ἡ θερμότης χαρακτηρίζεται ὡς **κατωτέρα μορφὴ ἐνεργείας.** Ὥστε δυνάμεθα νὰ εἴπωμεν ὅτι:

Ἡ θερμότης εἶναι μία ὑποβαθμισμένη μορφὴ ἐνεργείας.

130. Ἀρχὴ τῆς ὑποβαθμίσεως τῆς ἐνεργείας.—Ἡ θερμότης εἶναι μία μορφὴ ἐνεργείας ἰσοδύναμος μὲν ποσοτικῶς πρὸς τὰς ἄλλας μορφὰς ἐνεργείας, κατωτέρα ὅμως ἀπὸ αὐτὰς ποιοτικῶς. Ἀλλὰ εἰς πᾶσαν μετατροπὴν οἱασδήποτε μορφῆς ἐνεργείας ἓν μέρος αὐτῆς μετατρέπεται πάντοτε αὐτομάτως εἰς θερμότητα (ἕνεκα τῶν τριβῶν καὶ τῶν κρούσεων εἰς τὴν μηχανικήν, τοῦ φαινομένου τοῦ Joule εἰς τὸν ἠλεκτρισμόν, τῆς ὑστερήσεως εἰς τὸν μαγνητισμόν). Ἐπὶ πλέον, ὅταν ἐντὸς θερμικῶς μεμονωμένου χώρου τεθοῦν σώματα, ἔχοντα διαφορετικὰς θερμοκρασίας, τότε τὰ θερμότερα σώματα ἀποβάλλουν αὐτομάτως ποσότητας θερμότητος, τὰς ὁποίας προσλαμβάνουν τὰ ψυχρότερα σώματα. Τελικῶς ὅλα τὰ σώματα ἔχουν τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν. Ἡ θερμότης, τὴν ὁποίαν περικλείουν τὰ ἀνωτέρω σώματα, διατηρεῖται μὲν σταθερὰ ποσοτικῶς, ἀλλὰ ἔχει ὑποβιβασθῆ ποιοτικῶς· διότι δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ μετατραπῆ εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν, ἀφοῦ θὰ ὑπάρχη μόνον μία πηγὴ θερμότητος. Ἀπὸ τὴν μελέτην τῶν διαφόρων φαινομένων διεπιστώθη ὅτι εἰς τὴν Φύσιν ἰσχύει ἡ ἀκόλουθος **ἀρχὴ τῆς ὑποβαθμίσεως τῆς ἐνεργείας:**

I. Ὅλαι αἱ ἀνώτεραι μορφαὶ ἐνεργείας, κατὰ τὰς μετατροπάς των, τείνουν αὐτομάτως νὰ ὑποβαθμισθοῦν μετατρεπόμεναι εἰς θερμότητα.
II. Ἡ θερμότης τείνει αὐτομάτως νὰ ὑποβαθμισθῆ καὶ νὰ ἀποκτήση τοιαύτην θερμοκρασίαν, ὥστε νὰ μὴ εἶναι δυνατὴ καμμία μετατροπή της.

Ἡ ἀρχὴ τῆς ὑποβαθμίσεως τῆς ἐνεργείας εἶναι **γενικώτατος ποιοτικὸς νόμος** τῆς Φύσεως, ὁ ὁποῖος συμπληρώνει τὸν ἄλλον **γενικώτατον ποσοτικὸν νόμον** τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας. Ἡ ἀρχὴ τῆς ὑποβαθμίσεως τῆς ἐνεργείας διατυπώνεται γενικώτερον ὡς ἑξῆς:

Εἰς τὴν Φύσιν ὅλα τὰ φαινόμενα συμβαίνουν κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε νὰ προκύπτη μὴ ἐκμεταλλεύσιμος πλέον θερμότης.

131. Ἐντροπία.—Ἂς ὑποθέσωμεν ὅτι ἔχομεν δύο μάζας $m_1 = 1$ gr καὶ $m_2 = 1$ gr ἑνὸς ὑγροῦ, τοῦ ὁποίου ἡ εἰδικὴ θερμότης εἶναι $0{,}2 \text{ cal}\cdot\text{gr}^{-1}\cdot\text{grad}^{-1}$. Αἱ δύο αὐταὶ μᾶζαι ἔχουν ἀρχικῶς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν 0° C. Θερμαίνομεν τὴν μὲν μᾶζαν m_1 εἰς 20° C, τὴν δὲ μᾶζαν m_2 εἰς 100° C. Τότε ἡ μὲν μᾶζα m_1 προσλαμβάνει ποσότητα θερμότητος: $Q_1 = 1 \times 0{,}2 \times 20 = 4$ cal, ἡ δὲ μᾶζα m_2 προσλαμβάνει ποσότητα θερμότητος: $Q_2 = 1 \times 0{,}2 \times 100 = 20$ cal. Ἀναμιγνύομεν τὰς δύο μάζας τοῦ ὑγροῦ καὶ λαμβάνομεν μᾶζαν $m = 2$ gr, ἡ ὁποία ἔχει τελικὴν θερμοκρασίαν 60° C. Ἐν σχέσει μὲ τὴν θερμοκρασίαν 0° C, ἡ μᾶζα τῶν 2 gr περικλείει περισσοτέραν ποσότητα θερμότητος: $Q = 2 \times 0{,}2 \times 60 = 24$ cal. Θὰ ἐξετάσωμεν ποίαν μεταβολὴν ὑπέστη κατὰ τὴν τοιαύτην ἀνάμιξιν τὸ πηλίκον Q/T.

Πρὸ τῆς ἀναμίξεως εἶναι:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = \frac{4}{293} + \frac{20}{373} = 0{,}672 \text{ cal/grad}$$

μετὰ τὴν ἀνάμιξιν εἶναι:

$$\frac{Q}{T} = \frac{24}{333} = 0{,}737 \text{ cal/grad}$$

Τὸ πηλίκον Q/T εἶναι ἰδιαίτερον φυσικὸν μέγεθος καὶ καλεῖται **ἐντροπία**. Ὥστε:

Καλεῖται ἐντροπία (S) τὸ πηλίκον τῆς ποσότητος θερμότητος, τὴν ὁποίαν ἀποβάλλει ἢ προσλαμβάνει μία πηγὴ διὰ τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας τῆς πηγῆς.

$$\boxed{\text{ἐντροπία:}\quad S = \frac{Q}{T}\ \text{cal/grad}}$$

Ἡ μονὰς ἐντροπίας καλεῖται Clausius (1 Cl): 1 Clausius = 1 cal/grad.

Εἰς τὸ ἀνωτέρω παράδειγμα παρατηροῦμεν ὅτι ηὐξήθη ἡ ἐντροπία τοῦ συστήματος, τὸ ὁποῖον προέκυψε τελικῶς. Ἡ ἀνωτέρω ἀνάμιξις τῶν δύο μαζῶν τοῦ ὑγροῦ εἶναι μεταβολὴ μὴ ἀντιστρεπτή. Μὲ τὸν ὅρον τοῦτον χαρακτηρίζομεν τὸ ὅτι τὸ τελικὸν μῖγμα εἶναι ἀδύνατον νὰ ἐπανέλθῃ εἰς τὴν ἀρχικήν του κατάστασιν χωρὶς δαπάνην ἔργου. Ἡ τελικὴ κατάστασις εἶναι μία κατάστασις ἰσορροπίας, εἰς τὴν ὁποίαν ἔφθασε τὸ σύστημα τῶν δύο ἀρχικῶν μαζῶν τοῦ ὑγροῦ, σύμφωνα μὲ τὴν θεμελιώδη ἀρχὴν ὅτι ἡ θερμότης οὐδέποτε μεταβαίνει ἀφ᾽ ἑαυτῆς ἀπὸ ἓν ψυχρότερον εἰς ἓν θερμότερον σῶμα.

Διὰ νὰ διευκρινίσωμεν τὴν ἔννοιαν τῆς ἐντροπίας, ἂς θεωρήσωμεν μίαν μᾶζαν ἀερίου ἔχουσαν θερμοκρασίαν T. Ἡ θερμότης, τὴν ὁποίαν περικλείει τὸ σῶμα τοῦτο, εἶναι ἡ ἐκδήλωσις τῶν ἀπολύτως ἀτάκτων κινήσεων τῶν μορίων (§ 104). Αἱ κινήσεις ὅμως τῶν μορίων διέπονται ἀπὸ τὸν νόμον τῆς μεγίστης ἀταξίας. Ἐὰν πρὸς στιγμὴν κατωρθώναμεν νὰ ἐπιβάλωμεν μίαν τάξιν, αὕτη δὲν θὰ διετηρεῖτο· ἕνεκα τῶν διαδοχικῶν κρούσεων τῶν μορίων, τὸ σύστημα θὰ ἐπανήρχετο εἰς τὴν κατάστασιν τῆς ἀπολύτου ἀταξίας, εἰς τὴν ὁποίαν ἐπικρατεῖ στατιστικὴ ἰσορροπία. Δυνάμεθα λοιπὸν νὰ συμπεράνωμεν ὅτι εἶναι πολὺ ἀπίθανος μία κατάστασις τοῦ ἀερίου τούτου, κατὰ τὴν ὁποίαν θὰ ἐπεκράτει κάποια τάξις εἰς τὰς κινήσεις τῶν μορίων του. Ἡ πλέον πιθανὴ κατάστασις τοῦ ἀερίου εἶναι ἐκείνη, κατὰ τὴν ὁποίαν ἐπικρατεῖ ἡ μεγίστη δυνατὴ ἀταξία εἰς τὰς κινήσεις τῶν μορίων του. Ἡ πιθανότης μιᾶς καταστάσεως συνδέεται μὲ τὴν ἔννοιαν τῆς ἐντροπίας. Αἱ διάφοροι μεταβολαὶ εἰς τὴν Φύσιν διέπονται ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον νόμον:

Ἡ ἐντροπία ἑνὸς σώματος αὐξάνεται, ὅταν τοῦτο μεταβαίνῃ εἰς κατάστασιν ἔχουσαν μεγαλυτέραν πιθανότητα (δηλαδὴ εἰς κατάστασιν μεγαλυτέρας ἀταξίας τῶν κινήσεων τῶν μορίων).

Ἡ θερμότης, ὡς ἐκ τῆς φύσεώς της, συνδέεται μὲ τὰς ἀπολύτως ἀτάκτους κινήσεις τῶν μορίων. Ἡ αὐτόματος λοιπὸν μετάπτωσις τῶν ἄλλων μορφῶν ἐνεργείας εἰς θερμότητα, δηλαδὴ ἡ ὑποβάθμισις τῆς ἐνεργείας, εἶναι μία μετάβασις ἀπὸ μίαν κατάστασιν εἰς ἄλλην πιθανωτέραν κατάστασιν. Οἱ ὅροι «ὑποβάθμισις τῆς ἐνεργείας» καὶ «αὔξησις τῆς ἐντροπίας ἑνὸς συστήματος» χαρακτηρίζουν τὸ αὐτὸ φυσικὸν γεγονός.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι δυνάμεθα νὰ διατυπώσωμεν τὸν ἀκόλουθον γενικώτατον νόμον:

> ***Ὅλα τὰ φαινόμενα εἰς τὴν Φύσιν συμβαίνουν κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε μία ὀλιγώτερον πιθανὴ κατάστασις νὰ μεταπίπτῃ πάντοτε εἰς περισσότερον πιθανὴν κατάστασιν.***

Ὁ ἀνωτέρω γενικώτατος νόμος τῆς ἐξελίξεως τῶν φαινομένων δύναται νὰ διατυπωθῇ καὶ ὡς ἑξῆς:

> ***Ὅλα τὰ φαινόμενα εἰς τὴν Φύσιν ἐξελίσσονται κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε ἡ ἐντροπία νὰ βαίνῃ αὐξανομένη.***

Ἀλλ' ὅπως εἴδομεν, ἡ ἐντροπία αὐξάνεται, ὅταν ἡ μεταβολὴ δὲν εἶναι ἀντιστρεπτή. Ἑπομένως ὅλαι αἱ μεταβολαί, αἱ συμβαίνουσαι εἰς τὴν Φύσιν, εἶναι μὴ ἀντιστρεπταὶ μεταβολαί. Οὐδέποτε εἶναι δυνατὸν νὰ συμβῇ εἰς τὴν Φύσιν ἀντιστρεπτὴ μεταβολή, δηλαδὴ ἐξέλιξις ἀπὸ μίαν περισσότερον πιθανὴν κατάστασιν εἰς μίαν ὀλιγώτερον πιθανὴν κατάστασιν. Μόνον τεχνητῶς καὶ πάντοτε μὲ δαπάνην ἔργου δυνάμεθα νὰ ἐπιτύχωμεν τοιαύτας μεταβολάς, ὁπότε ἡ ἐντροπία τοῦ συστήματος ἐλαττώνεται. Ἐπίσης δυνάμεθα τεχνητῶς νὰ ἐπιβραδύνωμεν, ὄχι ὅμως καὶ νὰ καταργήσωμεν τὴν ἐξέλιξιν τῶν καταστάσεων πρὸς τὰς πλέον πιθανὰς καταστάσεις. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται ὁ ἀκόλουθος γενικὸς νόμος:

> ***Αἱ εἰς τὴν Φύσιν συμβαίνουσαι μεταβολαὶ ὁδηγοῦν σταθερῶς πρὸς τὴν ὑποβάθμισιν τῆς ἐνεργείας, ἤτοι πρὸς τὴν πλέον πιθανὴν κατάστασιν.***

132. Τρίτον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα.—Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι ὅλαι αἱ ἰδιότητες τῶν σωμάτων, αἱ ὁποῖαι ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν, ὅταν πλησιάζωμεν πρὸς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενός, γίνονται ἀνεξάρτητοι ἀπὸ τὰς μεταβολὰς τῆς θερμοκρασίας. Οὕτω ἡ εἰδικὴ θερμότης τῶν σωμάτων γίνεται ἴση μὲ μηδὲν καὶ ἑπομένως ἡ ποσότης θερμότητος, τὴν ὁποίαν περικλείει τὸ σῶμα, δὲν μεταβάλλεται πλέον μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Ὁ Nernst (1906), στηριζόμενος εἰς τὰ πειραματικὰ αὐτὰ δεδομένα, διετύπωσε τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα, τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖ τὸ **θεώρημα τοῦ Nernst** ἢ **τρίτον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα**:

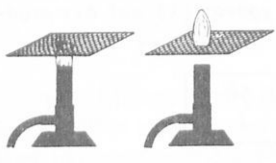
> ***Ὅσον περισσότερον πλησιάζομεν πρὸς τὸ ἀπόλυτον μηδέν, τόσον δυσκολώτερον εἶναι νὰ ἐπιτύχωμεν μεγαλυτέραν ἐλάττωσιν τῆς θερμοκρασίας· δυνάμεθα νὰ πλησιάζωμεν διαρκῶς περισσότερον πρὸς τὸ ἀπόλυτον μηδέν, ποτὲ ὅμως δὲν θὰ κατορθώσωμεν νὰ τὸ φθάσωμεν.***

Ἡ χαμηλοτέρα θερμοκρασία, τὴν ὁποίαν ἐπέτυχον (1950), εἶναι 0,0012° K.

* ***Ἀρχὴ τοῦ Nernst.***—Ἀπὸ τὴν μελέτην τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων εἰς τὰς πολὺ χαμηλὰς θερμοκρασίας ὁ Nernst κατέληξεν εἰς τὴν διατύπωσιν τῆς ἀκολούθου ἀρχῆς:

> ***Εἰς τὸ ἀπόλυτον μηδὲν ἡ ἐντροπία ἑνὸς καθαροῦ στερεοῦ ἢ ὑγροῦ σώματος εἶναι ἴση μὲ μηδέν.***

ἡ ὁποία χρησιμοποιεῖται εἰς τὰ ἀνθρακωρυχεῖα πρὸς ἀποφυγὴν ἀναφλέξεως τοῦ μεθανίου.— β) Ἡ ἐλαχίστη θερμικὴ ἀγωγιμότης τῶν ὑγρῶν καταφαίνεται μὲ τὸ ἑξῆς πείραμα: Ἐντὸς δοκιμαστικοῦ σωλῆνος, περιέχοντος ὕδωρ, ρίπτομεν ἑρματισμένον τεμάχιον πάγου. Ἐὰν θερμάνωμεν τὸ ἀνώτερον στρῶμα τοῦ ὕδατος (σχ. 105), τοῦτο ἀρχίζει νὰ βράζῃ, ἐνῶ ὁ πάγος διατηρεῖται ἐπὶ μακρὸν χρόνον.— γ) Τέλος ἡ πολὺ μικρὰ θερμικὴ ἀγωγιμότης τῶν ἀερίων καταφαίνεται μὲ τὸ ἑξῆς πείραμα: Ἐπὶ μιᾶς πολὺ θερμῆς μεταλλικῆς πλακὸς ἀφήνομεν νὰ πέσουν σταγόνες ὕδατος. Παρατηροῦμεν ὅτι αἱ σταγόνες τοῦ ὑγροῦ διατηροῦνται ἐπ' ἀρκετὸν χρόνον ἠρεμοῦσαι ἢ στροβιλιζόμεναι πολὺ πλησίον τῆς ἐπιφανείας τῆς πλακός. Ὁ ὄγκος τῆς σταγόνος ἐλαττώνεται πολὺ βραδέως, ὅταν ἡ θερμοκρασία τῆς πλακὸς διατηρῆται ἀρκετὰ ὑψηλὴ (σχ. 106). Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται σφαιροειδὴς κατάστασις καὶ ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι μεταξὺ τῆς πλακὸς καὶ τῆς σταγόνος σχηματίζεται κατ' ἀρχὰς λεπτὸν στρῶμα ὑδρατμῶν, οἱ ὁποῖοι, λόγῳ τῆς μικρᾶς θερμικῆς ἀγωγιμότητος αὐτῶν, παρεμποδίζουν τὴν θέρμανσιν τῆς σταγόνος. Ἡ σφαιροειδὴς κατάστασις συνοδεύεται λοιπὸν ἀπὸ βραδεῖαν ἐξαέρωσιν καὶ παρατηρεῖται, μόνον ὅταν τὸ ὑγρὸν εὑρίσκεται εἰς ἐπαφὴν μὲ θερμὴν ἐπιφάνειαν, ἔχουσαν θερμοκρασίαν ἀνωτέραν μιᾶς ὡρισμένης τιμῆς· κάτωθεν τῆς ὁρικῆς αὐτῆς θερμοκρασίας ἡ ἐξαέρωσις τοῦ ὑγροῦ εἶναι ταχυτάτη. Ἐφαρμογὴν τοῦ ἀνωτέρω φαινομένου ἀποτελεῖ τὸ γεγονὸς ὅτι δυνάμεθα ἀκινδύνως νὰ βυθίσωμεν διὰ μίαν στιγμὴν τὴν χεῖρα μας ἐντὸς τετηγμένου μολύβδου ἢ σιδήρου, ἀρκεῖ νὰ ἔχωμεν προηγουμένως βρέξει τὴν χεῖρα μας μὲ ὕδωρ. Ἐπίσης δυνάμεθα νὰ βυθίσωμεν διὰ μίαν στιγμὴν τὸν δάκτυλόν μας ἐντὸς ὑγροῦ ἀέρος· οὗτος ἔχει θερμοκρασίαν περίπου — 190° C. Τὸ δέρμα μας ἐπέχει θέσιν πολὺ θερμῆς ἐπιφανείας καὶ ὁ ὑγρὸς ἀήρ, ἐρχόμενος εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸ δέρμα μας, λαμβάνει τὴν σφαιροειδῆ κατάστασιν.



Σχ. 104. Ἀπόδειξις τῆς θερμικῆς ἀγωγιμότητος τῶν μετάλλων.

Σχ. 105. Ἀπόδειξις τῆς ἐλαχίστης θερμικῆς ἀγωγιμότητος τοῦ ὕδατος.

Σχ. 106. Σφαιροειδὴς κατάστασις.

Συντελεσταὶ θερμικῆς ἀγωγιμότητος εἰς $cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}$			
Ἄργυρος	0,98	Ὕαλος	0,002
Χαλκὸς	0,92	Ὕδωρ	0,0014
Ἀλουμίνιον	0,50	Φελλὸς	0,0001
Σίδηρος	0,12	Ξύλον	0,0003
Μόλυβδος	0,08	Ἄσβεστος	0,00015
Ὑδράργυρος	0,02	Ἀὴρ	0,00006
Πάγος	0,005	Ὑδρογόνον	0,00033

Π α ρ ά δ ε ι γ μ α.— Πλινθόκτιστος τοῖχος ἔχει ἐμβαδὸν $S = 12\ m^2$, πάχος $l = 18\ cm$ καὶ συντελεστὴν θερμικῆς ἀγωγιμότητος $k = 0{,}0012\ cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}$. Μεταξὺ τῶν δύο ἐπιφανειῶν τοῦ τοίχου διατηρεῖται σταθερὰ διαφορὰ θερμοκρασίας $\Delta\theta = 10^0\ C$. Ἐντὸς μιᾶς ὥρας ($t = 1\ h$) διέρχεται διὰ τοῦ τοίχου ποσότης θερμότητος:

$$Q = \frac{12}{10^4}\ \frac{cal}{cm \cdot sec \cdot grad} \cdot \frac{12 \cdot 10^4\ cm^2 \cdot 10\ grad \cdot 3\,600\ sec}{18\ cm} = 288\,000\ cal$$

134. Ἔντασις θερμικοῦ ρεύματος καὶ θερμικὴ ἀντίστασις.— Ἐὰν αἱ δύο ἐπιφάνειαι μιᾶς πλακὸς διατηροῦνται εἰς σταθερὰς θερμοκρασίας θ_2 καὶ θ_1, τότε, σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Fourier, ἀπὸ τὴν ψυχροτέραν ἐπιφάνειαν τῆς

πλακὸς διέρχεται εἰς χρόνον t ποσότης θερμότητος Q, ἡ ὁποία δίδεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:
$$Q = k \cdot \frac{S \cdot (\theta_2 - \theta_1) \cdot t}{l}$$

Ἡ ἀνωτέρω ἐξίσωσις τοῦ Fourier δύναται νὰ γραφῇ καὶ ὡς ἑξῆς:
$$\frac{Q}{t} = k \cdot \frac{\theta_2 - \theta_1}{l/kS} \qquad (1)$$

Διὰ μέσου τῆς πλακὸς συμβαίνει συνεχὴς ροὴ ποσοτήτων θερμότητος, δηλαδὴ ἡ πλὰξ διαρρέεται ἀπὸ θερμικὸν ρεῦμα. Ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία κατὰ μονάδα χρόνου διέρχεται ἀπὸ μίαν τομὴν τῆς πλακός, καλεῖται ἔντασις (I) τοῦ θερμικοῦ ρεύματος. Οὕτω ἡ ἔντασις τοῦ θερμικοῦ ρεύματος δίδεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν: $I = Q/t$. Εἰς τὸ σύστημα μονάδων C.G.S. ἡ ἔντασις τοῦ θερμικοῦ ρεύματος μετρεῖται εἰς cal/sec. Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (1) συνάγεται ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ θερμικοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διαρρέει τὴν πλάκα, εἶναι σταθερά. Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (1) ὁ παράγων l/kS εἶναι σταθερὸς καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν (k) καὶ τὰς διαστάσεις (l, S) τῆς πλακός. Ὁ παράγων οὗτος καλεῖται θερμικὴ ἀντίστασις (R) τῆς πλακός. Οὕτω ἡ ἐξίσωσις (1) δύναται νὰ γραφῇ καὶ ὡς ἑξῆς:

$$\boxed{\text{ἔντασις θερμικοῦ ρεύματος} = \frac{\text{διαφορὰ θερμοκρασίας}}{\text{θερμικὴ ἀντίστασις}} \qquad I = \frac{\theta_2 - \theta_1}{R}}$$

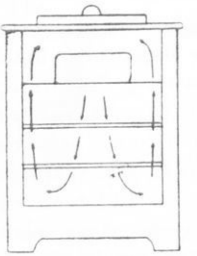
Σημείωσις.—Ὑπὸ τὴν ἀνωτέρω μορφὴν ὁ νόμος τοῦ Fourier εἶναι τελείως ἀνάλογος πρὸς τὸν νόμον τοῦ Ohm, ὁ ὁποῖος ἰσχύει διὰ τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα τὸ διαρρέον ἓν σύρμα (βλ. τόμ. Γ').

135. Διάδοσις τῆς θερμότητος διὰ μεταφορᾶς. — Τὰ ὑγρὰ καὶ τὰ ἀέρια ἔχουν πολὺ μικρὰν θερμικὴν ἀγωγιμότητα. Ἐν τούτοις θερμαίνονται πολὺ εὔκολα, ὅταν προσφέρεται θερμότης εἰς τὸν πυθμένα τοῦ δοχείου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου περιέχονται. Τοῦτο συμβαίνει ὡς ἑξῆς: Τὸ μέρος τοῦ ρευστοῦ, τὸ εὑρισκόμενον εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν πυθμένα τοῦ δοχείου, θερμαίνεται καὶ τότε ὡς εἰδικῶς ἐλαφρότερον ἀνέρχεται, ἐνῷ ἄλλα ψυχρότερα μέρη τοῦ ὑγροῦ κατέρχονται πρὸς τὸν πυθμένα. Οὕτω ἐντὸς τῆς μάζης τοῦ ρευστοῦ δημιουργοῦνται μετακινήσεις μαζῶν τοῦ ρευστοῦ, ἕνεκα τῶν προκαλουμένων μεταβολῶν πυκνότητος. Ἡ τοιαύτη μεταφορὰ ποσοτήτων θερμότητος ἐντὸς τῶν ρευστῶν διὰ σχηματισμοῦ ρευμάτων ἐντὸς τῆς μάζης αὐτῶν καλεῖται διάδοσις τῆς θερμότητος **διὰ μεταφορᾶς.**

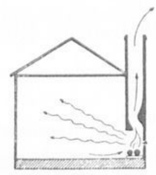
Σχ. 107. Σχηματισμὸς ρευμάτων ἐντὸς θερμαινομένου ὕδατος.

Μὲ τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 107 δυνάμεθα νὰ παρατηρήσωμεν τὰ ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ σχηματιζόμενα ρεύματα, ἐὰν ρίψωμεν ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ κόνιν φελλοῦ.

136. Ἐφαρμογαὶ τῆς διαδόσεως τῆς θερμότητος διὰ μεταφορᾶς.— α) Ἐνδιαφέρουσαν ἐφαρμογὴν τῆς διαδόσεως τῆς θερμότητος διὰ μεταφορᾶς ἔχομεν εἰς τὸ σύστημα κεντρικῆς θερμάνσεως, εἰς τὸ ὁποῖον ἐξασφαλίζεται ἡ μεταφορὰ ποσοτήτων θερμότητος διὰ τῆς κυκλοφορίας εἴτε θερμοῦ ὕδατος, εἴτε θερμοῦ ἀέρος. Ἐπίσης ἡ λειτουργία τῶν ψυγείων στηρίζεται εἰς τὸν σχηματισμὸν ρευμάτων ἀέρος (σχ. 108). Τέλος εἰς τὸν σχηματισμὸν ρευμάτων ἀέρος στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν καπνοδόχων. Ἐντὸς τῆς καπνοδόχου σχηματίζεται στήλη θερμοῦ ἀέρος καὶ οὕτω εἰς τὴν βάσιν τῆς καπνοδόχου δημιουργεῖται σταθερὰ διαφορὰ πιέσεως. Αὐτὴ ἡ διαφορὰ πιέσεως δημιουργεῖ συνεχῆ ροὴν τοῦ ἐξωτερικοῦ ψυχροῦ ἀέρος πρὸς τὴν ἑστίαν, καὶ οὕτω ἡ ἑστία τροφοδοτεῖται συνεχῶς μὲ τὸ ἀπαιτούμενον ὀξυγόνον (σχ. 109).



Σχ. 108. Ρεύματα ἀέρος ἐντὸς ψυγείου πάγου.

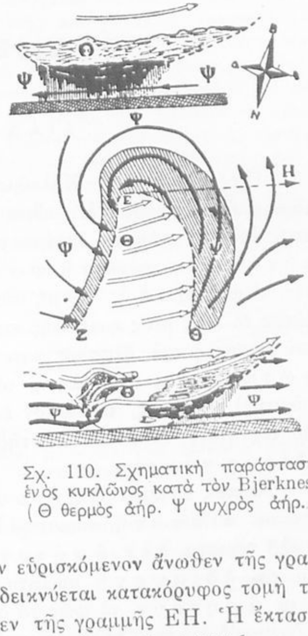


Σχ. 109. Λειτουργία τῆς καπνοδόχου. Ὁ θερμὸς ἀὴρ ἀνέρχεται, νέος δὲ ψυχρὸς ἀὴρ προσέρχεται συνεχῶς εἰς τὴν ἑστίαν. Σημαντικαὶ ποσότητες θερμότητος ἀκτινοβολοῦνται ἐκ τῆς ἑστίας.

β) Τὸ πλέον μεγαλοπρεπὲς φαινόμενον σχηματισμοῦ ρευμάτων, ἕνεκα τῆς διαφορᾶς θερμοκρασίας, ἡ ὁποία δημιουργεῖται μεταξὺ δύο περιοχῶν τοῦ ρευστοῦ, ἔχομεν εἰς τὴν Φύσιν. Τὰ θαλάσσια ρεύματα καὶ οἱ ἄνεμοι ὀφείλονται εἰς τὴν διαφορετικὴν θέρμανσιν περιοχῶν τῆς θαλάσσης ἢ τῆς ἀτμοσφαίρας.

137. Διάδοσις τῆς θερμότητος δι᾿ ἀκτινοβολίας. — Κατὰ μίαν ψυχρὰν ἡμέραν τοῦ χειμῶνος ἀντιλαμβανόμεθα ὅτι αἱ ἡλιακαὶ ἀκτῖνες μεταφέρουν εἰς ἡμᾶς ποσότητα θερμότητος, ἐνῶ ὁ πέριξ ἡμῶν ἀὴρ εἶναι ἀρκετὰ ψυχρός. Ἡ κατ᾿ αὐτὸν τὸν τρόπον μεταφερομένη ποσότης θερμότητος διέρχεται διὰ τοῦ κενοῦ καὶ διὰ μέσου τοῦ ἀέρος, χωρὶς ὅμως νὰ θερμαίνῃ αἰσθητῶς τοῦτον. Ἡ τοιαύτη μεταφορὰ ποσοτήτων θερμότητος διὰ τοῦ κενοῦ ἢ καὶ διὰ μέσου τῆς ὕλης καλεῖται διάδοσις τῆς θερμότητος **δι᾿ ἀκτινοβολίας.** Ἡ θερμότης, ἡ ὁποία διαδίδεται δι᾿ ἀκτινοβολίας, εἶναι μία ἄλλη μορφὴ ἐνεργείας, τὴν ὁποίαν καλοῦμεν **ἀκτινοβολουμένην ἐνέργειαν** ἢ ἁπλῶς **ἀκτινοβολίαν.** Ἡ φύσις καὶ οἱ νόμοι τῆς διαδόσεως τῆς ἀκτινοβολίας θὰ ἐξετασθοῦν εἰς ἄλλο κεφάλαιον.

138. Ρεύματα ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας.—Ἐντὸς τοῦ κατωτέρου στρώματος τῆς ἀτμοσφαίρας (τροπόσφαιρα) σχηματίζονται ρεύματα ἀέρος, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **ἄνεμοι.** Αἴτιον τῶν μετακινήσεων τούτων τοῦ ἀέρος εἶναι ἡ διαφορετικὴ θέρμανσις τῶν διαφόρων περιοχῶν τοῦ πλανήτου μας. Εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ἰσημερινοῦ, ἕνεκα τῆς ἐπικρατούσης ὑψηλῆς θερμοκρασίας, σχηματίζεται μόνιμον ἀνοδικὸν ρεῦμα θερμοῦ ἀέρος· οὗτος, ὅταν φθάσῃ εἰς μεγάλο ὕψος, σχηματίζει δύο ρεύματα κατευθυνόμενα πρὸς τοὺς δύο πόλους τῆς Γῆς (ἀνταληγεῖς ἄνεμοι). Οἱ ἀνταληγεῖς ἄνεμοι, καθ᾿ ὅσον προχωροῦν πρὸς τοὺς πόλους, ἐκτρέπονται συνεχῶς ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν διεύθυνσίν των, ἕνεκα τῆς περιστροφῆς τῆς Γῆς (τόμ. Α', § 259) καί, ὅταν φθάσουν εἰς τὸ ὕψος τῶν τροπικῶν, λαμβάνουν διεύθυνσιν ἐκ Δυσμῶν πρὸς Ἀνατολάς. Οὕτω ἄνωθεν τῶν τροπικῶν συγκεντρώνονται μεγάλαι μᾶζαι ἀέρος. Ἓν μέρος τοῦ ἀέρος τούτου σχηματίζει καθοδικὸν ρεῦμα ἀέρος, τὸ ὁποῖον πλησίον τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς κινεῖται πρὸς τὸν ἰσημερινὸν (ἀληγεῖς ἄνεμοι). Τὸ ἄλλο μέρος τοῦ συγκεντρωθέντος ἄνωθεν τῶν τροπικῶν ἀέρος κινεῖται πρὸς τοὺς πόλους, ἐνῶ συγχρόνως κατέρχεται πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς Γῆς. Ὅταν τὸ ρεῦμα τοῦτο φθάσῃ εἰς τὰ μέσα γεωγραφικὰ πλάτη, συναντᾶται πλησίον τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς μὲ τὸν ψυχρὸν ἀέρα, ὁ ὁποῖος κατέρχεται ἀπὸ τοὺς πόλους πρὸς τὸν ἰσημερινόν. Ὁ ἀὴρ οὗτος, ἕνεκα τῆς μεγαλυτέρας πυκνότητός του, κινεῖται πλησίον τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς. Τὰ ὅρια τῆς συναντήσεως τῶν δύο τούτων ρευμάτων ἀέρος ἀποτελοῦν τὸ λεγόμενον **πολικὸν μέτωπον.** Εἰς τὰ κράσπεδα τοῦ πολικοῦ μετώπου σχηματίζονται προεξοχαὶ ψυχροῦ ἀέρος, αἱ ὁποῖαι ἐξαπλώνονται εἰς τὰ μικρότερα γεωγραφικὰ πλάτη. Οὕτω μᾶζαι θερμοῦ ἀέρος, ἐρχομένου ἐκ τοῦ ἰσημερινοῦ, κυκλώνονται ἀπὸ ψυχρὸν ἀέρα. Τότε, ἕνεκα τῶν διαφορῶν θερμοκρασίας, σχηματίζεται εἰς τὴν περιοχὴν αὐτὴν σύστημα ρευμάτων ἀέρος, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **κυκλών.** Εἰς τὸ σχῆμα 110 φαίνεται ἡ διάταξις τῶν ρευμάτων τοῦ ἀέρος εἰς ἕνα κυκλῶνα. Εἰς τὸ μέσον δεικνύεται ὁριζοντία τομὴ τῆς περιοχῆς τοῦ κυκλῶνος καὶ τὰ σχηματιζόμενα ρεύματα τοῦ ἀέρος (Θ θερμοὶ ἄνεμοι, Ψ ψυχροὶ ἄνεμοι). Εἰς τὸ ἄνω μέρος τοῦ σχήματος δεικνύεται κατακόρυφος τομὴ τῆς ἀτμοσφαίρας δι᾽ ἕνα τόπον εὑρισκόμενον ἄνωθεν τῆς γραμμῆς ΕΗ. Εἰς δὲ τὸ κάτω μέρος τοῦ σχήματος δεικνύεται κατακόρυφος τομὴ τῆς ἀτμοσφαίρας δι᾽ ἕνα τόπον εὑρισκόμενον κάτωθεν τῆς γραμμῆς ΕΗ. Ἡ ἔκτασις, τὴν ὁποίαν καλύπτει ὁ κυκλών, ἔχει συνήθως διάμετρον ἄνω τῶν 1 000 km.



Σχ. 110. Σχηματικὴ παράστασις ἑνὸς κυκλῶνος κατὰ τὸν Bjerknes. (Θ θερμὸς ἀήρ. Ψ ψυχρὸς ἀήρ.)

Ἡ διέλευσις τοῦ κυκλῶνος ἀπὸ μίαν περιοχὴν ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα μίαν σειρὰν τυπικῶν μεταβολῶν τοῦ καιροῦ. Ἡ ἑρμηνεία τοῦ σχηματισμοῦ τῶν κυκλώνων διετυπώθη ἀπὸ τὸν Νορβηγὸν φυσικὸν Bjerknes καὶ εἶναι γνωστὴ μὲ τὸ ὄνομα **θεωρία τοῦ πολικοῦ μετώπου.** Αἱ ἀντιλήψεις αὐταὶ περὶ τῶν κυκλώνων ἐπεβεβαιώθησαν ἐκ τῶν διαφόρων παρατηρήσεων καὶ ὁδηγοῦν εἰς τὴν πρόγνωσιν τοῦ καιροῦ. Σύμφωνα μὲ τὴν θεωρίαν τοῦ Bjerknes σχηματίζονται γενικῶς οἰκογένειαι κυκλώνων, δηλαδὴ ἐμφανίζεται μία σειρὰ διαδοχικῶν κυκλώνων. Τὸ σχῆμα 111 δεικνύει μίαν οἰκογένειαν κυκλώνων· εἰς τὸ 1 καὶ 2 ὑπάρχει μόνον μία καμπύλωσις τοῦ πολικοῦ μετώπου· εἰς τὸ 3 ὁ ψυχρὸς πολικὸς ἀὴρ περιέβαλεν ἐν μέρει μίαν μᾶζαν θερμοῦ ἀέρος· εἰς τὸ 4 οἱ δύο ψυχροὶ τομεῖς ἡνώθησαν καὶ οὕτω ἀπεμονώθη τελείως μία περιοχὴ θερμοῦ ἀέρος.

Σχ. 111. Οἰκογένεια κυκλώνων.

ΟΠΤΙΚΗ

ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

ΔΙΑΔΟΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

139. Ὁρισμοί.— Καλοῦμεν **φῶς** τὸ αἴτιον, τὸ ὁποῖον διεγείρει τὸ αἰσθητήριον τῆς ὁράσεως. Ἓν σῶμα εἶναι ὁρατόν, ἐὰν στέλλῃ φῶς εἰς τὸν ὀφθαλμόν μας. Μερικὰ σώματα ἐκπέμπουν ἀφ' ἑαυτῶν φῶς καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζονται *αὐτόφωτα* σώματα ἢ *φωτειναὶ πηγαί* (ὁ Ἥλιος, οἱ ἀπλανεῖς ἀστέρες, αἱ φλόγες κ.ἄ.). Ἓν μὴ αὐτόφωτον σῶμα γίνεται ὁρατόν, ὅταν προσπέσῃ ἐπ' αὐτοῦ τὸ φῶς μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς καὶ μέρος τοῦ φωτὸς τούτου ἐκπεμφθῇ ὑπὸ τοῦ σώματος πρὸς ὅλας τὰς κατευθύνσεις· τὰ σώματα αὐτὰ ὀνομάζονται *ἑτερόφωτα* σώματα (ἡ Σελήνη, οἱ πλανῆται, τὰ περισσότερα ἀπὸ τὰ πέριξ ἡμῶν σώματα). Τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπουν αἱ διάφοροι φωτειναὶ πηγαὶ (φυσικαὶ καὶ τεχνηταί), εἶναι πάντοτε τῆς αὐτῆς *φύσεως* καὶ ἀκολουθεῖ πάντοτε τοὺς *ἰδίους νόμους*.

Μερικὰ σώματα *ἀφήνουν* τὸ φῶς νὰ διέλθῃ διὰ μέσου αὐτῶν καὶ καλοῦνται *διαφανῆ* σώματα (ὕαλος, ἀήρ, ὕδωρ εἰς μικρὸν πάχος). Ἀντιθέτως πολλὰ σώματα *δὲν ἀφήνουν* τὸ φῶς νὰ διέλθῃ διὰ μέσου αὐτῶν καὶ καλοῦνται *ἀδιαφανῆ* σώματα (ξύλον, πλὰξ μετάλλου κ.ἄ.). Τέλος μερικὰ σώματα *ἀφήνουν* τὸ φῶς νὰ διέρχεται, χωρὶς ὅμως νὰ εἶναι δυνατὸν νὰ διακρίνωμεν διὰ μέσου αὐτῶν τὸ σχῆμα τῶν φωτεινῶν ἀντικειμένων· τὰ σώματα αὐτὰ καλοῦνται *ἡμιδιαφανῆ* (γαλακτόχρους ὕαλος). Ἡ ἀνωτέρω διάκρισις τῶν σωμάτων εἰς διαφανῆ, ἀδιαφανῆ καὶ ἡμιδιαφανῆ δὲν εἶναι ἀπόλυτος. Διότι τὸ ὕδωρ, ὅταν σχηματίζῃ στρῶμα μεγάλου πάχους, εἶναι ἀδιαφανές· ἀντιθέτως, πολὺ λεπτὸν φύλλον χρυσοῦ εἶναι ἡμιδιαφανές.

Ὅλαι αἱ συνήθεις φωτειναὶ πηγαὶ ἔχουν *αἰσθητὰς διαστάσεις*. Κατὰ τὴν σπουδὴν τῶν ὀπτικῶν φαινομένων ἀναγκαζόμεθα εἰς πολλὰς περιπτώσεις νὰ ὑποθέσωμεν, χάριν ἁπλότητος, ὅτι ἡ φωτεινὴ πηγὴ *δὲν ἔχει διαστάσεις*· τότε λέγομεν ὅτι ἡ φωτεινὴ πηγὴ εἶναι *φωτεινὸν σημεῖον*. Ἓν φωτεινὸν σημεῖον ἐκπέμπει φῶς πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις.

140. Εὐθύγραμμος διάδοσις τοῦ φωτός.— Διάφορα φαινόμενα τῆς καθημερινῆς ζωῆς (π.χ. ὁ σχηματισμὸς τῆς σκιᾶς ἑνὸς σώματος) μᾶς δίδουν τὴν ἐντύπωσιν ὅτι τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπεται ἀπὸ μίαν φωτεινὴν πηγὴν διαδίδεται κατ' εὐθεῖαν γραμμήν. Ἀπὸ τὴν μελέτην τῶν ὀπτικῶν φαινομένων συνάγεται ὁ ἀκόλουθος **νόμος τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτός:**

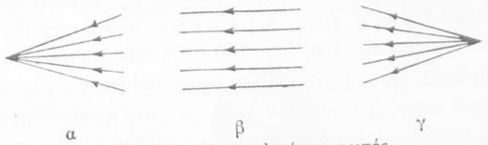
Ἐντὸς ὁμογενοῦς καὶ ἰσοτρόπου μέσου τὸ φῶς διαδίδεται εὐθυγράμμως.

Ἡ εὐθύγραμμος διάδοσις τοῦ φωτὸς ἐπαληθεύεται κατὰ προσέγγισιν μὲ τὸ ἑξῆς ἁπλούστατον πείραμα (σχ. 112). Λαμβάνομεν δύο ἀδιαφανῆ διαφράγματα, ἕκαστον τῶν ὁποίων φέρει μικρὰν κυκλικὴν ὀπήν. Ἓν λευκὸν νῆμα διέρχεται διὰ τῶν δύο ὀπῶν. Ὄπισθεν τοῦ ἑνὸς διαφράγματος τοποθετοῦμεν φωτεινὴν πηγήν, ὄπισθεν δὲ τοῦ ἄλλου διαφράγματος φέρομεν τὸν ὀφθαλμόν μας. Ὅταν ἐπιτύχωμεν νὰ βλέπωμεν τὴν πηγὴν διὰ μέσου τῶν δύο ὀπῶν, τότε τείνομεν τὸ νῆμα.

Σχ. 112. Εὐθύγραμμος διάδοσις τοῦ φωτός.

Παρατηροῦμεν ὅτι αἱ δύο ὀπαὶ καὶ ὁ ὀφθαλμός μας εὑρίσκονται ἐπὶ τῆς αὐτῆς εὐθείας γραμμῆς, ἐπὶ πλέον δὲ παρατηροῦμεν ὅτι τὸ νῆμα φωτίζεται καθ' ὅλον τὸ μῆκος του.

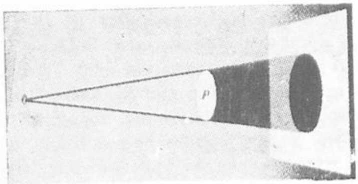
141. Φωτεινὴ ἀκτὶς καὶ φωτειναὶ δέσμαι.—Ἡ εὐθεῖα γραμμή, κατὰ τὴν ὁποίαν διαδίδεται τὸ φῶς, καλεῖται *φωτεινὴ ἀκτίς*. Αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες ἐκπορεύονται ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγὴν ὁμοιομόρφως πρὸς ὅλας τὰς κατευθύνσεις. Πολλαὶ ἀκτῖνες ἀποτελοῦν μίαν *φωτεινὴν δέσμην*. Ἐὰν ὅλαι αἱ ἀκτῖνες μιᾶς φωτεινῆς δέσμης διέρχωνται δι' ἑνὸς σημείου, τότε ἡ μὲν δέσμη καλεῖται *στιγματική*, τὸ δὲ σημεῖον τοῦτο καλεῖται *ἑστία* τῆς δέσμης. Μία φωτεινὴ δέσμη δύναται νὰ εἶναι *συγκλίνουσα*, *ἀποκλίνουσα* ἢ *παράλληλος* (σχ. 113).



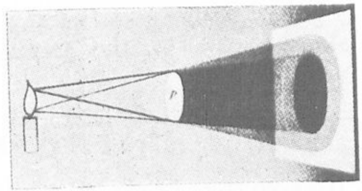
Σχ. 113. Δέσμαι ἀκτίνων φωτός.
(α συγκλίνουσα δέσμη, β παράλληλος δέσμη, γ ἀποκλίνουσα δέσμη.)

142. Γεωμετρικὴ καὶ Φυσικὴ Ὀπτική.— Πολλὰ ὀπτικὰ φαινόμενα εἶναι δυνατὸν νὰ ἐξετασθοῦν, χωρὶς νὰ εἶναι ἀνάγκη νὰ γνωρίζωμεν τὴν φύσιν τοῦ φωτός. Εἰς τὰ φαινόμενα αὐτὰ αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες θεωροῦνται ὡς γεωμετρικαὶ ἀκτῖνες, ἤτοι φαίνεται ἰσχύων ὁ νόμος τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτός. Ἡ τοιαύτη ἔρευνα τῶν ὀπτικῶν φαινομένων ἀποτελεῖ τὴν **Γεωμετρικὴν Ὀπτικήν.** Ὑπάρχουν ὅμως καὶ ὀπτικὰ φαινόμενα, εἰς τὰ ὁποῖα ὁ νόμος τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτὸς δὲν ἰσχύει. Ἡ ἔρευνα τῶν φαινομένων τούτων ἀποτελεῖ τὴν **Φυσικὴν Ὀπτικήν.**

143. Συνέπειαι τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτός.— α) ***Σκιά.*** Ἐὰν εἰς τὴν πορείαν τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων παρεμβληθῇ ἓν ἀδιαφανὲς σῶμα, τότε ὄπισθεν τοῦ σώματος ὑπάρχει χῶρος, ἐντὸς τοῦ ὁποίου δὲν εἰσέρχεται φῶς· ὁ χῶρος οὗτος καλεῖται *σκιά*. Ἐὰν ἡ φωτεινὴ πηγὴ εἶναι ἓν φωτεινὸν *σημεῖον* (σχ. 114), τότε ἡ μετάβασις ἀπὸ τὴν σκιερὰν εἰς τὴν φωτεινὴν περιοχὴν γίνεται ἀποτόμως. Ἐὰν ὅμως ἡ φωτεινὴ πηγὴ ἔχῃ διαστάσεις (σχ. 115), τότε ὄπισθεν τοῦ σώματος σχηματίζεται ἀφ' ἑνὸς μὲν ἡ σκιά, εἰς τὴν ὁποίαν δὲν εἰσέρχεται καμμία φωτεινὴ ἀκτίς, καὶ ἀφ' ἑτέρου ἡ παρασκιά, ἤτοι μία περιοχή, ἐντὸς τῆς ὁποίας εἰσέρχονται φωτειναὶ ἀκτῖνες προερχόμεναι ἀπὸ ὡρισμένα μόνον σημεῖα τῆς φωτεινῆς πηγῆς. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ μετάβασις ἀπὸ τὴν σκιερὰν εἰς τὴν φωτεινὴν περιοχὴν γίνεται βαθμιαίως.

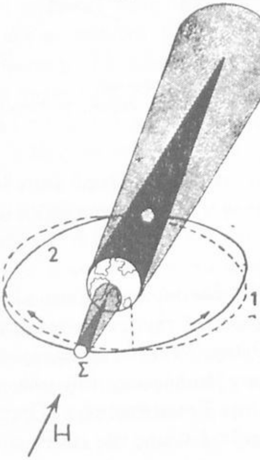


Σχ. 114. Σχηματισμὸς σκιᾶς.

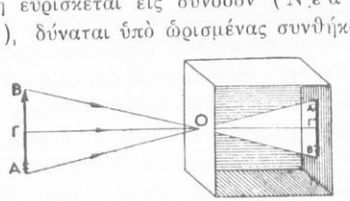


Σχ. 115. Σκιὰ καὶ παρασκιά.

β) ***Ἐκλείψεις τῆς Σελήνης καὶ τοῦ Ἡλίου.***— Αἱ ἐκλείψεις τῆς Σελήνης καὶ τοῦ Ἡλίου εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτός. Αἱ ἐκλείψεις τῆς Σελήνης ὀφείλονται εἰς τὴν σκιάν, ἡ ὁποία σχηματίζεται ὄπισθεν τῆς Γῆς (σχ. 116). Ἡ Σελήνη, ὅταν εὑρίσκεται εἰς ἀντίθεσιν (πανσέληνος), δύναται ὑπὸ ὡρισμένας συνθήκας νὰ εἰσέλθῃ εἰς τὴν σκιὰν τῆς Γῆς, ὁπότε ἡ Σελήνη δὲν φωτίζεται ἀπὸ τὸν Ἥλιον. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ Σελήνη γίνεται ἀόρατος διὰ τοὺς κατοίκους τῆς Γῆς τοὺς εὑρισκομένους εἰς τόπους, οἱ ὁποῖοι εὑρίσκονται ἐντὸς τῆς σκιᾶς τῆς Γῆς. Αἱ δὲ ἐκλείψεις τοῦ Ἡλίου ὀφείλονται εἰς τὴν σκιάν, ἡ ὁποία σχηματίζεται ὄπισθεν τῆς Σελήνης. Ὅταν ἡ Σελήνη εὑρίσκεται εἰς σύνοδον (Νέα Σελήνη), δύναται ὑπὸ ὡρισμένας συνθήκας νὰ παρεμβληθῇ μεταξὺ τοῦ Ἡλίου καὶ τῆς Γῆς, ὁπότε ἡ σκιὰ τῆς Σελήνης πίπτει ἐπὶ ἑνὸς τμήματος τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς. Οἱ τόποι τῆς Γῆς, οἱ εὑρισκόμενοι ἐντὸς τῆς σκιᾶς τῆς Σελήνης, θὰ ἔχουν ὁλικὴν ἔκλειψιν τοῦ Ἡλίου, οἱ δὲ τόποι, οἱ ὁποῖοι θὰ εὑρεθοῦν ἐντὸς τῆς παρασκιᾶς τῆς Σελήνης, θὰ ἔχουν μερικὴν ἔκλειψιν τοῦ Ἡλίου.



Σχ. 116. Αἱ ἐκλείψεις τοῦ Ἡλίου καὶ τῆς Σελήνης.



Σχ. 117. Σκοτεινὸς θάλαμος.

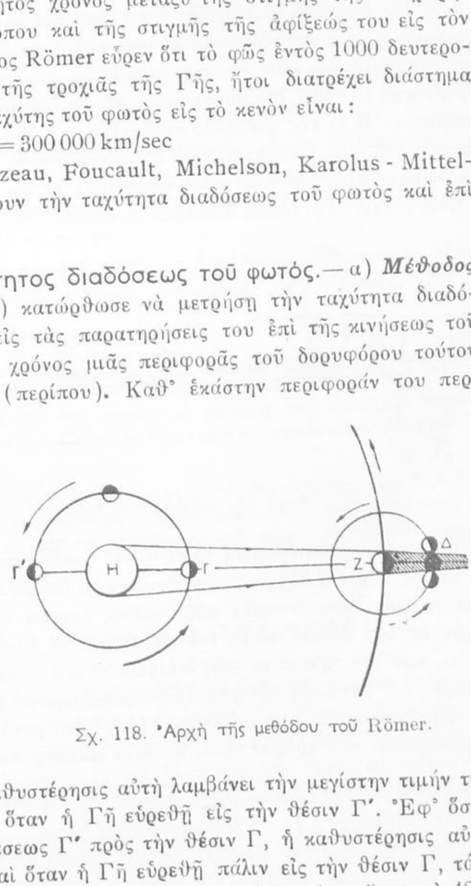
γ) ***Σκοτεινὸς θάλαμος.*** — Ὁ σ κ ο τ ε ι ν ὸ ς θ ά λ α μ ο ς εἶναι κλειστὸν κιβώτιον, φέρον μικρὰν ὀπὴν Ο (σχ. 117). Ἐὰν ἔμπροσθεν τῆς ὀπῆς τοποθετηθῇ φωτεινὸν ἀντικείμενον ΑΒ, τότε ἐπὶ τῆς ἀπέναντι τῆς ὀπῆς ἐπιφανείας σχηματίζεται ἀνεστραμμένον τὸ ε ἴ δ ω λ ο ν Α΄Β΄ τοῦ ἀντικειμένου. Ὁ σχηματισμὸς τοῦ εἰδώλου τούτου εἶναι συνέπεια τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτός. Τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου Α΄Β΄ προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν σχέσιν: $\frac{A'B'}{AB} = \frac{O\Gamma'}{O\Gamma}$

144. Ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτός. — Ὅταν τὸ φῶς μεταδίδεται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς ἀπὸ ἕνα τόπον εἰς ἄλλον, φαίνεται ὅτι μεταδίδεται ἀκαριαίως, διότι δὲν μεσολαβεῖ αἰσθητὸς χρόνος μεταξὺ τῆς στιγμῆς τῆς ἀναχωρήσεως τοῦ φωτὸς ἐκ τοῦ ἑνὸς τόπου καὶ τῆς στιγμῆς τῆς ἀφίξεώς του εἰς τὸν ἄλλον. Πρῶτος ὁ Δανὸς ἀστρονόμος Römer εὗρεν ὅτι τὸ φῶς ἐντὸς 1000 δευτερολέπτων διατρέχει τὴν διάμετρον τῆς τροχιᾶς τῆς Γῆς, ἤτοι διατρέχει διάστημα 300 000 000 km. Ἑπομένως ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενὸν εἶναι:

$$c = 300\,000 \text{ km/sec}$$

Διὰ διαφόρων μεθόδων (Fizeau, Foucault, Michelson, Karolus - Mittelstaedt) κατώρθωσαν νὰ μετρήσουν τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτὸς καὶ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς.

145. Μέτρησις τῆς ταχύτητος διαδόσεως τοῦ φωτός. — α) ***Μέθοδος τοῦ Römer.*** Ὁ Römer (1675) κατώρθωσε νὰ μετρήσῃ τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτὸς στηριζόμενος εἰς τὰς παρατηρήσεις του ἐπὶ τῆς κινήσεως τοῦ πρώτου δορυφόρου τοῦ Διός. Ὁ χρόνος μιᾶς περιφορᾶς τοῦ δορυφόρου τούτου περὶ τὸν Δία εἶναι 42,5 ὧραι (περίπου). Καθ' ἑκάστην περιφοράν του περὶ τὸν Δία ὁ δορυφόρος βυθίζεται ἐντὸς τῆς σκιᾶς τοῦ Διὸς (σχ. 118). Ὅταν ἡ Γῆ εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν Γ τῆς τροχιᾶς της, τότε μεταξὺ δύο διαδοχικῶν ἐκλείψεων τοῦ δορυφόρου Δ μεσολαβεῖ χρόνος ἴσος μὲ 42,5 ὥρας. Ἐφ' ὅσον ὅμως ἡ Γῆ κινεῖται ἐκ τῆς θέσεως Γ πρὸς τὴν ἐκ διαμέτρου ἀντίθετον θέσιν Γ΄, παρατηρεῖται μία διαρκῶς αὐξανομένη καθυστέρησις εἰς τὴν

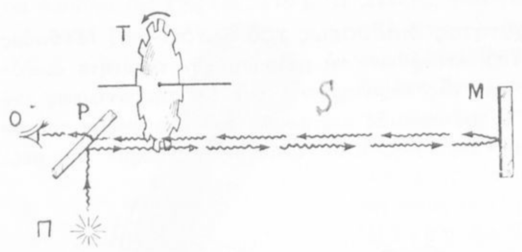


Σχ. 118. Ἀρχὴ τῆς μεθόδου τοῦ Römer.

ἔναρξιν τῆς ἐκλείψεως. Ἡ καθυστέρησις αὐτὴ λαμβάνει τὴν μεγίστην τιμήν της 1000 δευτερόλεπτα (περίπου), ὅταν ἡ Γῆ εὑρεθῇ εἰς τὴν θέσιν Γ΄. Ἐφ' ὅσον ἡ Γῆ κινεῖται τώρα ἐκ τῆς θέσεως Γ΄ πρὸς τὴν θέσιν Γ, ἡ καθυστέρησις αὐτὴ βαίνει συνεχῶς ἐλαττουμένη, καὶ ὅταν ἡ Γῆ εὑρεθῇ πάλιν εἰς τὴν θέσιν Γ, τότε μεταξὺ δύο διαδοχικῶν ἐκλείψεων τοῦ δορυφόρου μεσολαβεῖ χρόνος ἴσος μὲ 42,5 ὥρας. Ἡ μεγίστη καθυστέρησις τῶν 1000 δευτερολέπτων ὀφείλεται εἰς τὴν ἑξῆς αἰτίαν. Ὅταν ἡ Γῆ εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν Γ', τὸ φῶς, τὸ ἐκπεμπόμενον ἀπὸ τὸν δορυφόρον Δ, διατρέχει δρόμον κατὰ μίαν διάμετρον (ΓΓ') τῆς τροχιᾶς τῆς Γῆς μεγαλύτερον ἀπὸ τὸν δρόμον, τὸν ὁποῖον διατρέχει, ὅταν ἡ Γῆ εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν Γ. Ἐπειδὴ ἡ διάμετρος τῆς τροχιᾶς τῆς Γῆς εἶναι 300 000 000 km, ἕπεται ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενὸν εἶναι:

$$c = \frac{s}{t} = \frac{300\,000\,000\ \text{km}}{1000\ \text{sec}} = 300\,000\ \text{km/sec}$$

β) ***Μέθοδος τοῦ* Fizeau.**—Ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἶναι τόσον μεγάλη, ὥστε ἐντὸς ἐλαχίστου χρόνου τὸ φῶς διατρέχει πολὺ μεγάλας ἀποστάσεις. Ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς εἶναι δυνατὸν νὰ μετρηθῇ ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτός, ἂν κατασταθῇ δυνατὸν νὰ μετρηθῇ ὁ πολὺ μικρὸς χρόνος, ἐντὸς τοῦ ὁποίου τὸ φῶς διατρέχει μίαν γνωστὴν μικρὰν ἀπόστασιν. Ἐπὶ τῆς ἀρχῆς αὐτῆς ἐστηρίχθη ὁ Fizeau (1849), διὰ νὰ μετρήσῃ τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτὸς μὲ γήινον πείραμα. Ἡ ἐκ τῆς φωτεινῆς πηγῆς Π (σχ. 119) προερχομένη φωτεινὴ ἀκτὶς προσπίπτει ἐπὶ μιᾶς ὑαλίνης πλακὸς Ρ, ἀνακλᾶται ἐν μέρει ἐπ' αὐτῆς καὶ κατευθύνεται πρὸς τὸ κατακόρυφον ἐπίπεδον κάτοπτρον Μ, ἐπὶ τοῦ ὁποίου προσπίπτει καθέτως. Ἐκεῖ ἡ ἀκτὶς ὑφίσταται δευτέραν ἀνάκλασιν, ἐπιστρέφει ἐκ τοῦ κατόπτρου Μ πρὸς τὴν πλάκα Ρ καὶ διερχομένη διὰ τῆς πλακὸς φθάνει εἰς τὸν ὀφθαλμὸν τοῦ παρατηρητοῦ. Ἡ ἀπόστασις (s) τῆς πλακὸς Ρ ἀπὸ τὸ κάτοπτρον Μ εἶναι ὀλίγα μόνον χιλιόμετρα. Ἔμπροσθεν τῆς πλακὸς ὑπάρχει ὀδοντωτὸς τροχὸς Τ, ὁ ὁποῖος φέρει ἴσον ἀριθμὸν ὀδόντων καὶ διακένων τοῦ αὐτοῦ πλάτους καὶ δύναται νὰ τεθῇ εἰς ὁμαλὴν περιστροφικὴν κίνησιν. Ἔστω ὅτι ὁ τροχὸς φέρει μ ὀδόντας· ἄρα ἔχει καὶ μ διάκενα. Ἐὰν ἡ συχνότης περιστροφῆς τοῦ τροχοῦ βαίνῃ συνεχῶς αὐξανομένη, ἔρχεται στιγμὴ κατὰ τὴν ὁποίαν ὁ παρατηρητὴς δὲν βλέπει τὸ ἐκ τοῦ κατόπτρου Μ ἐπιστρέφον φῶς. Τοῦτο συμβαίνει, διότι, καθ' ὃν χρόνον τὸ φῶς διέτρεξε τὸ διάστημα 2s, εἷς ὀδοὺς τοῦ τροχοῦ μετεκινήθη καὶ κατέλαβε τὴν θέσιν τοῦ προηγουμένου διακένου (διὰ τοῦ ὁποίου διῆλθε τὸ φῶς βαῖνον πρὸς τὸ κάτοπτρον Μ). Ἐὰν κατὰ τὴν στιγμὴν ἐκείνην ἡ συχνότης περιστροφῆς τοῦ τροχοῦ εἶναι ν, τότε τὸ φῶς, διὰ νὰ διατρέξῃ τὸ διάστημα 2s, χρειάζεται χρόνον: $t = \frac{1}{2\nu \cdot \mu}$. Ἑπομένως ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι:



Σχ. 119. Ἀρχὴ τῆς μεθόδου τοῦ Fizeau.

$$c = \frac{2 \cdot s}{t} = \frac{2 \cdot s}{\dfrac{1}{2\nu \cdot \mu}} = 4\nu \cdot \mu \cdot s$$

Μὲ τὴν ἀνωτέρω μέθοδον ὁ Fizeau εὗρεν ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὸν ἀέρα εἶναι 300 000 km/sec.

γ) ***Συμπεράσματα διὰ τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτός.***— Ὁ Foucault (1854) τελειοποιήσας τὴν μέθοδον τοῦ Fizeau κατώρθωσε νὰ μετρήσῃ ἐντὸς τοῦ ἐργαστηρίου τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτὸς διὰ μέσου διαφόρων διαφανῶν σωμάτων (ἀέρος, ὕδατος, ὑάλου κ.ἄ.). Οὕτω εὗρεν ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὸ ὕδωρ εἶναι ἴση μὲ τὰ 3/4 τῆς ταχύτητος διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὸν ἀέρα. Αἱ νεώτεραι μετρήσεις ἀπέδειξαν ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν ἔντασιν τῆς φωτεινῆς πηγῆς καὶ ὅτι εἰς τὰ διάφορα διαφανῆ ὑλικὰ μέσα ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν. Ἀπὸ τὰς διαφόρους μετρήσεις συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα διὰ τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτός:

I. Εἰς τὸ κενὸν ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἶναι 300 000 km/sec ***ἢ ἀκριβέστερον εἶναι:*** $c_0 = 299\,793$ km/sec.

II. Εἰς τὸν ἀέρα ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς ἐλάχιστα διαφέρει ἀπὸ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν.

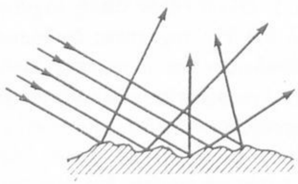
III. Εἰς τὰ ὑλικὰ διαφανῆ μέσα ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν.

Τὸ φῶς, διὰ νὰ φθάσῃ ἀπὸ τὸν Ἥλιον εἰς τὴν Γῆν, χρειάζεται 8,5 min. Ὁ πλησιέστερος πρὸς τὴν Γῆν ἀπλανὴς εἶναι ὁ α τοῦ Κενταύρου, καὶ ἀπέχει ἀπὸ τὴν Γῆν 4,3 ἔτη φωτός· ὁ Σείριος ἀπέχει 8,6 ἔτη φωτός, οἱ ἀστέρες τοῦ Γαλαξίου ἀπέχουν 3 000 — 10 000 ἔτη φωτός, οἱ δὲ ἔξω τοῦ Γαλαξίου εὑρισκόμενοι νεφελοειδεῖς ἀπέχουν ἀπὸ ἡμᾶς ἑκατομμύρια ἐτῶν φωτός.

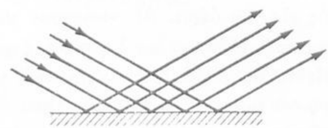
Σημείωσις.— Αἱ ἀνωτέρω δοθεῖσαι τιμαὶ 1 000 δευτερόλεπτα καὶ 42,5 ὧραι (ἀκριβὴς τιμὴ 42 h 8 min 32 sec) εἶναι τιμαὶ κατὰ προσέγγισιν, χάριν ἁπλότητος κατὰ τὸν ὑπολογισμόν. Οὕτω καὶ ἡ εὑρεθεῖσα τιμὴ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς $c = 300\,000$ km/sec εἶναι κατὰ προσέγγισιν.

ΑΝΑΚΛΑΣΙΣ ΚΑΙ ΔΙΑΘΛΑΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

146. Διάχυσις καὶ ἀνάκλασις τοῦ φωτός.— Διὰ μιᾶς μικρᾶς ὀπῆς ἀφή[νομεν] νομεν νὰ εἰσέλθῃ ἐντὸς σκοτεινοῦ δωματίου μία λεπτὴ δέσμη ἡλιακοῦ φωτός. Εἰ[ς] τὴν πορείαν τῆς δέσμης παρεμβάλλομεν τεμάχιον λευκοῦ χάρτου. Παρατηροῦμε[ν] ὅτι εἰς οἱονδήποτε σημεῖον τοῦ δωματίου καὶ ἂν σταθῶμεν, διακρίνομεν τὸν λευ[κὸν] χάρτην. Τοῦτο συμβαίνει, διότι ὁ χάρτης διασκορπίζει πρὸς ὅλας τὰ[ς] διευθύνσεις τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον προσπίπτει ἐπ᾿ αὐτοῦ (σχ. 120). Τὸ φαι[νό]μενον τοῦτο καλεῖται **διάχυσις** τοῦ φωτός. Ἕνεκα τῆς διαχύσεως γίνοντ[αι] ὁρατὰ ὅλα τὰ πέριξ ἡμῶν μὴ αὐτόφωτα σώματα. Ἡ διάχυσις τοῦ ἡλιακοῦ φωτὸ[ς] ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς καὶ ἐπὶ τῶν διαφόρων συστατικῶν τῆς ἀτμοσφαίρας προκαλεῖ τὸ διάχυτον φῶς τῆς ἡμέρας. Ἐὰν εἰς τὴν πορείαν τῆς ἀνωτέρω δέσμης τοῦ ἡλιακοῦ φωτὸς παρεμβάλωμεν μίαν λείαν καὶ στιλπνὴν μεταλλικὴν πλάκα, τότε ἡ προσπίπτουσα φωτεινὴ δέσμη ἀλλάσσει πορείαν καὶ κατευθύνεται πρὸς ὡρισμένην διεύθυνσιν (σχ. 121). Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **ἀνάκλασις** τοῦ φωτός. Ὥστε ἡ διάχυσις συμβαίνει, ὅταν τὸ φῶς προσπίπτῃ ἐπὶ τραχείας



Σχ. 120. Διάχυσις τοῦ φωτός.



Σχ. 121. Ἀνάκλασις τοῦ φωτός.

καὶ ἀνωμάλου ἐπιφανείας, ἐνῶ ἡ ἀνάκλασις συμβαίνει, ὅταν τὸ φῶς προσπίπτῃ ἐπὶ λείας καὶ στιλπνῆς ἐπιφανείας. Ἀλλὰ καὶ μία λεία καὶ στιλπνὴ ἐπιφάνεια ἔχει πάντοτε μικρὰς ἀνωμαλίας, αἱ ὁποῖαι προκαλοῦν μικρὰν διάχυσιν. Τοῦτο καταφαίνεται ἐκ τοῦ ὅτι ἡ φωτεινὴ κηλίς, ἡ ὁποία σχηματίζεται ἐπὶ τῆς μεταλλικῆς πλακός, εἶναι ὁρατὴ ἀπὸ οἱονδήποτε σημεῖον τοῦ δωματίου παρατηροῦμεν τὴν πλάκα.

147. Ἀνάκλασις τοῦ φωτός.— α) ***Ὁρισμοί.***— Αἱ λεῖαι καὶ στιλπναὶ ἐπιφάνειαι, αἱ ὁποῖαι προκαλοῦν ἀνάκλασιν τοῦ φωτός, καλοῦνται **κάτοπτρα.** Ἀναλόγως τῆς μορφῆς, τὴν ὁποίαν ἔχει ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια, διακρίνομεν διάφορα εἴδη κατόπτρων: ἐπίπεδα, σφαιρικά, κυλινδρικά, παραβολικὰ κάτοπτρα. Ἡ ἀκτὶς ΑΟ καλεῖται προσπίπτουσα ἀκτίς, ἡ δὲ ἀκτὶς ΟΒ καλεῖται ἀνακλωμένη ἀκτὶς (σχ. 122). Ἐὰν εἰς τὸ σημεῖον προσπτώσεως Ο φέρωμεν τὴν ΚΟ, κάθετον πρὸς τὴν ἀνακλῶσαν ἐπιφάνειαν, τότε σχηματίζονται ἡ γωνία προσπτώσεως ΑΟΚ $=\pi$ καὶ ἡ γωνία ἀνακλάσεως ΒΟΚ $=\alpha$. Τὸ ἐπίπεδον, τὸ ὁποῖον ὁρίζουν ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς ΑΟ καὶ ἡ κάθετος ΚΟ, καλεῖται ἐπίπεδον προσπτώσεως.

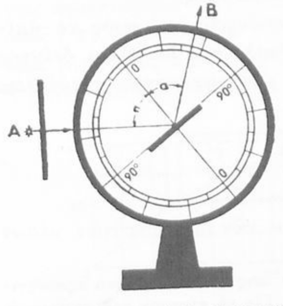
Σχ. 122. Νόμοι τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτός.

β) ***Νόμοι τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτός.***—Ἀπὸ τὴν θεωρητικὴν καὶ πειραματικὴν μελέτην τοῦ φαινομένου τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτὸς εὑρέθησαν οἱ ἀκόλουθοι **νόμοι τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτός:**

I. Ἡ προσπίπτουσα καὶ ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς εὑρίσκονται εἰς τὸ αὐτὸ ἐπίπεδον μὲ τὴν κάθετον εἰς τὸ σημεῖον προσπτώσεως.

II. Ἡ γωνία ἀνακλάσεως εἶναι ἴση πρὸς τὴν γωνίαν προσπτώσεως.

Παρατηροῦμεν ὅτι οἱ ἀνωτέρω νόμοι τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτὸς εἶναι οἱ γνωστοὶ νόμοι τῆς ἀνακλάσεως τῶν κυμάνσεων (τόμ. Α', § 389).



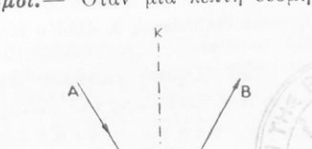
Σχ. 123. Πειραματικὴ ἀπόδειξις τῶν νόμων τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτός.

Οἱ ἀνωτέρω νόμοι τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτὸς ἐπαληθεύονται πειραματικῶς (κατὰ προσέγγισιν) μὲ τὴν συσκευὴν τοῦ σχήματος 123. Αὕτη ἀποτελεῖται ἀπὸ κατακόρυφον γωνιομετρικὸν κύκλον, εἰς τὸ κέντρον τοῦ ὁποίου εἶναι στερεωμένον μικρὸν ἐπίπεδον κάτοπτρον. Διὰ μιᾶς μικρᾶς ὀπῆς διαβιβάζεται ἐπὶ τοῦ κατόπτρου λεπτὴ φωτεινὴ δέσμη. Ἡ ἀνακλωμένη λεπτὴ δέσμη εἰσέρχεται εἰς τὸν ὀφθαλμόν μας, μόνον ὅταν ὁ ὀφθαλμός μας εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κατακορύφου ἐπιπέδου, ἐπὶ τοῦ ὁποίου εὑρίσκεται καὶ ἡ προσπίπτουσα δέσμη. Ὥστε ἡ προσπίπτουσα καὶ ἡ ἀνακλωμένη δέσμη εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ κατακορύφου ἐπιπέδου. Ἐὰν μεταβάλωμεν τὴν γωνίαν προσπτώσεως π, εὑρίσκομεν ὅτι ἡ γωνία ἀνακλάσεως (α) εἶναι πάντοτε ἴση πρὸς τὴν γωνίαν προσπτώσεως (π).

148. Ἀρχὴ τῆς ἀντιστρόφου πορείας τοῦ φωτός.—Ἐὰν προσπίπτουσα ἀκτὶς εἶναι ἡ ἀκτὶς ΒΟ (σχ. 122), τότε, σύμφωνα μὲ τὸν ἀνωτέρω νόμον τῆς ἀνακλάσεως, πρέπει ἡ ἀκτὶς ΟΑ νὰ εἶναι ἀνακλωμένη ἀκτίς. Τοῦτο ἐπαληθεύεται καὶ πειραματικῶς. Εἰς τὴν Γεωμετρικὴν Ὀπτικὴν ἰσχύει γενικῶς ἡ ἀκόλουθος **ἀρχὴ τῆς ἀντιστρόφου πορείας τοῦ φωτός:**

> ***Ὅταν τὸ φῶς ἀκολουθῇ ὡρισμένον δρόμον, πάντοτε δύναται νὰ διατρέξῃ τὸν αὐτὸν ἀκριβῶς δρόμον, ἐὰν διαδοθῇ κατ' ἀντίθετον φοράν.***

149. Διάθλασις τοῦ φωτός.—α) ***Ὁρισμοί.***—Ὅταν μία λεπτὴ δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων (μονοχρόου φωτός), προσπίπτῃ πλαγίως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας διαχωρισμοῦ δύο διαφορετικῶν διαφανῶν μέσων, τότε μέρος μὲν τοῦ φωτὸς ἀνακλᾶται, ἄλλο δὲ μέρος τοῦ φωτὸς εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ δευτέρου διαφανοῦς μέσου. Ἡ ἐντὸς τοῦ δευτέρου μέσου εἰσερχομένη ἀκτὶς ἀκολουθεῖ ὡρισμένην διεύθυνσιν, ἡ ὁποία δὲν συμπίπτει μὲ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης ἀκτῖνος (σχ. 124). Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **διάθλασις** τοῦ φωτός. Ἡ γωνία ΓΟΚ' = δ καλεῖται γωνία διαθλάσεως.



Σχ. 124. Νόμοι τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτός.

β) ***Νόμοι τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτός.***—Ἀπὸ τὴν θεωρητικὴν καὶ πειραματικὴν μελέτην τοῦ φαινομένου τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτὸς εὑρέθησαν οἱ ἀκόλουθοι **νόμοι τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτός:**

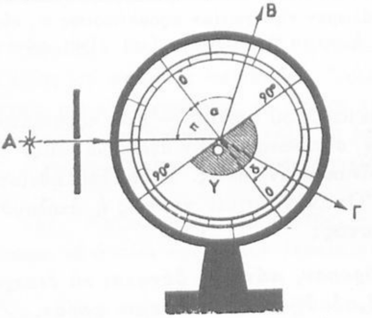
I. Ἡ προσπίπτουσα καὶ ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς εὑρίσκονται εἰς τὸ αὐτὸ ἐπίπεδον μὲ τὴν κάθετον εἰς τὸ σημεῖον προσπτώσεως.

II. Ὁ λόγος τοῦ ἡμιτόνου τῆς γωνίας προσπτώσεως (π) πρὸς τὸ ἡμίτονον τῆς γωνίας διαθλάσεως (δ) εἶναι σταθερὸς καὶ καλεῖται δείκτης διαθλάσεως (ν)· οὗτος ἰσοῦται μὲ τὸν λόγον τῶν ταχυτήτων διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὰ δύο διαφανῆ μέσα.

$$\boxed{\text{δείκτης διαθλάσεως } \nu_{1,2} = \frac{\eta\mu\,\pi}{\eta\mu\,\delta} = \frac{c_1}{c_2}}$$

Ὁ δείκτης διαθλάσεως ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς φύσεως τῶν δύο διαφανῶν μέσων καὶ εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως.

Οἱ νόμοι τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτὸς ἀποδεικνύονται πειραματικῶς (κατὰ προσέγγισιν) μὲ τὴν συσκευήν, τὴν ὁποίαν δεικνύει τὸ σχῆμα 125. Εἰς τὸ κέντρον τοῦ κατακορύφου δίσκου τοποθετεῖται ὑάλινος ἡμικύλινδρος (Υ). Ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς προσπίπτει εἰς τὸν ἄξονα τοῦ κυλίνδρου κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος τοῦ κατακορύφου δίσκου. Τὸ φῶς, εἰσερχόμενον ἀπὸ τὸν ἀέρα, εἰς τὴν ὕαλον, ὑ φ ί σ τ α τ α ι δ ι ά θ λ α σ ι ν. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ γωνία διαθλάσεως δ εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως π (ἤτοι ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς πλησιάζει πρὸς τὴν κάθετον). Τὸ φῶς, ἐξερχόμενον ἔπειτα ἀπὸ τὴν ὕαλον εἰς τὸν ἀέρα δ ὲ ν ὑ φ ί σ τ α τ α ι δ ι ά θ λ α σ ι ν, διότι προσπίπτει καθέτως ἐπὶ τῆς κυλινδρικῆς ἐπιφανείας διαχωρισμοῦ τῶν δύο μέσων (εἶναι $\pi = 0$, ἄρα καὶ $\delta = 0$). Ἐὰν μεταβάλωμεν τὴν γωνίαν προσπτώσεως π, τότε μεταβάλλεται καὶ ἡ γωνία διαθλάσεως δ, ἀλλὰ ὁ λόγος ημ π/ημ δ μένει πάντοτε σταθερός.

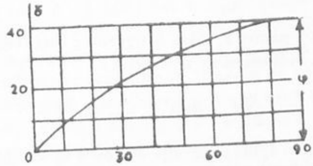


Σχ. 125. Πειραματικὴ ἀπόδειξις τῶν νόμων τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτός.

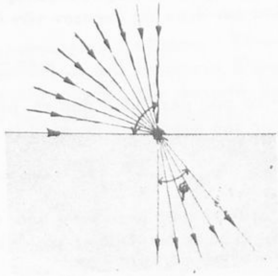
150. Ὁρικὴ γωνία.—Ἐκ τῶν δύο διαφανῶν μέσων ἐκεῖνο, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς ἔχει τὴν μικροτέραν τιμήν, καλεῖται ὀ π τ ι κ ῶ ς π υ κ ν ό τ ε ρ ο ν ἢ δ ι α θ λ α σ τ ι κ ώ τ ε ρ ο ν. Οὕτω τὸ ὕδωρ, ἡ ὕαλος κ.ἄ. εἶναι ὀπτικῶς πυκνότερα μέσα ἀπὸ τὸν ἀέρα. Τὸ ὀπτικῶς πυκνότερον μέσον δὲν εἶναι πάντοτε καὶ φυσικῶς πυκνότερον ἀπὸ τὸ ἄλλο μέσον· οὕτω τὸ οἰνόπνευμα εἶναι ὀπτικῶς πυκνότερον ἀπὸ τὸ ὕδωρ. Τὸ ὀπτικῶς πυκνότερον μέσον ἀναγνωρίζεται ἐκ τοῦ γεγονότος ὅτι, ὅταν τὸ φῶς εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ μέσου τούτου, ἡ σχηματιζομένη γωνία διαθλάσεως εἶναι πάντοτε μ ι κ ρ ο τ έ ρ α ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως (σχ. 124). Ἄρα:

Ὅταν τὸ φῶς εἰσέρχεται εἰς ὀπτικῶς πυκνότερον μέσον, ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς πλησιάζει πρὸς τὴν κάθετον.

Ἐὰν τὸ φῶς προσπίπτῃ καθέτως ($\pi = 0^\circ$) ἐπὶ τῆς διαχωριστικῆς ἐπιφανείας τῶν δύο μέσων (δ ι α θ λ ῶ σ α ἐ π ι φ ά ν ε ι α), τότε τὸ φῶς δὲν ὑφίσταται διάθλασιν κατὰ τὴν εἴσοδόν του εἰς τὸ δεύτερον μέσον ($\delta = 0^\circ$). Εἰς τὸ σχῆμα 126 δεικνύεται ἡ μεταβολὴ τῆς γωνίας διαθλάσεως (δ) συναρτήσει τῆς γωνίας προσπτώσεως (π). Παρατηροῦμεν ὅτι, αὐξανομένης τῆς γωνίας προσπτώσεως (π), αὐξάνεται καὶ ἡ γωνία διαθλάσεως (δ), ἀλλὰ παραμένει πάντοτε μικροτέρα τῆς γωνίας προσπτώσεως. Ὅταν λοιπὸν ἡ γωνία προσπτώσεως (π) τείνει πρὸς τὴν



Σχ. 126. Μεταβολὴ τῆς γωνίας διαθλάσεως (δ) μετὰ τῆς γωνίας προσπτώσεως.



Σχ. 127. Ὁρικὴ γωνία.

ὁρικὴν τιμὴν 90°, ἡ γωνία διαθλάσεως τείνει πρὸς μίαν ὁρικὴν τιμὴν φ, ἡ ὁποία καλεῖται **ὁρικὴ γωνία** (σχ. 127). Ἡ τιμὴ τῆς ὁρικῆς γωνίας εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν σχέσιν: $\nu = \dfrac{\eta\mu\, 90^\circ}{\eta\mu\, \varphi}$. Οὕτω εὑρίσκομεν ὅτι :

Τὸ ἡμίτονον τῆς ὁρικῆς γωνίας (φ) ἰσοῦται μὲ τὸ ἀντίστροφον τοῦ δείκτου διαθλάσεως (ν).

$$\boxed{\text{ὁρικὴ γωνία: } \quad \eta\mu\, \varphi = \frac{1}{\nu}}$$

Ἡ ὁρικὴ γωνία διὰ τὸ σύστημα ὕδωρ - ἀὴρ εἶναι : $\varphi = 48{,}5^\circ$ καὶ διὰ τὸ σύστημα ὕαλος - ἀὴρ εἶναι : $\varphi = 25^\circ - 42^\circ$ (ἀναλόγως τοῦ εἴδους τῆς ὑάλου).

151. Ἀπόλυτος καὶ σχετικὸς δείκτης διαθλάσεως.

—Ὁ δείκτης διαθλάσεως, ὁ ὁποῖος ἀντιστοιχεῖ εἰς μετάβασιν τοῦ φωτὸς ἀπὸ τὸ κενὸν εἰς ἓν διαφανὲς σῶμα, καλεῖται ἀ π ό λ υ τ ο ς δ ε ί κ τ η ς δ ι α θ λ ά σ ε ω ς τοῦ σώματος. Διὰ τὸν ἀέρα ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως εἶναι 1,000 293. Εἰς τὴν πρᾶξιν λαμβάνεται ὁ σ χ ε τ ι κ ὸ ς δ ε ί κ τ η ς δ ι α θ λ ά σ ε ω ς τοῦ σώματος ὡς πρὸς τὸν ἀέρα καὶ ἀντιστοιχεῖ εἰς μετάβασιν τοῦ φωτὸς ἀπὸ τὸν ἀέρα εἰς τὸ θεωρούμενον διαφανὲς σῶμα. Γενικῶς εὑρέθη ὅτι :

Δεῖκται διαθλάσεως ὡς πρὸς τὸν ἀέρα διὰ τὸ κίτρινον φῶς	
Ἀδάμας	2,470
Διθειοῦχος ἄνθραξ	1,629
Χλωριοῦχον νάτριον	1,544
Καναδικὸν βάλσαμον	1,540
Βενζόλιον	1,501
Οἰνόπνευμα	1,361
Ὕδωρ	1,333
Ὕαλος κοινὴ	1,540
Πυριτύαλος βαρεῖα	1,963
Ἀὴρ	1,000 293

Ὁ σχετικὸς δείκτης διαθλάσεως ἑνὸς διαφανοῦς σώματος ὡς πρὸς τὸν ἀέρα ἰσοῦται κατὰ μεγάλην προσέγγισιν μὲ τὸν ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως τοῦ σώματος.

151 α. Ὑπολογισμὸς τοῦ σχετικοῦ δείκτου διαθλάσεως.—Ἂς θεωρήσωμεν δύο διαφανῆ μέσα 1 καὶ 2, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀντιστοίχως σχετικοὺς δείκτας διαθλάσεως ν_1 καὶ ν_2. Ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὰ δύο αὐτὰ μέσα εἶναι ἀντιστοίχως υ_1 καὶ υ_2, ἡ δὲ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὸν ἀέρα εἶναι c_0. Διὰ τὴν μετάβασιν τοῦ φωτὸς ἀπὸ τὸν ἀέρα εἰς ἕκαστον τῶν δύο τούτων μέσων ἰσχύουν αἱ σχέσεις :

$$\nu_1 = \frac{c_0}{\upsilon_1} \qquad \text{καὶ} \qquad \nu_2 = \frac{c_0}{\upsilon_2}$$

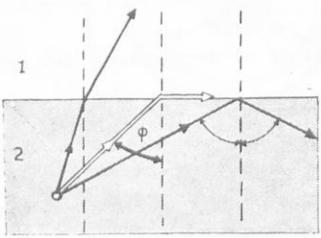
Ὅταν τὸ φῶς μεταβαίνῃ ἀπὸ τὸ μέσον 1 εἰς τὸ μέσον 2, τότε ὁ σχετικὸς δείκτης διαθλάσεως τοῦ σώματος 2 ὡς πρὸς τὸ σῶμα 1 θὰ δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$\nu_{1,2} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} \qquad \text{ἢ} \qquad \nu_{1,2} = \frac{c_0}{\nu_1} : \frac{c_0}{\nu_2} = \frac{c_0}{\nu_1} \cdot \frac{\nu_2}{c_0} \qquad \text{ἄρα} \qquad \nu_{1,2} = \frac{\nu_2}{\nu_1}$$

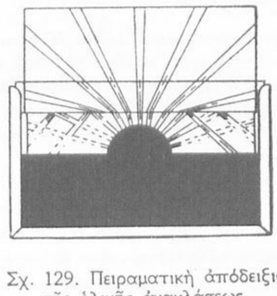
Οὕτω, ὅταν τὸ φῶς μεταβαίνῃ ἀπὸ τὸ ὕδωρ ($\nu_1 = 1{,}333$) εἰς τὴν ὕαλον ($\nu_2 = 1{,}540$), ὁ σχετικὸς δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου ὡς πρὸς τὸ ὕδωρ εἶναι :

$$\nu_{1,2} = \nu_2 : \nu_1 = 1{,}540 : 1{,}333 = 1{,}150$$

152. Ὁλικὴ ἀνάκλασις.— Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἀντιστρόφου πορείας τοῦ φωτὸς (§ 148), ὅταν τὸ φῶς εἰσέρχεται ἀπὸ ὀπτικῶς πυκνότερον μέσον εἰς ὀπτικῶς ἀραιότερον μέσον, τότε ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς ἀ π ο μ α κ ρ ύ ν ε τ α ι ἀπὸ τὴν κάθετον, ἤτοι ἡ γωνία διαθλάσεως εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως. Ἐὰν λοιπὸν εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ γωνία προσπτώσεως γίνῃ μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν ὁρικὴν γωνίαν φ, τότε δὲν εἶναι πλέον δυνατὸν νὰ συμβῇ διάθλασις. Τὸ φῶς, ὅταν φθάσῃ εἰς τὴν διαχωριστικὴν ἐπιφάνειαν τῶν δύο μέσων, δὲν διαθλᾶται, ἀλλ' ἀ ν α κ λ ᾶ τ α ι ἐξ ὁλοκλήρου, σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τῆς ἀνακλάσεως, καὶ ἐξακολουθεῖ νὰ διαδίδεται ἐντὸς τοῦ ὀπτικῶς πυκνοτέρου μέσου (σχ. 128). Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **ὁλικὴ ἀνάκλασις.** Ὥστε :



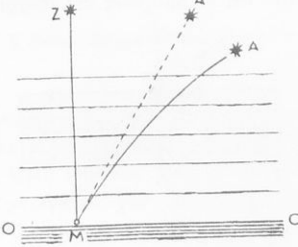
Σχ. 128. Ὁλικὴ ἀνάκλασις.


Σχ. 129. Πειραματικὴ ἀπόδειξις τῆς ὁλικῆς ἀνακλάσεως.

Ὁλικὴ ἀνάκλασις συμβαίνει ἐπὶ τῆς διαχωριστικῆς ἐπιφανείας δύο διαφανῶν μέσων, ὅταν τὸ φῶς μεταβαίνῃ ἀπὸ τὸ ὀπτικῶς πυκνότερον εἰς τὸ ὀπτικῶς ἀραιότερον μέσον καὶ ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν ὁρικὴν γωνίαν.

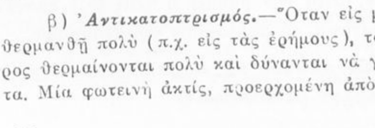
Τὸ φαινόμενον τῆς ὁλικῆς ἀνακλάσεως δεικνύεται πειραματικῶς μὲ τὴν διάταξιν, ἡ ὁποία σχηματικῶς δεικνύεται εἰς τὸ σχῆμα 129. Ἐντὸς ὑαλίνου δοχείου περιέχεται ὕδωρ καὶ ἐντὸς τοῦ ὕδατος εὑρίσκεται μεταλλικὴ σφαῖρα, φέρουσα συμμετρικὰς ὀπὰς κατὰ μῆκος ἑνὸς κατακορύφου μεγίστου κύκλου αὐτῆς. Ἐντὸς τῆς σφαίρας ὑπάρχει φωτεινὴ πηγή. Παρατηροῦμεν ὅτι μερικαὶ ἀπὸ τὰς φωτεινὰς δέσμας ἐξέρχονται εἰς τὸν ἀέρα, ἐνῶ ἄλλαι ὑφίστανται ὁλικὴν ἀνάκλασιν ἐπὶ τῆς ἐλευθέρας ἐπιφανείας τοῦ ὕδατος, ἡ ὁποία ἀποτελεῖ τὴν διαχωριστικὴν ἐπιφάνειαν μεταξὺ τῶν δύο διαφανῶν ὀπτικῶν μέσων (ὕδωρ - ἀήρ).

153. 'Αποτελέσματα τῆς διαθλάσεως.— α) ***'Ατμοσφαιρικὴ διάθλασις.***— Εἶναι γνωστὸν (τόμ. Α', § 140) ὅτι ἡ ἀτμόσφαιρα τῆς Γῆς ἀποτελεῖται ἀπὸ στρώματα ἀέρος, τῶν ὁποίων ἡ πυκνότης ἐλαττώνεται, ὅσον ἀνερχόμεθα ἐντὸς αὐτῆς. Μία φωτεινὴ ἀκτίς, ἡ ὁποία προέρχεται ἀπὸ ἕνα ἀστέρα, κατὰ τὴν πορείαν της ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας ὑφίσταται διαδοχικὰς διαθλάσεις. 'Επειδὴ δὲ τὸ φῶς συνεχῶς εἰσέρχεται ἀπὸ ὀπτικῶς ἀραιότερον εἰς ὀπτικῶς πυκνότερον στρῶμα, ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς διαθλᾶται πλησιάζουσα πρὸς τὴν κάθετον (σχ. 130). Οὕτω ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς λαμβάνει μορφὴν καμπύλης, ὁ δὲ ὀφθαλμὸς νομίζει ὅτι ὁ ἀστὴρ εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν Α', ἤτοι βλέπει τὸν ἀστέρα κατὰ τὴν ἐφαπτομένην τῆς καμπύλης ΑΜ εἰς τὸ σημεῖον Μ. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται ἀτμοσφαιρικὴ διάθλασις καὶ ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα νὰ παρουσιάζῃ τὸν ἀστέρα ὑψηλότερα ἀπὸ τὴν πραγματικήν του θέσιν ὡς πρὸς τὸν ὁρίζοντα. 'Η φαινομένη ἀνύψωσις τοῦ ἀστέρος εἶναι μεγαλυτέρα, ὅταν ὁ ἀστὴρ εὑρίσκεται πλησίον τοῦ ὁρίζοντος (περίπου 34'). 'Επειδὴ ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ 'Ηλίου καὶ τῆς Σελήνης εἶναι μικρο- τέρα τῶν 34', ἡ ἀτμοσφαιρικὴ διάθλασις μᾶς παρουσιάζει τὸν δίσκον τοῦ 'Ηλίου ἢ τῆς Σε- λήνης ὡς ἐπικαθήμενον τοῦ ὁρίζοντος, ἐνῶ πραγματικῶς δὲν ἀνέτειλεν ἀκόμη ἢ ἔχει δύσε- πρὸ ὀλίγου. Δὲν συμβαίνει ἀτμοσφαιρικὴ διάθλασις, ὅταν ὁ ἀστὴρ εὑρίσκεται εἰς τὸ ζενίθ

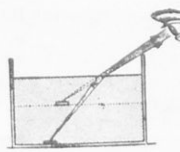


Σχ. 130. 'Ατμοσφαιρικὴ διάθλασις.

β) ***'Αντικατοπτρισμός.***—"Οταν εἰς μίαν περιοχὴν ἐπικρατῇ νηνεμία καὶ τὸ ἔδαφο- θερμανθῇ πολὺ (π.χ. εἰς τὰς ἐρήμους), τότε τὰ πλησίον τοῦ ἐδάφους στρώματα τοῦ ἀ- ρος θερμαίνονται πολὺ καὶ δύνανται νὰ γίνουν ἀραιότερα ἀπὸ τὰ ὑπερκείμενα στρώμα- τα. Μία φωτεινὴ ἀκτίς, προερχομένη ἀπὸ ἓν ὑψηλὸν ἀντικείμενον, εἰσέρχεται τότε συνε- χῶς ἀπὸ ὀπτικῶς πυκνότερον εἰς ὀπτι- κῶς ἀραιότερον στρῶμα ἀέρος κ- ἑπομένως διαθλᾶται ἀπομακρυνομένη ἀπ- τὴν κάθετον (σχ. 131). Εἰς τὴν διαχωριστικ- ἐπιφάνειαν δύο τοιούτων στρωμάτων ἡ φ- τεινὴ ἀκτὶς ὑφίσταται τότε ὁλικὴν ἀνάκλασιν καὶ ἀκολουθεῖ μίαν συμμετρικὴν πορείαν, διότι τώρα εἰσέρχεται συνεχῶς ἀπὸ ὀπτικῶς ἀραιότερα εἰς ὀπτικῶς πυκνότερα στρώματα. Οὕτω ὁ ὀφθαλμὸς βλέπει μὲν τὸ ἀντικείμενον, ὅπως εἶναι εἰς τὴν πραγματικότητα, συγχρόν- ὅμως βλέπει τὸ ἴδιον ἀντικείμενον ἀνεστραμμένον, ὡς ἐὰν εἶχεν ἐνώπιόν του ἠρεμοῦσ- ἐπιφάνειαν ὕδατος (ἐπίπεδον κάτοπτρον). Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται ἀντικ- τοπτρισμὸς καὶ παρατηρεῖται συνήθως εἰς τὰς ἐρήμους κατὰ τὰς μεσημβριν-



Σχ. 131. 'Ατμοσφαιρικὸς ἀντικατοπτρισμός.



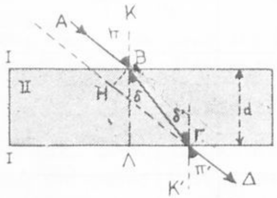
Σχ. 132. 'Ανύψωσις ἀντικειμένων.

ὥρας. Φαινόμενα ἀντικατοπτρισμοῦ παρατηροῦνται πολλάκις καὶ εἰς τὰς ἀκτάς, ὁπότε τὰ μακρὰν εὑρισκόμενα τμήματα τῆς ξηρᾶς (ἀκρωτήρια, νῆσοι) φαίνονται ἀνυψωθέντα ἄνωθεν τῆς ἐπιφανείας τῆς θαλάσσης.

γ) ***Φαινομένη ἀνύψωσις.***—Ἕνεκα τῆς διαθλάσεως ὁ πυθμὴν ἑνὸς δοχείου περιέχοντος ὕδωρ ὑφίσταται μίαν φαινομένην ἀνύψωσιν. Ὁμοίαν ἀνύψωσιν ὑφίστανται καὶ τὰ σώματα, τὰ εὑρισκόμενα ἐντὸς ὕδατος (σχ. 132). Εἰς τοῦτο δὲ ὀφείλεται καὶ τὸ ὅτι μία ῥάβδος, ὅταν βυθίζεται ἐντὸς ὕδατος, φαίνεται τεθλασμένη.

154. Διάθλασις διὰ πλακὸς μὲ παραλλήλους ἕδρας.

—Ἂς ὑποθέσωμεν ὅτι ἓν ὁμογενὲς καὶ ἰσότροπον διαφανὲς μέσον II χωρίζεται ἀπὸ τὸ πέριξ αὐτοῦ διαφανὲς μέσον I μὲ δύο παράλληλα ἐπίπεδα. Τότε τὸ μέσον II ἀποτελεῖ μίαν πλάκα μὲ παραλλήλους ἕδρας (σχ. 133). Τοιοῦτον σύστημα διαφανῶν μέσων ἀποτελεῖ μία ὑαλίνη πλὰξ εὑρισκομένη ἐντὸς τοῦ ἀέρος. Αἱ δύο γωνίαι δ καὶ δ′, αἱ σχηματιζόμεναι ἐντὸς τῆς ὑάλου, εἶναι ἴσαι ὡς ἐντὸς ἐναλλάξ. Ἑπομένως διὰ τὰς δύο διαθλάσεις, τὰς ὁποίας ὑφίσταται ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς ΑΒ, ἰσχύουν αἱ ἀκόλουθοι σχέσεις:



Σχ. 133. Διάθλασις διὰ πλακός.

διάθλασις εἰς τὸ Β: $\nu = \dfrac{\eta\mu\,\pi}{\eta\mu\,\delta}$ διάθλασις εἰς τὸ Γ: $\nu = \dfrac{\eta\mu\,\pi'}{\eta\mu\,\delta'}$

Ἐπειδὴ εἶναι: $\delta = \delta'$, ἕπεται ὅτι εἶναι: $\pi = \pi'$. Ἡ ἀκτὶς ΓΔ, ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὴν πλάκα, εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν προσπίπτουσαν ἀκτῖνα ΑΒ. Ὥστε διὰ τὴν ἀνωτέρω μερικὴν περίπτωσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ πλὰξ ἔχει ἑκατέρωθεν αὐτῆς τὸ ἴδιον διαφανὲς μέσον, συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

> ***Ὅταν μία φωτεινὴ ἀκτὶς διέρχεται διὰ πλακὸς μὲ παραλλήλους ἕδρας, τότε ἡ ἀκτὶς ὑφίσταται μόνον παράλληλον μετατόπισιν.***

154 α. Ὑπολογισμὸς τῆς παραλλήλου μετατοπίσεως.—Ἀπὸ τὸ τρίγωνον ΒΗΓ εὑρίσκομεν ὅτι ἡ παράλληλος μετατόπισις $BH = \alpha$ τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος εἶναι:

$$BH = B\Gamma \cdot \eta\mu(\pi - \delta) \quad \text{ἤτοι} \quad \alpha = B\Gamma \cdot \eta\mu(\pi - \delta) \qquad (1)$$

Ἀπὸ τὸ τρίγωνον ΒΛΓ εὑρίσκομεν ὅτι ἡ ὑποτείνουσα ΒΓ εἶναι:

$$B\Gamma = \frac{B\Lambda}{\sigma\upsilon\nu\,\delta} \quad \text{ἤτοι} \quad B\Gamma = \frac{d}{\sigma\upsilon\nu\,\delta}$$

Ὥστε ἡ παράλληλος μετατόπισις τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος εἶναι:

$$\boxed{\text{παράλληλος μετατόπισις:} \quad \alpha = d \cdot \frac{\eta\mu(\pi - \delta)}{\sigma\upsilon\nu\,\delta}} \qquad (2)$$

Ἐὰν αἱ γωνίαι π καὶ δ εἶναι πολὺ μικραί, τότε δυνάμεθα νὰ λάβωμεν ἀντὶ τῶν ἡμιτόνων τὰς γωνίας, ἤτοι δυνάμεθα νὰ λάβωμεν:

$$\eta\mu(\pi - \delta) = \pi - \delta \qquad \sigma\upsilon\nu\,\delta = 1 \qquad \nu = \frac{\eta\mu\,\pi}{\eta\mu\,\delta} = \frac{\pi}{\delta}$$

Τότε ἡ ἀνωτέρω εὑρεθεῖσα ἐξίσωσις (2) δύναται νὰ γραφῇ ὡς ἑξῆς:

$$\alpha = d \cdot (\pi - \delta) \quad ἢ \quad \alpha = d \cdot \left(\pi - \frac{\pi}{\nu} \right) = d \cdot \pi \cdot \left(1 - \frac{1}{\nu} \right)$$

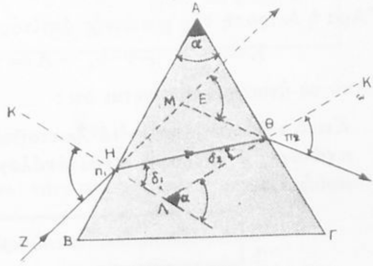
Ὥστε, ὅταν αἱ γωνίαι π καὶ δ εἶναι π ο λ ὺ μ ι κ ρ α ί, ἡ παράλληλος μετατόπισις τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος εἶναι:

$$\boxed{\text{παράλληλος μετατόπισις: } \alpha = d \cdot \pi \cdot \frac{\nu - 1}{\nu}} \qquad (3)$$

Αἱ εὑρεθεῖσαι ἐξισώσεις (2) καὶ (3) δεικνύουν ὅτι:

Ἡ παράλληλος μετατόπισις τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῆς πλακός, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ πάχος τῆς πλακός.

155. Διάθλασις διὰ πρίσματος.— α) ***Ὁρισμοί.***— Εἰς τὴν Ὀπτικὴν καλεῖται **πρῖσμα** ἓν ὁμογενὲς καὶ ἰσότροπον διαφανὲς μέσον, τὸ ὁποῖον περιορίζεται ἀπὸ δύο τεμνομένας ἐπιπέδους ἐπιφανείας. Ἡ τομὴ τῶν δύο τούτων ἐπιφανειῶν καλεῖται ἀ κ μ ὴ τοῦ πρίσματος. Ἡ δίεδρος γωνία, τὴν ὁποίαν σχηματίζουν αἱ ἕδραι τοῦ πρίσματος, καλεῖται δ ι α θ λ α σ τ ι κ ὴ γ ω ν ί α τοῦ πρίσματος. Εἰς τὴν κατωτέρω ἔρευναν τοῦ πρίσματος θὰ ὑποθέσωμεν ὅτι πραγματοποιοῦνται αἱ ἀκόλουθοι δύο συνθῆκαι: α) Ἡ π ρ ο σ π ί π τ ο υ σ α ἀ κ τ ὶ ς ε ὑ ρ ί σ κ ε τ α ι ἐ π ὶ μ ι ᾶ ς κ υ ρ ί α ς τ ο μ ῆ ς τ ο ῦ π ρ ί σ μ α τ ο ς. Τότε, συμφώνως πρὸς τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως, καὶ ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς αὐτῆς κυρίας τομῆς. β) Τὸ χ ρ η σ ι μ ο π ο ι ο ύ μ ε ν ο ν φ ῶ ς ε ἶ ν α ι μ ο ν ό χ ρ ο υ ν. Διότι, ἂν ἐπὶ τοῦ πρίσματος προσπέσῃ λευκὸν φῶς, τοῦτο διερχόμενον διὰ τοῦ πρίσματος ὑφίσταται ἀνάλυσιν εἰς πολλὰ ἁπλᾶ χρώματα.



Σχ. 134. Διάθλασις διὰ πρίσματος.

β) ***Ἔρευνα τῆς διαθλάσεως διὰ πρίσματος.***— Τὸ σχῆμα 134 παριστ[ά] μίαν κυρίαν τομὴν πρίσματος ἔχοντος διαθλαστικὴν γωνίαν A καὶ δείκτην διαθλ[ά]σεως **ν** ὡς πρὸς τὸν ἀέρα. Ἡ φωτεινὴ ἀκτίς ZH διαθλᾶται εἰς τὰ σημεῖα H καὶ Θ. Διὰ τὰς δύο αὐτὰς διαθλάσεις ἰσχύουν αἱ σχέσεις:

$$ημ\, \pi_1 = \nu \cdot ημ\, \delta_1 \quad καὶ \quad ημ\, \pi_2 = \nu \cdot ημ\, \delta_2$$

Ἡ γωνία α, τὴν ὁποίαν σχηματίζουν εἰς τὸ Λ αἱ δύο τεμνόμεναι κάθετο[ι] εἶναι ἴση μὲ τὴν διαθλαστικὴν γωνίαν A τοῦ πρίσματος. Ἐπειδὴ δὲ ἡ γωνία εἶναι ἐξωτερικὴ γωνία τοῦ τριγώνου ΛΗΘ, ἔχομεν:

$$\alpha = \delta_1 + \delta_2 \quad ἢ \quad A = \delta_1 + \delta_2$$

Ἡ γωνία E, τὴν ὁποίαν σχηματίζουν αἱ προεκτάσεις τῆς προσπιπτού[σης] ἀκτῖνος (ΖΜ) καὶ τῆς ἐξερχομένης ἀκτῖνος (ΘΜ), καλεῖται **γωνία ἐκτροπῆς** καὶ εἶναι ἐξωτερικὴ γωνία τοῦ τριγώνου ΗΜΘ· ἄρα εἶναι:

$$E = (\pi_1 - \delta_1) + (\pi_2 - \delta_2) \quad \text{ἢ} \quad E = \pi_1 + \pi_2 - (\delta_1 + \delta_2)$$

καὶ ἑπομένως ἔχομεν: $E = \pi_1 + \pi_2 - A$. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι:

Ὅταν μία φωτεινὴ ἀκτὶς διέρχεται διὰ πρίσματος, τότε ἡ ἀκτὶς ὑφίσταται ἐκτροπὴν πρὸς τὴν βάσιν τοῦ πρίσματος.

διάθλασις διὰ πρίσματος:	$\eta\mu\,\pi_1 = \nu \cdot \eta\mu\,\delta_1$ $\eta\mu\,\pi_2 = \nu \cdot \eta\mu\,\delta_2$ $A = \delta_1 + \delta_2$ $E = \pi_1 + \pi_2 - A$

γ) ***Διάθλασις διὰ λεπτοῦ πρίσματος.***—Ἐὰν ἡ διαθλαστικὴ γωνία Α τοῦ πρίσματος εἶναι πολὺ μικρὰ (λεπτὸν πρῖσμα) καὶ ἡ γωνία προσπτώσεως π_1 εἶναι ἐπίσης πολὺ μικρά, τότε ἀντὶ τῶν ἡμιτόνων τῶν γωνιῶν δυνάμεθα νὰ λάβωμεν αὐτὰς ταύτας τὰς γωνίας (εἰς ἀκτίνια)· εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἔχομεν:

$$\pi_1 = \nu \cdot \delta_1 \quad \text{καὶ} \quad \pi_2 = \nu \cdot \delta_2$$

Ἄρα ἡ ἐκτροπὴ τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος εἶναι:

$$E = \nu \cdot \delta_1 + \nu \cdot \delta_2 - A = \nu \cdot (\delta_1 + \delta_2) - A = \nu \cdot A - A$$

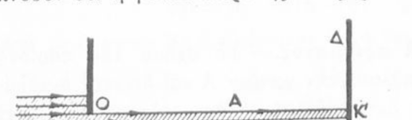
Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι:

Κατὰ τὴν διάθλασιν διὰ λεπτοῦ πρίσματος καὶ ὑπὸ μικρὰν γωνίαν προσπτώσεως ἡ ἐκτροπὴ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν διαθλαστικὴν γωνίαν τοῦ πρίσματος.

διάθλασις διὰ λεπτοῦ πρίσματος: $E = A \cdot (\nu - 1)$

156. Μεταβολὴ τῆς γωνίας ἐκτροπῆς.

— Οἱ τύποι τοῦ πρίσματος δεικνύουν ὅτι ἡ γωνία ἐκτροπῆς Ε ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν διαθλαστικὴν γωνίαν Α, τὸν δείκτην διαθλάσεως ν τοῦ πρίσματος καὶ τὴν γωνίαν προσπτώσεως π.



Σχ. 135. Προσδιορισμὸς τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς.

α) ***Μεταβολὴ τῆς γωνίας ἐκτροπῆς μετὰ τῆς γωνίας προσπτώσεως. Ἐλαχίστη ἐκτροπή.***— Διὰ τῆς ὀπῆς Ο ἑνὸς διαφράγματος διέρχεται λεπτὴ δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων μονοχρόου φωτὸς (σχ. 135). Εἰς τὴν πορείαν τῆς δέσμης παρεμβάλλομεν πρῖσμα οὕτως, ὥστε μέρος τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης νὰ προσπίπτῃ ἐπὶ τοῦ πρίσματος καθέτως πρὸς τὴν ἀκμήν του. Ἐπὶ τοῦ διαφράγματος παρατηροῦμεν τότε δύο φωτεινὰς κηλῖδας· ἡ μὲν κηλὶς Κ' προέρχεται ἀπὸ τὰς ἀκτῖνας τῆς δέσμης, αἱ ὁποῖαι δὲν διῆλθον διὰ τοῦ πρίσματος, ἡ δὲ κηλὶς K_1 προέρχεται ἀπὸ τὰς ἀκτῖνας, αἱ ὁποῖαι ὑπέστησαν ἐκτροπήν. Στρέφοντες τὸ πρῖσμα περὶ τὴν ἀκμήν του, μεταβάλλομεν τὴν γωνίαν προσπτώσεως· ἡ φορὰ τῆς περιστροφῆς τοῦ πρίσματος εἶναι τοιαύτη, ὥστε ἡ κηλὶς K_1 νὰ πλησιάζῃ πρὸς τὴν κηλῖδα K'. Κατὰ τὴν τοιαύτην περιστροφὴν τοῦ πρίσματος ἡ γωνία προσπτώσεως βαίνει συνεχῶς ἐλαττουμένη. Παρατηροῦμεν τότε ὅτι ἡ κηλὶς K_1 κατ' ἀρχὰς πλησιάζει πρὸς τὴν κηλῖδα K', φθάνει εἰς τὴν θέσιν K_0, ἔπειτα δὲ ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὴν κηλῖδα K'. Τὸ πείραμα τοῦτο ἀποδεικνύει ὅτι διὰ μίαν ὡρισμένην τιμὴν τῆς γωνίας προσπτώσεως ἡ γωνία ἐκτροπῆς λαμβάνει μίαν ἐ λ α χ ί σ τ η ν τιμήν, ἡ ὁποία καλεῖται **ἐλαχίστη ἐκτροπή**. 'Αποδεικνύεται ὅτι:

'Η ἐλαχίστη ἐκτροπὴ πραγματοποιεῖται, ὅταν εἶναι $\pi_1 = \pi_2$, ***ὁπότε ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς καὶ ἡ ἐξερχομένη ἀκτὶς σχηματίζουν ἴσας γωνίας μὲ τὰς ἕδρας τοῦ πρίσματος.***

Ὅταν πραγματοποιῆται ἡ ἐλαχίστη ἐκτροπή, λέγομεν ὅτι τὸ πρῖσμα εὑρίσκεται εἰς τὴν θ έ σ ι ν ἐ λ α χ ί σ τ η ς ἐ κ τ ρ ο π ῆ ς. Τότε ἀπὸ τοὺς γνωστοὺς τύπους τοῦ πρίσματος εὑρίσκομεν τὰς ἀκολούθους σχέσεις:

θέσις ἐλαχίστης ἐκτροπῆς:	$\pi_1 = \pi_2$	$\delta_1 = \delta_2$	$\eta\mu\,\pi_1 = \nu \cdot \eta\mu\,\delta_1$
	$A = 2\delta_1$	$E_{\varepsilon\lambda} = 2\pi_1 - A$	

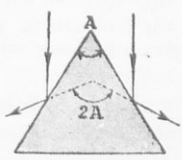
'Από τὰς ἀνωτέρω σχέσεις εὑρίσκομεν:

$$\delta_1 = \frac{A}{2} \qquad \text{καὶ} \qquad \pi_1 = \frac{E_{\varepsilon\lambda} + A}{2}$$

'Η σχέσις $\eta\mu\,\pi_1 = \nu \cdot \eta\mu\,\delta_1$ μᾶς ἐπιτρέπει τότε νὰ εὕρωμεν τὸν δ ε ί κ τ η ν δ ι α θ λ ά σ ε ω ς τοῦ πρίσματος:

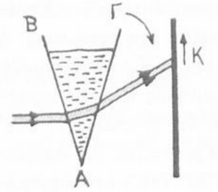
$$\text{δείκτης διαθλάσεως πρίσματος:} \quad \nu = \frac{\eta\mu\,\dfrac{E_{\varepsilon\lambda} + A}{2}}{\eta\mu\,\dfrac{A}{2}}$$

Διὰ τὴν εὕρεσιν τοῦ δείκτου διαθλάσεως ἑνὸς διαφανοῦς σώματος, δίδομεν εἰς τοῦτο τὸ σχῆμα πρίσματος· τὰ ὑγρὰ καὶ τὰ ἀέρια τίθενται ἐντὸς κοίλου πρίσματος, τοῦ ὁποίου τὰ τοιχώματα ἀποτελοῦνται ἀπὸ πλάκας ὑάλου. Μετροῦντες τὴν διαθλαστικὴν γωνίαν A τοῦ πρίσματος καὶ τὴν ἐλαχίστην ἐκτροπὴν $E_{\varepsilon\lambda}$, ὑπολογίζομεν τὸν δείκτην διαθλάσεως τοῦ πρίσματος. Διὰ νὰ μετρήσωμεν τὴν διαθλαστικὴν γωνίαν A τοῦ πρίσματος, ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ ἐπὶ τῶν δύο ἑδρῶν τοῦ πρίσματος λεπτὴ δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων (σχ. 136). Αἱ ἐπὶ τῶν δύο ἑδρῶν τοῦ πρίσματος ἀνακλώμεναι ἀκτῖνες σχηματίζουν μεταξύ των γωνίαν 2A, τὴν ὁποίαν δυνάμεθα νὰ μετρήσωμεν.



Σχ. 136. Μέτρησις τῆς γωνίας A.

β) ***Μεταβολὴ τῆς γωνίας ἐκτροπῆς μετὰ τῆς διαθλαστικῆς γωνίας τοῦ πρίσματος.***— Διὰ νὰ ἔχωμεν πρῖσμα μεταβλητῆς διαθλαστικῆς γωνίας, χρησιμοποιοῦμεν δοχεῖον (σχ. 137), τοῦ ὁποίου δύο πλάγιαι ἕδραι εἶναι ὑάλιναι πλάκες, δυνάμεναι νὰ στραφοῦν περὶ ὁριζόντιον ἄξονα. Ἐντὸς τοῦ οὕτω σχηματιζομένου πρίσματος χύνομεν διαφανὲς ὑγρόν, π.χ. ὕδωρ. Ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ ἐπὶ τῆς μιᾶς ἕδρας τοῦ πρίσματος λεπτὴ δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων μονοχρόου φωτός. Διατηροῦντες σταθερὰν τὴν ἕδραν ΑΒ, διὰ τῆς ὁποίας τὸ φῶς εἰσέρχεται εἰς τὸ πρῖσμα (π_1 σταθερόν), στρέφομεν τὴν ἕδραν ΑΓ, διὰ τῆς ὁποίας ἐξέρχεται ἡ φωτεινὴ δέσμη, καὶ οὕτω μεταβάλλομεν τὴν διαθλαστικὴν γωνίαν Α. Παρατηροῦμεν ὅτι:



Σχ. 137. Μεταβολὴ τῆς ἐκτροπῆς μετὰ τῆς γωνίας Α.

Ἡ ἐκτροπὴ αὐξάνεται μετὰ τῆς διαθλαστικῆς γωνίας τοῦ πρίσματος.

Ἐὰν συνεχισθῇ ἡ αὔξησις τῆς διαθλαστικῆς γωνίας Α, ἔρχεται στιγμή, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ φῶς δὲν ἐξέρχεται ἀπὸ τὸ πρῖσμα, ἀλλ᾽ ὑφίσταται ἐπὶ τῆς ἕδρας ΑΓ ὁλικὴν ἀνάκλασιν. Οὕτω εὑρέθη ὅτι:

Ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς ἐξέρχεται ἀπὸ τὸ πρῖσμα, ἐὰν ἡ διαθλαστικὴ γωνία αὐτοῦ εἶναι ἴση ἢ μικροτέρα τοῦ διπλασίου τῆς ὁρικῆς γωνίας.

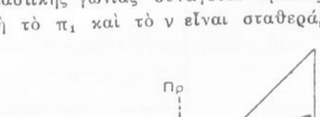
συνθήκη ἐξόδου τῆς ἀκτῖνος: $A \leq 2\varphi$

Ἐὰν ἡ διαθλαστικὴ γωνία τοῦ πρίσματος εἶναι μεγαλυτέρα τοῦ διπλασίου τῆς ὁρικῆς γωνίας, τότε ἡ ἀκτὶς ὑφίσταται ὁλικὴν ἀνάκλασιν ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ πρίσματος.

συνθήκη ὁλικῆς ἀνακλάσεως τῆς ἀκτῖνος: $A > 2\varphi$

Ἡ αὔξησις τῆς γωνίας ἐκτροπῆς μετὰ τῆς διαθλαστικῆς γωνίας συνάγεται ἀμέσως ἀπὸ τὸν τύπον: $E = (\pi_1 - \delta_1) + (\pi_2 - \delta_2)$. Ἐπειδὴ τὸ π_1 καὶ τὸ ν εἶναι σταθερά, ἕπεται ὅτι τὸ δ_1 εἶναι σταθερόν· ἄρα καὶ ἡ διαφορὰ $(\pi_1 - \delta_1)$ εἶναι σταθερά. Ἐξ ἄλλου, ἐπειδὴ εἶναι $A = \delta_1 + \delta_2$, ἕπεται ὅτι εἶναι $\delta_2 = A - \delta_1$· αὐξανομένης τῆς γωνίας Α, αὐξάνεται ἡ γωνία δ_2. Ἀλλ᾽ ἐπειδὴ εἶναι $\nu > 1$, ἡ γωνία π_2 αὐξάνεται ταχύτερον ἀπὸ τὴν γωνίαν δ_2. Οὕτω, αὐξανομένης τῆς διαθλαστικῆς γωνίας Α, αὐξάνεται ἡ διαφορὰ $(\pi_2 - \delta_2)$ καὶ κατὰ συνέπειαν αὐξάνεται ἡ ἐκτροπὴ Ε.

γ) ***Μεταβολὴ τῆς γωνίας ἐκτροπῆς μετὰ τοῦ δείκτου διαθλάσεως τοῦ πρίσματος.***— Λαμβάνομεν σύστημα πρισμάτων (σχ. 138), τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν αὐτὴν διαθλαστικὴν γωνίαν (Α σταθερόν), διαφορετικοὺς ὅμως δείκτας διαθλάσεως (πολύπρισμα). Ἐπὶ τοῦ συστήματος τῶν πρισμάτων ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ δέσμη παραλλήλων



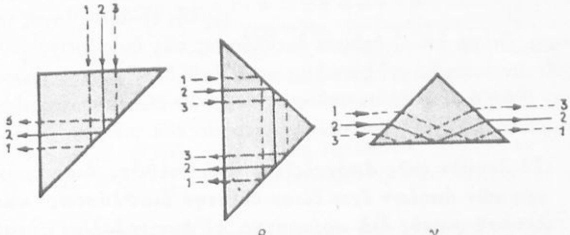
Σχ. 138. Μεταβολὴ τῆς ἐκτροπῆς μετὰ τοῦ δείκτου διαθλάσεως.

ἀκτίνων μονοχρόου φωτὸς (π_1 σταθερόν). Παρατηροῦμεν ὅτι τὰ πρίσματα αὐτὰ προκαλοῦν ἀνίσους ἐκτροπὰς τῶν ἀκτίνων. Οὕτω εὑρίσκομεν ὅτι:

Ἡ ἐκτροπὴ αὐξάνεται μετὰ τοῦ δείκτου διαθλάσεως τοῦ πρίσματος.

Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο συνάγεται εὔκολα ἀπὸ τὸν τύπον: $E = \pi_1 + \pi_2 - A$. Ὅταν π_1 καὶ A εἶναι σταθερά, τότε ἡ ἐκτροπὴ ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὸ π_2. Ἐὰν λοιπὸν τὸ ν αὐξάνεται, τότε τὸ δ_1 ἐλαττώνεται· ἑπομένως τὸ δ_2 αὐξάνεται, διότι εἶναι $\delta_2 = A - \delta_1$. Τότε ὅμως αὐξάνεται καὶ τὸ π_2 καὶ συνεπῶς αὐξάνεται καὶ ἡ ἐκτροπὴ E.

157. Πρῖσμα ὁλικῆς ἀνακλάσεως.—Ἡ λειτουργία τῶν πρισμάτων ὁλικῆς ἀνακλάσεως στηρίζεται εἰς τὸ φαινόμενον τῆς ὁλικῆς ἀνακλάσεως. Τὰ πρίσματα αὐτὰ εἶναι συνήθως ὑάλινα (ὁρικὴ γωνία διὰ τὴν ὕαλον: $\varphi = 40{,}5^\circ$). Ἡ κυρία τομὴ ἑνὸς ὑαλίνου πρίσματος ὁλικῆς ἀνακλάσεως εἶναι ὀ ρ θ ο γ ώ ν ι ο ν ἰ σ ο σ κ ε λ ὲ ς τρίγωνον. Εἰς τὸ σχῆμα 139 α αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες προσπίπτουν καθέτως ἐπὶ τῆς μιᾶς καθέτου ἕδρας τοῦ πρίσματος. Οὕτω αἱ ἀκτῖνες προσπίπτουν ἐπὶ τῆς ὑποτεινούσης ἕδρας ὑπὸ γωνίαν 45°, ἤτοι μεγαλυτέραν τῆς ὁρικῆς. Αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες ὑφίστανται ἐπὶ τῆς ὑποτεινούσης ἕδρας ὁλικὴν ἀνάκλασιν καὶ ἐξέρχονται ἀπὸ τὴν ἄλλην κάθετον ἕδραν τοῦ πρίσματος, χωρὶς νὰ ὑποστοῦν διάθλασιν.

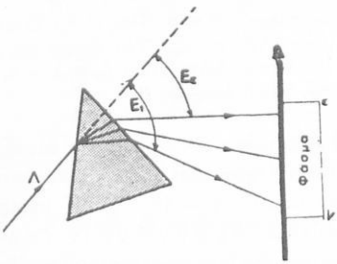


Σχ. 139. Πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως.

Τὸ πρῖσμα λοιπὸν τοῦτο ἐκτρέπει τὰς ἀκτῖνας κατὰ 90° ἀπὸ τὴν ἀρχικήν των διεύθυνσιν. Εἰς τὸ σχῆμα 139 β φαίνεται πῶς αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες ὑφίστανται δύο ὁλικὰς ἀνακλάσεις· οὕτω ὅμως ἐπέρχεται ἀντιστροφὴ τῆς σειρᾶς τῶν ἀκτίνων καὶ ἀλλαγὴ τῆς κατευθύνσεως αὐτῶν. Τέλος εἰς τὸ σχῆμα 139 γ φαίνεται πῶς συμβαίνει ἀντιστροφὴ τῆς σειρᾶς τῶν ἀκτίνων, χωρὶς ὅμως νὰ ἀλλάξῃ ἡ κατεύθυνσις αὐτῶν. Τὰ πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως χρησιμοποιοῦνται εἰς πολλὰ ὀπτικὰ ὄργανα.

ΑΝΑΛΥΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

158. Ἀνάλυσις τοῦ φωτὸς διὰ πρίσματος.— Ἐπὶ ἑνὸς πρίσματος ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ μία ἀκτὶς λ ε υ κ ο ῦ φ ω τ ὸ ς (σχ. 140). Ἡ ἀκτὶς αὐτὴ ὑφίσταται ἐκτροπὴν πρὸς τὴν βάσιν τοῦ πρίσματος, συγχρόνως ὅμως ὑφίσταται καὶ ἀ ν ά λ υ σ ι ν εἰς πλῆθος ἄλλων ἀκτίνων. Διότι, ἐὰν εἰς τὴν πορείαν τῶν ἐξερχομένων ἐκ τοῦ πρίσματος ἀκτίνων παρεμβάλωμεν διάφραγμα, θὰ σχηματισθῇ ἐπ' αὐτοῦ μία σ υ ν ε χ ὴ ς ἔγχρωμος ταινία· αὕτη καλεῖται **φάσμα** τοῦ λευκοῦ φωτός. Ἡ μετάβασις ἀπὸ τὸ ἓν χρῶμα τοῦ φάσματος εἰς τὸ ἑπόμενον γίνεται ἀνεπαισθήτως. Κατὰ σειρὰν διακρίνονται κυρίως τὰ ἑξῆς χρώματα: ἐρυθρόν, πορτοκαλλόχρουν, κίτρινον, πράσινον, κυανοῦν, βαθὺ κυανοῦν καὶ ἰῶδες. Ἡ τοιαύτη **ἀνάλυσις** τοῦ λευκοῦ φωτὸς εἰς πολλὰ χρώματα ἀποδεικνύει ὅτι τὸ λευκὸν φῶς εἶναι σ ύ ν θ ε τ ο ν. Ἕκαστον χρῶμα τοῦ φάσματος ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένον εἶδος φωτός, τὸ ὁποῖον καλεῖται γενικῶς **ἀκτινοβολία** (π.χ. ἐρυθρά, κιτρίνη ἀκτινοβολία κ.τ.λ.).



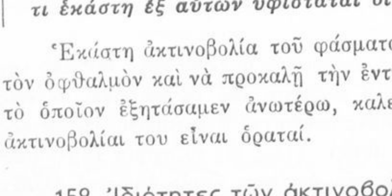
Σχ. 140. Ἀνάλυσις τοῦ λευκοῦ φωτός.

Εἰς τὸ ἀνωτέρω πείραμα παρατηροῦμεν ὅτι ἕκαστον χρῶμα τοῦ φάσματος ὑφίσταται ὑπὸ τοῦ πρίσματος διαφορετικὴν ἐκτροπήν. Τὴν μικροτέραν ἐκτροπὴν ὑφίσταται ἡ ἐρυθρὰ ἀκτινοβολία καὶ τὴν μεγαλυτέραν ἐκτροπὴν ὑφίσταται ἡ ἰώδης ἀκτινοβολία. Ἀπὸ τὴν παρατήρησιν αὐτὴν συνάγεται ὅτι ἑκάστη ἀκτινοβολία τοῦ φάσματος ἔχει ὡρισμένον δείκτην διαθλάσεως. Ἐπειδὴ δὲ γνωρίζομεν ὅτι ἡ γωνία ἐκτροπῆς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν δείκτην διαθλάσεως, ἕπεται ὅτι οἱ δεῖκται διαθλάσεως τῶν διαφόρων ἀκτινοβολιῶν τοῦ φάσματος βαίνουν συνεχῶς α ὐ ξ α ν ό μ ε ν ο ι, καθ' ὅσον προχωροῦμεν ἀπὸ τὴν ἐρυθρὰν πρὸς τὴν ἰώδη ἀκτινοβολίαν τοῦ φάσματος. Ὁ Νεύτων, στηριζόμενος εἰς τὰς ἀνωτέρω παρατηρήσεις, ἐξήγησε τὸν σχηματισμὸν τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτὸς ὡς ἑξῆς:

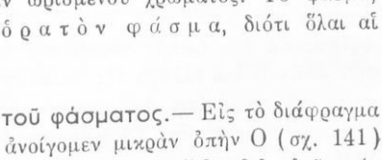
Τὸ λευκὸν φῶς ἀποτελεῖται ἀπὸ πλῆθος διαφόρων ἀκτινοβολιῶν, ἑκάστη τῶν ὁποίων ἔχει ἴδιον δείκτην διαθλάσεως· κατὰ τὴν διέλευσιν τοῦ λευκοῦ φωτὸς διὰ πρίσματος, αἱ ἀκτινοβολίαι αὐταὶ διαχωρίζονται, διότι ἑκάστη ἐξ αὐτῶν ὑφίσταται διάφορον ἐκτροπήν.

Ἑκάστη ἀκτινοβολία τοῦ φάσματος ἔχει ἐπὶ πλέον τὴν ἰδιότητα νὰ διεγείρῃ τὸν ὀφθαλμὸν καὶ νὰ προκαλῇ τὴν ἐντύπωσιν ὡρισμένου χρώματος. Τὸ φάσμα, τὸ ὁποῖον ἐξητάσαμεν ἀνωτέρω, καλεῖται ὁ ρ α τ ὸ ν φ ά σ μ α, διότι ὅλαι αἱ ἀκτινοβολίαι του εἶναι ὁραταί.

159. Ἰδιότητες τῶν ἀκτινοβολιῶν τοῦ φάσματος.— Εἰς τὸ διάφραγμα Δ, ἐπὶ τοῦ ὁποίου σχηματίζεται τὸ φάσμα, ἀνοίγομεν μικρὰν ὀπὴν Ο (σχ. 141) καὶ ἀφήνομεν νὰ διέλθῃ δι' αὐτῆς μία ἀκτινοβολία τοῦ φάσματος, π.χ. ἡ κιτρίνη. Ἡ ἀκτινοβολία αὐτὴ προσπίπτει ἔπειτα



Σχ. 141. Ἑκάστη ἀκτινοβολία τοῦ φάσματος δὲν ὑφίσταται περαιτέρω ἀνάλυσιν.



Σχ. 142. Ἀνασύνθεσις τοῦ λευκοῦ φωτός.

ἐπὶ δευτέρου πρίσματος $Π_2$. Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ δεύτερον πρῖσμα $Π_2$ προκαλεῖ μόνον ἐκτροπὴν τῆς ἀκτινοβολίας, ὄχι ὅμως περαιτέρω ἀνάλυσιν αὐτῆς. Ὥστε:

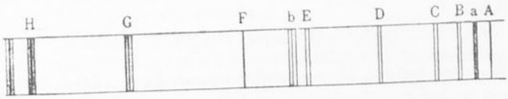
Ἑκάστη ἀκτινοβολία τοῦ φάσματος εἶναι ἁπλῆ καὶ δὲν δύναται νὰ ἀναλυθῇ εἰς ἄλλας ἁπλουστέρας.

Ἐὰν μὲ ἕνα συγκλίνοντα φακὸν συγκεντρώσωμεν ἐπὶ ἑνὸς διαφράγματος ὅλας τὰς ἀκτινοβολίας τοῦ φάσματος, θὰ λάβωμεν λευκὸν φῶς (σχ. 142). Ὥστε:

Αἱ ἀκτινοβολίαι τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτὸς συγκεντρούμεναι δίδουν λευκὸν φῶς.

160. Συμπληρωματικὰ χρώματα.— Μὲ ἓν μικρὸν πρῖσμα ἐκτρέπομεν ἓν ἀπὸ τὰ χρώματα τοῦ φάσματος καὶ συγκεντρώνομεν τὰ ὑπόλοιπα χρώματα τοῦ φάσματος. Τότε δὲν λαμβάνομεν λευκὸν φῶς, ἀλλὰ νέον χρῶμα, τὸ ὁποῖον προῆλθεν ἀπὸ τὴν ἀνάμιξιν τῶν ὑπολοίπων χρωμάτων τοῦ φάσματος. Οὕτω ἀφαιροῦντες τὸ ἐρυθρὸν χρῶμα λαμβάνομεν ἐκ τῆς μίξεως τῶν ὑπολοίπων χρωμάτων πράσινον χρῶμα. Δύο χρώματα, ὅπως π.χ. τὸ ἐρυθρὸν καὶ τὸ πράσινον, τὰ ὁποῖα ἀναμιγνυόμενα ὑπὸ ὡρισμένας ἀναλογίας παράγουν λευκὸν φῶς, καλοῦνται συμπληρωματικὰ χρώματα. Ἕκαστον λοιπὸν χρῶμα τοῦ φάσματος εἶναι συμπληρωματικὸν τοῦ χρώματος, τὸ ὁποῖον προέρχεται ἀπὸ τὴν ἀνάμιξιν ὅλων τῶν ἄλλων χρωμάτων τοῦ φάσματος. Ὑπάρχουν ὅμως καὶ ζεύγη ἁπλῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος, τὰ ὁποῖα εἶναι συμπληρωματικὰ χρώματα, ὅπως εἶναι τὸ ἐρυθρὸν καὶ τὸ πράσινον, τὸ πορτοκαλλόχρουν καὶ τὸ κυανοῦν, τὸ κίτρινον καὶ τὸ ἰῶδες.

161. Φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτός.— Δι᾽ ἑνὸς πρίσματος ἀναλύομεν μίαν λεπτὴν δέσμην ἀκτίνων ἡλιακοῦ φωτός. Τότε λαμβάνομεν φάσμα ὅμοιον μὲ τὸ φάσμα τοῦ λευκοῦ φωτός, μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι εἰς ὡρισμένας θέσεις τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος ὑπάρχουν σκοτειναὶ γραμμαί. Αἱ γραμμαὶ αὐταὶ καλοῦνται γραμμαὶ τοῦ Fraunhofer· αἱ ζωηρότεραι ἐξ αὐτῶν χαρακτηρίζονται μὲ τὰ γράμματα τοῦ λατινικοῦ ἀλφαβήτου (σχ. 143). Αἱ σκοτειναὶ γραμμαὶ τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος φανερώνουν ὅτι τὸ ἡλιακὸν φῶς δὲν εἶναι πλῆρες λευκὸν φῶς, διότι ἐλλείπουν ἐξ αὐτοῦ μερικαὶ ἀκτινοβολίαι. Ὥστε:



Σχ. 143. Σκοτειναὶ γραμμαὶ τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος.

Τὸ φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτὸς δὲν εἶναι συνεχές, διότι ἐλλείπουν ἐξ αὐτοῦ ὡρισμέναι ἀκτινοβολίαι.

Σημείωσις.— Εἰς ἄλλο κεφάλαιον θὰ ἐξετάσωμεν πῶς ἑρμηνεύεται ἡ ἔλλειψις ὡρισμένων ἀκτινοβολιῶν ἀπὸ τὸ φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτός.

162. Εὖρος τοῦ φάσματος.—Ἔστω ὅτι ὁ δείκτης διαθλάσεως ἑνὸς λεπτοῦ πρίσματος εἶναι ν_ε διὰ τὴν ἐρυθρὰν ἀκτινοβολίαν καὶ ν_ι διὰ τὴν ἰώδη ἀκτινοβολίαν. Τότε ἡ μὲν ἐκτροπὴ τῶν ἐρυθρῶν ἀκτίνων εἶναι $\delta_\varepsilon = (\nu_\varepsilon - 1)A$, ἡ δὲ ἐκτροπὴ τῶν ἰωδῶν ἀκτίνων εἶναι $\delta_\iota = (\nu_\iota - 1)A$. Αἱ ἐξερχόμεναι ἀπὸ τὸ πρῖσμα ἐρυθραὶ καὶ ἰώδεις ἀκτῖνες σχηματίζουν μεταξύ των γωνίαν ἴσην μὲ τὴν διαφορὰν τῶν δύο ἐκτροπῶν:

$$\delta_\iota - \delta_\varepsilon = (\nu_\iota - 1)\cdot A - (\nu_\varepsilon - 1)\cdot A = (\nu_\iota - \nu_\varepsilon)\cdot A$$

'Η διαφορὰ τῶν ἐκτροπῶν $\delta_\iota - \delta_\varepsilon$ προσδιορίζει τὸ εὖρος τοῦ φάσματος, τὸ ὁποῖον λαμβάνομεν ἐπὶ πετάσματος εὑρισκομένου εἰς ὡρισμένην ἀπόστασιν. 'Η διαφορὰ τῶν δεικτῶν διαθλάσεως $\nu_\iota - \nu_\varepsilon$ χαρακτηρίζει τὴν ἱκανότητα διασκεδασμοῦ τῆς ὕλης τοῦ πρίσματος. "Ωστε :

Σῶμα	ν_ε	ν_ι	$\nu_\iota - \nu_\varepsilon$
Ὕδωρ	1,33	1,34	0,01
Διθειοῦχος ἄνθραξ	1,61	1,70	0,09
Στεφανύαλος	1,53	1,55	0,02
Πυριτύαλος	1,63	1,67	0,04

Τὸ εὖρος τοῦ φάσματος εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν διαθλαστικὴν γωνίαν τοῦ πρίσματος καὶ πρὸς τὴν ἱκανότητα διασκεδασμοῦ τῆς ὕλης τοῦ πρίσματος.

$$\boxed{\text{εὖρος φάσματος:} \quad \delta_\iota - \delta_\varepsilon = (\nu_\iota - \nu_\varepsilon)\cdot A}$$

'Απὸ τὸν ἀνωτέρω πίνακα φαίνεται ὅτι, ὑπὸ τὴν αὐτὴν διαθλαστικὴν γωνίαν, πρῖσμα πυριτυάλου δίδει φάσμα διπλασίου εὔρους ἀπὸ τὸ φάσμα, τὸ ὁποῖον δίδει πρῖσμα στεφανυάλου.

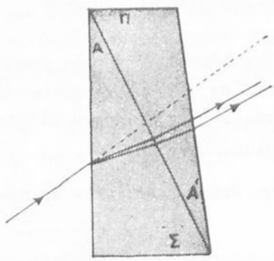
163. 'Αχρωματικὸν πρῖσμα.—"Ας θεωρήσωμεν πρῖσμα Σ ἀπὸ στεφανύαλον, τὸ ὁποῖον ἔχει διαθλαστικὴν γωνίαν Α καὶ ἀντιστοίχους δείκτας διαθλάσεως διὰ τὰς ἐρυθρὰς καὶ τὰς ἰώδεις ἀκτῖνας ν_ε καὶ ν_ι. Τὸ εὖρος τοῦ φάσματος, τὸ ὁποῖον σχηματίζει τὸ πρῖσμα Σ, εἶναι :

$$\delta_\iota - \delta_\varepsilon = (\nu_\iota - \nu_\varepsilon)\cdot A \qquad \text{ἤτοι} \qquad \delta_\iota - \delta_\varepsilon = 0{,}02\cdot A \qquad (1)$$

Ἓν ἄλλο πρῖσμα Π ἀπὸ πυριτύαλον, τὸ ὁποῖον ἔχει τὴν αὐτὴν διαθλαστικὴν γωνίαν Α καὶ ἀντιστοίχους δείκτας διαθλάσεως ν_ε' καὶ ν_ι', σχηματίζει φάσμα, τοῦ ὁποίου τὸ εὖρος εἶναι :

$$\delta_\iota' - \delta_\varepsilon' = (\nu_\iota' - \nu_\varepsilon')\cdot A \qquad \text{ἤτοι} \qquad \delta_\iota' - \delta_\varepsilon' = 0{,}04\cdot A \qquad (2)$$

"Ωστε τὸ πρῖσμα Π σχηματίζει φάσμα ἔχον εὖρος διπλάσιον. 'Εὰν ἡ διαθλαστικὴ γωνία τοῦ πρίσματος Π εἶναι $A' = A/2$, τότε τὸ εὖρος τοῦ φάσματος, τὸ ὁποῖον σχηματίζει τὸ πρῖσμα Π, εἶναι :



Σχ. 144. 'Αχρωματικὸν σύστημα πρισμάτων.

$$\delta_\iota' - \delta_\varepsilon' = 0{,}04\cdot\frac{A}{2} = 0{,}02\cdot A$$

ἤτοι τὰ δύο πρίσματα Σ καὶ Π σχηματίζουν τότε φάσματα τοῦ αὐτοῦ εὔρους. 'Εὰν συνδυάσωμεν τὰ δύο πρίσματα Σ καὶ Π, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 144, τότε τὸ πρῖσμα Π ἀναιρεῖ τὸν διασκεδασμόν, τὸν ὁποῖον προκαλεῖ τὸ πρῖσμα Σ, καὶ αἱ ἀκτῖνες τῆς φωτεινῆς δέσμης ἐξέρχονται ἀπὸ τὸ πρῖσμα Π παράλληλοι. 'Η ἐξερχομένη δέσμη εἶναι δέσμη λευκοῦ φωτός. "Ωστε τὸ λευκὸν φῶς, διερχόμενον διὰ τοῦ συστήματος τῶν δύο πρισμάτων Σ καὶ Π, ὑφίσταται μόνον ἐκτροπήν, δὲν ὑφίσταται ὅμως ἀνάλυσιν. Τὸ σύστημα τοῦτο τῶν δύο πρισμάτων ἀποτελεῖ ἓν **ἀχρωματικὸν πρῖσμα.** 'Απὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι, διὰ νὰ ἀποτελέσουν δύο διαφορετικὰ πρίσματα ἀχρωματικὸν σύστημα, πρέπει νὰ ἰσχύῃ ἡ ἀκόλουθος σχέσις :

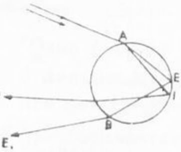
$$\boxed{\text{συνθήκη ἀχρωματισμοῦ δύο πρισμάτων:} \quad (\nu_\iota - \nu_\varepsilon)\cdot A = (\nu_\iota' - \nu_\varepsilon')\cdot A'}$$

ὅπου ν_ε καὶ ν_ι εἶναι οἱ δεῖκται διαθλάσεως τῶν ἐρυθρῶν καὶ τῶν ἰωδῶν ἀκτίνων διὰ τὸ πρῶτον πρῖσμα, ν_ι' καὶ ν_ε' εἶναι οἱ δεῖκται διαθλάσεως τῶν αὐτῶν ἀκτίνων διὰ τὸ δεύτερον πρῖσμα.

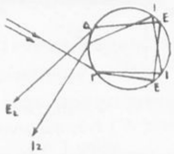
164. Πρῖσμα εὐθυσκοπίας.— Διὰ καταλλήλου συνδυασμοῦ διαφορετικῶν πρισμάτων (σχ. 145) προκύπτει σύστημα, διὰ τοῦ ὁποίου διερχόμενον τὸ λευκὸν φῶς ὑφίσταται μόνον ἀνάλυσιν, δὲν ὑφίσταται ὅμως ἐκτροπήν. Οὕτω αἱ ἐξερχόμεναι ἐκ τοῦ συστήματος ἀκτῖνες ἔχουν αἰσθητῶς τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης. Τὸ τοιοῦτον σύστημα πρισμάτων ἀποτελεῖ ἓν **πρῖσμα εὐθυσκοπίας.**

Σχ. 145. Πρῖσμα εὐθυσκοπίας.
(1 καὶ 2 πρίσματα ἀπὸ διαφορετικὴν ὕαλον.)

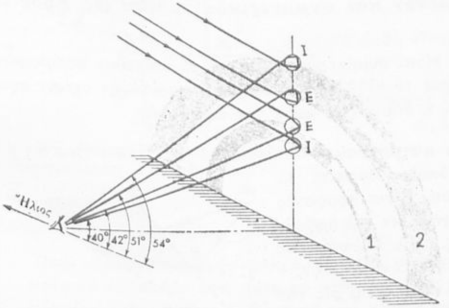
165. Οὐράνιον τόξον.— Τὸ οὐράνιον τόξον εἶναι μέγα φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτός. Τὸ φάσμα τοῦτο παρατηρεῖται, ὅταν ἔμπροσθεν τοῦ παρατηρητοῦ ὑπάρχῃ ἓν τεῖχος σταγόνων βροχῆς καὶ ὄπισθεν τοῦ παρατηρητοῦ ὑπάρχει ἀκάλυπτος ἀπὸ νέφη ὁ Ἥλιος. Ἂς θεωρήσωμεν μίαν σφαιρικὴν σταγόνα ὕδατος, εἰς τὸ ἄνω μέρος τῆς ὁποίας ποοσπίπτει μία ἀκτὶς ἡλιακοῦ φωτὸς (σχ. 146). Ἡ ἀκτὶς αὐτὴ διαθλᾶται καὶ εἰσέρχεται ἐντὸς τῆς σταγόνος. Κατ' αὐτὴν ὅμως τὴν διάθλασιν συμβαίνει καὶ ἀνάλυσις τοῦ λευκοῦ φωτός, αἱ δὲ ἰώδεις ἀκτῖνες ἐκτρέπονται περισσότερον ἀπὸ τὰς ἐρυθρὰς ἀκτῖνας. Αἱ ἀκτῖνες ἑκάστου χρώματος τοῦ φάσματος φθάνουν εἰς τὴν ἀπέναντι ἐπιφάνειαν τῆς σταγόνος, ὅπου μέρος μὲν τοῦ φωτὸς διαθλώμενον ἐξέρχεται εἰς τὸν ἀέρα (δὲν φαίνεται τοῦτο εἰς τὸ σχῆμα), μέρος δὲ τοῦ φωτὸς ὑφίσταται ἀνάκλασιν καὶ διαδιδόμενον πάλιν ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ φθάνει εἰς τὴν ἐμπροσθίαν ἐπιφάνειαν τῆς σταγόνος. Ἐκεῖ αἱ ἀκτῖνες ὑφίστανται νέαν διάθλασιν καὶ ἐξέρχονται εἰς τὸν ἀέρα. Ὅπως φαίνεται ἀπὸ τὸ σχῆμα, αἱ ἐρυθραὶ ἀκτῖνες E_1, αἱ ὁποῖαι εἰσέρχονται εἰς τὸν ὀφθαλμόν μας, φαίνονται προερχόμεναι ἀπὸ σημεῖα εὑρισκόμενα ὑψηλότερον παρὰ τὰ σημεῖα, ἀπὸ τὰ ὁποῖα φαίνονται προερχόμεναι αἱ ἰώδεις ἀκτῖνες I_1. Οὕτω εἰς τὸ πρωτεῦον οὐράνιον τόξον τὸ ἐρυθρὸν χρῶμα φαίνεται ἄνωθεν τοῦ ἰώδους (σχ. 148). Μερικαὶ ὅμως ἐκ τῶν παραλλήλων ἡλιακῶν ἀκτίνων προσπίπτουν εἰς τὸ κάτω μέρος τῶν σταγόνων (σχ. 147). Τότε τὸ ἡλιακὸν φῶς ὑφίσταται ἀρχικῶς διάθλασιν, καέὰ τὴν ὁποίαν συμβαίνει καὶ ἀνάλυσις, ἔπειτα ὑφίσταται δύο ἀνακλάσεις καὶ τέλος ὑφίσταται διάθλασιν, κατὰ τὴν ὁποίαν ἐξέρχεται εἰς τὸν ἀέρα. Ἕνεκα τῶν ἀνωτέρω φαινομένων ὁ παρατηρητὴς βλέπει τὸ δευτερεῦον οὐράνιον τόξον, εἰς τὸ ὁποῖον τὸ ἰῶδες χρῶμα I φαίνεται ἄνωθεν τοῦ ἐρυθροῦ E (σχ. 148).



Σχ. 146. Μία ἀνάκλασις ἐντὸς τῆς σταγόνος.



Σχ. 147. Δύο ἀνακλάσεις ἐντὸς τῆς σταγόνος.



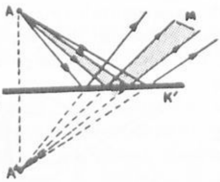
Σχ. 148. Σχηματισμὸς δύο συγκεντρικῶν οὐρανίων τόξων.

ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΕΙΔΩΛΩΝ

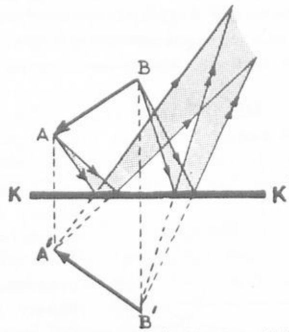
ΕΙΔΩΛΑ ΕΞ ΑΝΑΚΛΑΣΕΩΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

Εἴδωλα ἐπιπέδων κατόπτρων

166. Εἴδωλον ἐπιπέδου κατόπτρου.— Αἱ ἀκτῖνες αἱ ἐκπεμπόμεναι ἀπὸ ἓν φωτεινὸν σημεῖον Α (σχ. 149), μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των ἐπὶ τοῦ κατόπτρου, φαίνονται προερχόμεναι ἀπὸ ἓν σημεῖον Α′. Τὸ σημεῖον τοῦτο εἶναι ἡ κορυφὴ τῆς κωνικῆς δέσμης, ἡ ὁποία προκύπτει μετὰ τὴν ἀνάκλασιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης. Τὸ σημεῖον Α′ καλεῖται **εἴδωλον** τοῦ φωτεινοῦ σημείου Α. Ἐπειδὴ δὲ τὸ εἴδωλον τοῦτο σχηματίζεται ἀπὸ τὰς φανταστικὰς προεκτάσεις τῶν ἀνακλωμένων ἀκτίνων, καλεῖται **φανταστικὸν εἴδωλον.** Σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτὸς (§ 147), τὸ εἴδωλον Α′ εἶναι συμμετρικὸν τοῦ σημείου Α ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον. Ὁ σχηματισμὸς τοῦ εἰδώλου Α′Β′ ἑνὸς ἀντικειμένου ΑΒ φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 150. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι :



Σχ. 149. Φανταστικὸν εἴδωλον (Α′) ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου (Α).

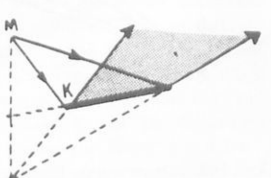


Σχ. 150. Φανταστικὸν εἴδωλον (Α′Β′) ἑνὸς ἀντικειμένου (ΑΒ).

Τὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον σχηματίζει εἴδωλον φανταστικόν, τὸ ὁποῖον εἶναι ὀρθόν, ἴσον πρὸς τὸ ἀντικείμενον καὶ συμμετρικὸν τούτου ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον.

Τὸ εἴδωλον καὶ τὸ ἀντικείμενον εἶναι συμμετρικὰ ὡς πρὸς τὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον, ἀλλὰ δὲν εἶναι ἐφαρμόσιμα· ἤτοι τὸ εἴδωλον εὑρίσκεται εἰς τοιαύτην σχέσιν πρὸς τὸ ἀντικείμενον, εἰς ὁποίαν εὑρίσκεται ἡ δεξιὰ χεὶρ πρὸς τὴν ἀριστεράν.

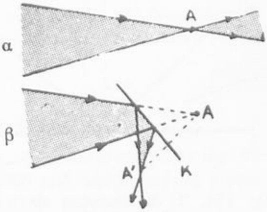
167. Ὀπτικὸν πεδίον ἐπιπέδου κατόπτρου.— Καλεῖται ὀπτικὸν πεδίον κατόπτρου τὸ τμῆμα τοῦ χώρου, τὸ ὁποῖον δύναται νὰ βλέπῃ ὁ ὀφθαλμὸς ἐντὸς τοῦ κατόπτρου. Εἶναι προφανὲς ὅτι τὸ ὀπτικὸν πεδίον ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θέσιν τοῦ ὀφθαλμοῦ Μ ἐν σχέσει πρὸς τὸ κάτοπτρον (σχ. 151). Ὁ ὀφθαλμὸς βλέπει τὰ εἴδωλα τὰ σχηματιζόμενα ἐντὸς ἑνὸς κώνου, ὁ ὁποῖος ἔχει κορυφὴν τὸ σημεῖον Μ′ καὶ στηρίζεται εἰς τὴν περιφέρειαν τοῦ κατόπτρου. Ἑπομένως τὰ ἀντίστοιχα ἀντικείμενα εὑρίσκονται ἐντὸς μιᾶς περιοχῆς, ἡ ὁποία εἶναι συμμετρικὴ τοῦ ἀνωτέρω κώνου ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον· ἡ περιοχὴ αὐτὴ ἀποτελεῖ τὸ ὀπτικὸν πεδίον τοῦ κατόπτρου (τὸ γραμμοσκιασμένον τμῆμα εἰς τὸ σχῆμα 151). Ὥστε :



Σχ. 151. Ὀπτικὸν πεδίον ἐπιπέδου κατόπτρου.

Τὸ ὀπτικὸν πεδίον ἐπιπέδου κατόπτρου προσδιορίζεται ἀπὸ τὸν κῶνον, ὁ ὁποῖος ἔχει κορυφὴν τὸ εἴδωλον τοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ στηρίζεται εἰς τὴν περιφέρειαν τοῦ κατόπτρου.

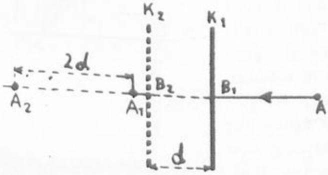
168. Πραγματικὸν εἴδωλον ἐπιπέδου κατόπτρου.— Ἂς θεωρήσωμεν μίαν κωνικὴν δέσμην ἀκτίνων σ υ γ κ λ ί ν ο υ σ α ν εἰς ἓν σημεῖον Α (σχ. 152α). Εἰς τὴν πορείαν τῆς δέσμης αὐτῆς καὶ πρὸ τοῦ σημείου Α θέτομεν ἐπίπεδον κάτοπτρον. Μετὰ τὴν ἀνάκλασιν ἡ δέσμη συγκεντρώνεται εἰς τὸ σημεῖον Α′ (σχ. 152β), τὸ ὁποῖον εἶναι συμμετρικὸν τοῦ σημείου Α ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον. Αἱ ἀκτῖνες διέρχονται πραγματικῶς διὰ τοῦ σημείου Α′. Τὸ εἴδωλον τοῦτο δυνάμεθα νὰ λάβωμεν ἐπὶ πετάσματος. Λέγομεν τότε ὅτι τὸ μὲν σημεῖον Α παίζει ρόλον φ α ν τ α σ τ ι κ ο ῦ ἀ ν τ ι κ ε ι μ έ ν ο υ ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον, τὸ δὲ σημεῖον Α′ εἶναι π ρ α γ μ α τ ι κ ὸ ν ε ἴ δ ω λ ο ν τοῦ φανταστικοῦ ἀντικειμένου. Παρατηροῦμεν ὅτι μετὰ τὴν ἀνάκλασιν ἡ δέσμη εἶναι σ υ γ κ λ ί ν ο υ σ α. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:



Σχ. 152. Σχηματισμὸς πραγματικοῦ εἰδώλου (Α′).

Ὅταν ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου κατόπτρου προσπίπτῃ συγκλίνουσα δέσμη, καὶ ἡ ἀνακλωμένη δέσμη εἶναι συγκλίνουσα· εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ μὲν ἀντικείμενον εἶναι φανταστικόν, τὸ δὲ εἴδωλον εἶναι πραγματικόν.

169. Ἀποτελέσματα κινήσεως τοῦ κατόπτρου.— α) *Παράλληλος μετατόπισις τοῦ κατόπτρου.*— Φωτεινὸν σημεῖον Α εὑρίσκεται ἔμπροσθεν τοῦ κατόπτρου K_1 (σχ. 153). Τὸ εἴδωλον A_1 εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς καθέτου AB_1 καὶ εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τὸ κάτοπτρον $A_1B_1 = AB_1$. Ἐὰν τὸ κάτοπτρον μετατοπισθῇ παραλλήλως πρὸς ἑαυτὸ κατὰ d καὶ ἔλθῃ εἰς τὴν θέσιν K_2, τότε τὸ εἴδωλον A_2 σχηματίζεται εἰς ἀπόστασιν: $A_2B_2 = AB_2$.



Σχ. 153. Ἡ μετατόπισις τοῦ εἰδώλου εἶναι διπλασία ἀπὸ τὴν μετατόπισιν τοῦ κατόπτρου.

Ἡ μετατόπισις τοῦ εἰδώλου εἶναι A_1A_2. Παρατηροῦμεν ὅτι εἶναι:

$$A_1A_2 = AA_2 - AA_1$$

Ἐπειδὴ εἶναι $AA_2 = 2 \cdot AB_2$ καὶ

$$AA_1 = 2 \cdot AB_1$$

εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι:

$$A_1A_2 = 2\,(AB_2 - AB_1) = 2 \cdot B_1B_2 \quad \text{ἤτοι}$$

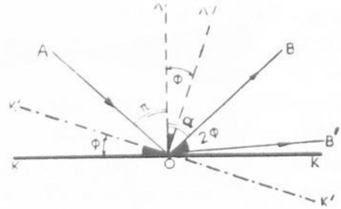
$$\boxed{A_1A_2 = 2d}$$

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν συνάγομεν ὅτι:

Ὅταν ἐπίπεδον κάτοπτρον ὑφίσταται μετατόπισιν (d) κατὰ διεύθυνσιν κάθετον πρὸς τὸ ἐπίπεδόν του, τότε τὸ εἴδωλον ἑνὸς σταθεροῦ ἀντικειμένου ὑφίσταται διπλασίαν μετατόπισιν (2d) κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν.

β) ***Περιστροφὴ τοῦ κατόπτρου.***—Ἂς θεωρήσωμεν ἐπίπεδον κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον στρέφεται κατὰ γωνίαν φ περὶ ἄξονα εὑρισκόμενον ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ κατόπτρου καὶ διερχόμενον διὰ τοῦ σημείου προσπτώσεως Ο μιᾶς φωτεινῆς ἀκτῖνος ΑΟ (σχ. 154), ἡ ὁποία διατηρεῖται σταθερά. Θὰ ἐξετάσωμεν δύο ἀποτελέσματα τῆς στροφῆς τοῦ κατόπτρου, θεωροῦντες ὅτι ὁ ἄξων περιστροφῆς τοῦ κατόπτρου εἶναι κ ά θ ε τ ο ς π ρ ὸ ς τ ὸ ἐ π ί π ε δ ο ν π ρ ο σ π τ ώ σ ε ω ς.

1) ***Μεταβολὴ τῆς διευθύνσεως τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος.***—"Οταν τὸ κάτοπτρον στραφῇ κατὰ γωνίαν φ, ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς στρέφεται κατὰ γωνίαν:



Σχ. 154. Ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς στρέφεται κατὰ διπλασίαν γωνίαν.

$$B\widehat{O}B' = A\widehat{O}B' - A\widehat{O}B$$

Ἐπειδὴ ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι ἴση μὲ τὴν γωνίαν ἀνακλάσεως, ἔχομεν:

$$A\widehat{O}B = 2 \cdot A\widehat{O}\Lambda = 2\pi$$

$$A\widehat{O}B' = 2 \cdot A\widehat{O}\Lambda' = 2(\pi + \varphi)$$

Οὕτω εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι:

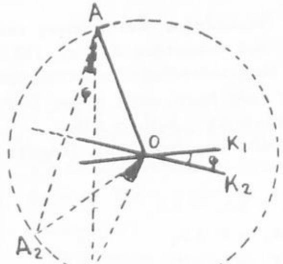
$$B\widehat{O}B' = 2(\pi + \varphi) - 2\pi \quad \text{ἤτοι} \quad \boxed{B\widehat{O}B' = 2\varphi}$$

"Οταν ἐπίπεδον κάτοπτρον στρέφεται κατὰ γωνίαν φ, περὶ ἄξονα κάθετον πρὸς τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως μιᾶς σταθερᾶς ἀκτῖνος, τότε ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς στρέφεται κατὰ διπλασίαν γωνίαν 2φ περὶ τὸν αὐτὸν ἄξονα καὶ κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν.

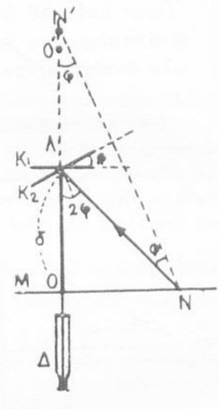
2) ***Μετατόπισις τοῦ εἰδώλου.***— Τὸ κάτοπτρον, ὅταν εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν K_1 (σχ. 155), σχηματίζει τὸ φανταστικὸν εἴδωλον A_1 τοῦ φωτεινοῦ σημείου A. Ἐπειδὴ δὲ τὰ σημεῖα A καὶ A_1 εἶναι συμμετρικὰ ὡς πρὸς τὸ κάτοπτρον, ἔχομεν: $OA = OA_1$. Ἐὰν τὸ κάτοπτρον στραφῇ κατὰ γωνίαν φ καὶ ἔλθῃ εἰς τὴν θέσιν K_2, τότε σχηματίζεται τὸ νέον εἴδωλον A_2· καὶ τότε πάλιν εἶναι:

$$OA = OA_1 = OA_2$$

Ἐπομένως τὰ τρία σημεῖα A, A_1 καὶ A_2 εὑρίσκονται ἐπὶ περιφερείας κύκλου, ὁ ὁποῖος ἔχει κέντρον O καὶ ἀκτῖνα OA. Ἡ στροφὴ τοῦ κατόπτρου κατὰ γωνίαν φ προεκάλεσε στροφὴν τοῦ εἰδώλου κατὰ γωνίαν A_1OA_2. Αἱ γωνίαι A_1AA_2 καὶ φ ἔχουν τὰς πλευρὰς των καθέτους· ἄρα αἱ δύο αὐταὶ γωνίαι εἶναι ἴσαι: $A_1AA_2 = \varphi$. Ἐξ ἄλλου ἡ γωνία A_1AA_2 εἶναι ἐγγεγραμμένη, βαίνουσα ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ τόξου ἐπὶ τοῦ ὁποίου βαίνει καὶ ἡ ἐπίκεντρος γωνία A_1OA_2. Ἄρα εἶναι:



Σχ. 155. Τὸ εἴδωλον τοῦ σημείου A μετακινεῖται ἐπὶ περιφερείας κύκλου.



Σχ. 156. Μέτρησις μικρῶν γωνιῶν.

$$\boxed{A_1\widehat{O}A_2 = 2\varphi}$$

"Οταν ἐπίπεδον κάτοπτρον στρέφεται κατὰ γωνίαν φ περὶ ἄξονα εὑρισκόμενον ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου του, τότε τὸ εἴδωλον ἑνὸς σταθεροῦ σημείου στρέφεται κατὰ διπλασίαν γωνίαν 2φ περὶ τὸν αὐτὸν ἄξονα καὶ κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν.

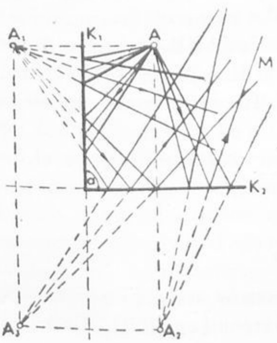
170. Μέτρησις γωνιῶν.— Αἱ ἰδιότητες τοῦ στρεφομένου κατόπτρου ἐφαρμόζονται εἰς τὴν μέτρησιν γωνιῶν (μέθοδος Poggendorf). Ἐπὶ τοῦ κινητοῦ συστήματος, π.χ. ἐπὶ τοῦ πλαισίου γαλβανομέτρου, στερεώνεται μικρὸν ἐπίπεδον κάτοπτρον K_1 (σχ. 156) καὶ εἰς ἀπόστασιν d ἔμπροσθεν αὐτοῦ τοποθετεῖται ὁριζόντιος κανὼν M. Ἀνωθεν τοῦ κανόνος ὑπάρχει διόπτρα Δ. Ὅταν τὸ κάτοπτρον εἶναι εἰς τὴν θέσιν K_1, ὁ παρατηρητὴς βλέπει διὰ τῆς διόπτρας ἐντὸς τοῦ κατόπτρου τὸ εἴδωλον Ο' τῆς διαιρέσεως μηδὲν τοῦ κανόνος. Ἐὰν τὸ κάτοπτρον στραφῇ κατὰ γωνίαν φ, τοῦτο ἔρχεται εἰς τὴν θέσιν K_2. Τότε ὁ παρατηρητὴς βλέπει διὰ τῆς διόπτρας τὸ εἴδωλον Ν' τῆς διαιρέσεως Ν τοῦ κανόνος. Ἡ γωνία, κατὰ τὴν ὁποίαν ἐστράφη ἡ ἀνακλωμένη ἀκτίς, εἶναι $ΟΛΝ = 2φ$. Ἡ γωνία αὐτὴ εἶναι :

$$εφ\,2φ = \frac{ON}{OΛ} = \frac{ON}{d}$$

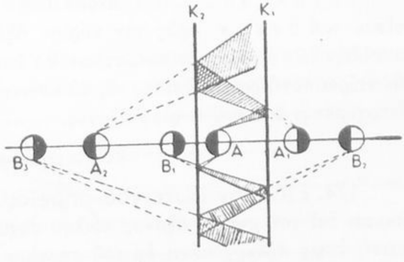
Οὕτω εὑρίσκομεν τὴν γωνίαν φ, κατὰ τὴν ὁποίαν ἐστράφη τὸ κάτοπτρον. Ἐὰν π.χ. εἶναι : $d = 1\,m$ καὶ $ON = 1\,mm$, τότε εἶναι : $εφ\,2φ = 1/1000\,rad$ καὶ ἑπομένως εἶναι :

$$φ = 1/2000\,rad \;(\text{περίπου } 100'')$$

171. Κάτοπτρα σχηματίζοντα γωνίαν.—Ἐὰν δύο ἐπίπεδα κάτοπτρα σχηματίζουν γωνίαν α, τότε ἡ ἐξ ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου προερχομένη δέσμη, πρὶν φθάσῃ εἰς τὸν ὀφθαλμὸν τοῦ παρατηρητοῦ, δύναται νὰ ὑποστῇ μίαν ἢ περισσοτέρας διαδοχικὰς ἀνακλάσεις ἐπὶ τῶν δύο κατόπτρων (σχ. 157). Οὕτω σχηματίζονται πολλαπλᾶ εἴδωλα καὶ μάλιστα τόσον περισσότερα,



Σχ. 157. Κάτοπτρα σχηματίζοντα γωνίαν 90°.



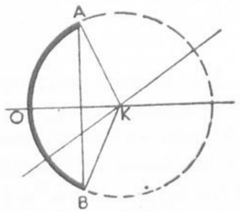
Σχ. 158. Παράλληλα κάτοπτρα.

ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ γωνία α. Εἰς τὸ σχῆμα 157 εἶναι $α = 90°$, ὁπότε σχηματίζονται 3 εἴδωλα· γενικῶς ὁ ἀριθμὸς ν τῶν εἰδώλων εἶναι : $ν = (360/α) - 1$. Τὰ εἴδωλα εὑρίσκονται ἐπὶ περιφερείας κύκλου, ἡ ὁποία ἔχει κέντρον τὴν τομὴν τῶν δύο κατόπτρων καὶ ἀκτῖνα τὴν ἀπόστασιν τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὴν τομήν. Αἱ θέσεις τῶν εἰδώλων εἶναι συμμετρικαὶ ὡς πρὸς τὰ κάτοπτρα.

172. Παράλληλα κάτοπτρα.—Ἐὰν δύο ἐπίπεδα κάτοπτρα εἶναι παράλληλα, τότε ἡ ἐξ ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου προερχομένη δέσμη δύναται νὰ ὑποστῇ διαδοχικὰς ἀνακλάσεις ἐπὶ τῶν δύο κατόπτρων (σχ. 158). Οὕτω σχηματίζονται δύο σειραὶ εἰδώλων ὄπισθεν ἑκάστου κατόπτρου καὶ βλέπομεν ἐναλλὰξ τὴν ἐμπροσθίαν καὶ τὴν ὀπισθίαν ὄψιν τοῦ ἀντικειμένου. Εἰς τὸ σχῆμα 158 δεικνύεται ὁ τρόπος τοῦ σχηματισμοῦ τῶν εἰδώλων μιᾶς σφαίρας Α, ἡ ὁποία κατὰ τὸ ἥμισυ εἶναι λευκὴ καὶ κατὰ τὸ ἥμισυ μαύρη.

Εἴδωλα σφαιρικῶν κατόπτρων

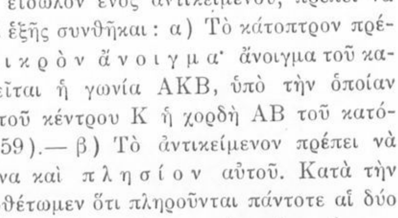
173. Ὁρισμοί.— Εἰς τὸ σ φ α ι ρ ι κ ὸ ν κ ά τ ο π τ ρ ο ν ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια εἶναι σφαιρική. Διακρίνομεν δύο εἴδη σφαιρικῶν κατόπτρων: τὰ κ ο ῖ λ α σφαιρικὰ κάτοπτρα, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια εἶναι κ ο ί λ η, καὶ τὰ κ υ ρ τ ὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια εἶναι κ υ ρ τ ή. Τὸ μέσον Ο τοῦ κατόπτρου (σχ. 159) καλεῖται κ ο ρ υ φ ὴ τοῦ κατόπτρου, τ δὲ κέντρον Κ τῆς σφαίρας, εἰς τὴν ὁποίαν ἀνήκει τὸ κάτοπτρον, καλεῖται κ έ ν τ ρ ο ν κ α μ π υ λ ό τ η τ ο ς τοῦ κατόπτρου. Ἡ εὐθεῖα, ἡ διερχομένη διὰ τῆ κορυφῆς καὶ τοῦ κέντρου καμπυλότητος, καλεῖται κ ύ ρ ι ο ς ἄ ξ ω ν τοῦ κατόπτρου. Κάθε ἄλλη εὐθεῖα διερχομένη διὰ τοῦ κέντρου καμπυλότητος καλεῖται δ ε υ τ ε ρ ε ύ ω ν ἄ ξ ω ν. Διὰ νὰ σχηματισθῇ εὐκρινὲς εἴδωλον ἑνὸς ἀντικειμένου, πρέπει νὰ πληροῦνται αἱ ἑξῆς συνθῆκαι: α) Τὸ κάτοπτρον πρέπει νὰ ἔχῃ μ ι κ ρ ὸ ν ἄ ν ο ι γ μ α· ἄνοιγμα τοῦ κατόπτρου καλεῖται ἡ γωνία ΑΚΒ, ὑπὸ τὴν ὁποίαν φαίνεται ἐκ τοῦ κέντρου Κ ἡ χορδὴ ΑΒ τοῦ κατόπτρου (σχ. 159).— β) Τὸ ἀντικείμενον πρέπει νὰ εἶναι κ ά θ ε τ ο ν πρὸς τὸν κύριον ἄξονα καὶ π λ η σ ί ο ν αὐτοῦ. Κατὰ τὴν σπουδὴν τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων θὰ ὑποθέτωμεν ὅτι πληροῦνται πάντοτε αἱ δύο ἀνωτέρω συνθῆκαι. Ἐπίσης εἰς τὰ κατωτέρω θὰ θεωροῦμεν τομὴν τοῦ κατόπτρου διερχομένην διὰ τοῦ κυρίου ἄξονος.



Σχ. 159. Σφαιρικὸν κάτοπτρον.

Κοῖλα σφαιρικὰ κάτοπτρα

174. Εἴδωλον φωτεινοῦ σημείου.—Ἓν φωτεινὸν σ η μ ε ῖ ο ν Α εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος κοίλου σφαιρικοῦ κατόπτρου (σχ. 160). Κάθε φωτεινὴ ἀκτὶς προερχομένη ἐκ τοῦ σημείου Α ἀνακλᾶται ἐπὶ τοῦ κατόπτρου, σχηματίζουσα ἴσας γωνίας ($\alpha = \alpha'$) μὲ τὴν κάθετον εἰς τὸ σημεῖον προσπτώσεως, δηλαδὴ μὲ τὴν ἀκτῖνα καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου. Οὕτω ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς τέμνει τὸν κύριον ἄξονα εἰς ἓν σημεῖον Α′. Εἰς τὸ τρίγωνον ΑΔΑ′ ἡ ΔΚ εἶναι διχοτόμος τῆς γωνίας Δ καὶ ἑπομένως ἔχομεν τὴν σχέσιν:



Σχ. 160. Πραγματικὸν εἴδωλον (Α′) ἐκ φωτεινοῦ σημείου (Α).

$$\mathrm{AK} : \mathrm{A'K} = \mathrm{A\Delta} : \mathrm{A'\Delta} \qquad (1)$$

Ἐπειδὴ τὸ ἄνοιγμα τοῦ κατόπτρου εἶναι πολὺ μικρόν, τὸ σημεῖον Δ εὑρίσκεται πλησίον τῆς κορυφῆς Ο. Δυνάμεθα λοιπὸν νὰ λάβωμεν κατὰ προσέγγισιν $\mathrm{A\Delta} = \mathrm{AO} = \pi$ καὶ $\mathrm{A'\Delta} = \mathrm{A'O} = \pi'$. Τότε ἡ σχέσις (1) γράφεται:

$$\frac{\mathrm{AK}}{\mathrm{A'K}} = \frac{\mathrm{AO}}{\mathrm{A'O}} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{\pi - R}{R - \pi'} = \frac{\pi}{\pi'}$$

Ἀπὸ τὴν τελευταίαν σχέσιν εὑρίσκομεν τὴν ἀκόλουθον ἐξίσωσιν:

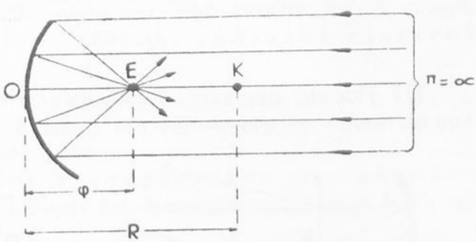
$$\pi\pi' - \pi' R = \pi R - \pi\pi' \qquad \text{ἤ} \qquad \pi' R + \pi R = 2\pi\pi'$$

Διαιροῦντες καὶ τὰ δύο μέλη τῆς ἀνωτέρω ἐξισώσεως διὰ $\pi\pi' R$ εὑρίσκομεν:

$$\frac{1}{\pi} + \frac{1}{\pi'} = \frac{2}{R} \qquad (2)$$

Ἡ εὑρεθεῖσα ἐξίσωσις δεικνύει ὅτι ἡ ἀπόστασις π′ τοῦ σημείου Α′ ἀπὸ τὴν κορυφὴν Ο ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν π τοῦ φωτεινοῦ σημείου ἀπὸ τὸ κάτοπτρον καὶ τὴν ἀκτῖνα καμπυλότητος R τοῦ κατόπτρου. Ἑπομένως ὅλαι αἱ ἐκ τοῦ σημείου Α ἐκπεμπόμεναι ἀκτῖνες, ἐφ᾽ ὅσον προσπίπτουν πλησίον τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου, διέρχονται μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των διὰ τοῦ σημείου Α′. Τὸ σημεῖον Α′ εἶναι τὸ πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ φωνεινοῦ σημείου Α. Ἐὰν τὸ φωτεινὸν σημεῖον τεθῇ εἰς τὴν θέσιν Α′, τότε, σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἀντιστρόφου πορείας τοῦ φωτός, τὸ εἴδωλόν του σχηματίζεται εἰς τὴν θέσιν Α· ὥστε τὰ σημεῖα Α καὶ Α′ εἶναι συζυγῆ σημεῖα. Εἶναι φανερὸν ὅτι, ἐὰν τὸ φωτεινὸν σημεῖον Α τεθῇ εἰς τὸ κέντρον καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου, τὸ εἴδωλον Α′ θὰ σχηματισθῇ εἰς τὴν ἰδίαν θέσιν· δηλαδὴ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ φωτεινὸν σημεῖον καὶ τὸ εἴδωλόν του συμπίπτουν.

175. Κυρία ἑστία.—Ἂς ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ φωτεινὸν σημεῖον Α, μετακινούμενον ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος, συνεχῶς ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὸ κάτοπτρον, ὥστε τελικῶς αἱ ἐκ τοῦ σημείου Α προερχόμεναι ἀκτῖνες νὰ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Τότε ὅλαι αἱ ἀνακλώμεναι ἀκτῖνες διέρχονται διὰ τοῦ σημείου Ε τοῦ κυρίου ἄξονος (σχ. 161). Τὸ σημεῖον Ε καλεῖται κυρία ἑστία τοῦ κατόπτρου. Ἡ ἀπόστασις τῆς κυρίας ἑστίας Ε ἀπὸ τὴν κορυφὴν Ο καλεῖται ἑστιακὴ ἀπόστασις (φ) τοῦ κατόπτρου.



Σχ. 161. Κυρία ἑστία (Ε) καὶ ἑστιακὴ ἀπόστασις (φ).

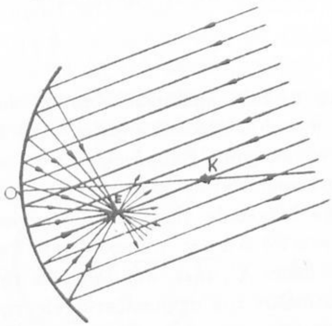
Ἐὰν εἰς τὴν ἐξίσωσιν $\frac{1}{\pi} + \frac{1}{\pi'} = \frac{2}{R}$ θέσωμεν $\pi = \infty$ καὶ $\pi' = \varphi$,

εὑρίσκομεν: $\frac{1}{\varphi} = \frac{2}{R}$. Ἄρα:

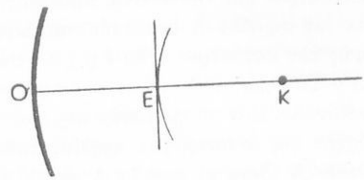
Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ κοίλου σφαιρικοῦ κατόπτρου ἰσοῦται μὲ τὸ ἥμισυ τῆς ἀκτῖνος καμπυλότητος αὐτοῦ.

ἑστιακὴ ἀπόστασις κατόπτρου: $\varphi = \frac{R}{2}$

176. Ἑστιακὸν ἐπίπεδον.—Ἐὰν θεωρήσωμεν μίαν δέσμην ἀκτίνων παραλλήλων πρὸς ἕνα δευτερεύοντα ἄξονα, τότε ὅλαι αἱ προσπίπτουσαι ἐπὶ τοῦ κατόπτρου ἀκτῖνες, μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των, διέρχονται δι᾽ ἑνὸς σημείου Ε′ τοῦ δευτερεύοντος ἄξονος· τὸ σημεῖον Ε′ εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν $\varphi = R/2$ ἀπὸ τὸ κάτοπτρον καὶ καλεῖται δ ε υ τ ε ρ ε ύ ο υ σ α ἑ σ τ ί α τοῦ κατόπτρου (σχ. 162). Ὅλαι αἱ δευτερεύουσαι ἑστίαι τοῦ κατόπτρου εὑρίσκονται ἐπὶ μιᾶς σφαιρικῆς ἐπιφανείας, ἡ ὁποία ἔχει κέντρον τὸ Κ καὶ ἀκτῖνα R/2. Ἐπειδὴ ὅμως τὸ κάτοπτρον εἶναι μικροῦ ἀνοίγματος, δυνάμεθα κατὰ προσέγγισιν νὰ θεωρήσωμεν ὅτι ὅλαι αἱ δευτερεύουσαι ἑστίαι εὑρίσκονται ἐπὶ ἑνὸς ἐπιπέδου, τὸ ὁποῖον εἶναι ἐφαπτόμενον τῆς σφαιρικῆς αὐτῆς ἐπιφανείας εἰς τὸ σημεῖον Ε καὶ κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα· τὸ ἐπίπεδον τοῦτο καλεῖται ἑ σ τ ι α κ ὸ ν ἐ π ί π ε δ ο ν (σχ. 163).

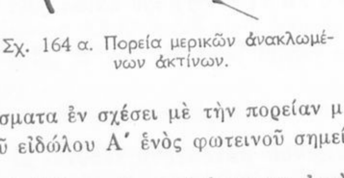


Σχ. 162. Δευτερεύουσα ἑστία τοῦ κοίλου κατόπτρου.

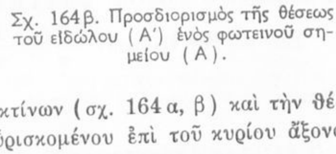


Σχ. 163. Ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ κατόπτρου.

177. Πορεία μερικῶν ἀνακλωμένων ἀκτίνων καὶ θέσις τοῦ εἰδώλου φωτεινοῦ σημείου.—Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα ἐν σχέσει μὲ τὴν πορείαν μερικῶν ἀκτίνων (σχ. 164 α, β) καὶ τὴν θέσιν τοῦ εἰδώλου Α′ ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου Α, εὑρισκομένου ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος:



Σχ. 164 α. Πορεία μερικῶν ἀνακλωμένων ἀκτίνων.



Σχ. 164 β. Προσδιορισμὸς τῆς θέσεως τοῦ εἰδώλου (Α′) ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου (Α).

I. Ὅταν ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς διέρχεται διὰ τοῦ κέντρου καμπυλότητος, ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς ἀκολουθεῖ ἀντιστρόφως τὴν ἰδίαν πορείαν.

II. Ὅταν ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς διέρχεται διὰ τῆς κυρίας ἑστίας.

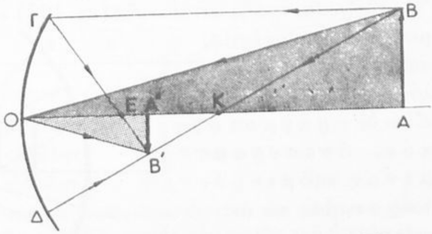
III. Ὅταν ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς διέρχεται διὰ τῆς κυρίας ἑστίας, ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα.

IV. Ὅταν μία ἀκτὶς προσπίπτη παραλλήλως πρὸς ἕνα δευτερεύοντα ἄξονα, ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς διέρχεται διὰ τῆς ἀντιστοίχου δευτερευούσης ἑστίας, ἡ ὁποία εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἑστιακοῦ ἐπιπέδου.

V. Ὅταν φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος, τὸ εἴδωλόν του σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος· αἱ ἀποστάσεις τοῦ φωτεινοῦ σημείου καὶ τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸ κάτοπτρον συνδέονται μὲ τὴν σχέσιν:

$$\boxed{\text{θέσις τοῦ εἰδώλου:}\quad \frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\varphi}\quad \text{ὅπου}\quad \varphi=\frac{R}{2}}$$

178. Εἴδωλον ἀντικειμένου.—Ἂς θεωρήσωμεν ὡς φωτεινὸν ἀντικείμενον μίαν εὐθεῖαν ΑΒ κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα (σχ. 165). Γνωρίζοντες τὴν πορείαν ὡρισμένων ἀνακλωμένων ἀκτίνων, δυνάμεθα νὰ κατασκευάσωμεν τὸ εἴδωλον Α′Β′, τὸ ὁποῖον εἶναι ἐπίσης κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Οὕτω αἱ ἐκ τοῦ ἄκρου Β τοῦ ἀντικειμένου προερχόμεναι ἀκτῖνες ΒΓ καὶ ΒΔ δίδουν τὰς ἀνακλωμένας ἀκτῖνας ΓΒ′ καὶ ΔΒ′, αἱ ὁποῖαι τέμνονται εἰς τὸ σημεῖον Β′. Τὸ σημεῖον τοῦτο εἶναι τὸ εἴδωλον τοῦ φωτεινοῦ σημείου Β. Τὰ εἴδωλα ὅλων τῶν ἄλλων σημείων τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ εὑρίσκονται ἐπὶ τῆς εὐθείας Α′Β′, ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Τὸ εἴδωλον Α′Β′ εἶναι ἀνεστραμμένον καὶ πραγματικόν· συνεπῶς δυνάμεθα νὰ τὸ λάβωμεν ἐπὶ διαφράγματος. Ἀπὸ τὰ ὅμοια τρίγωνα ΑΟΒ καὶ Α′ΟΒ′ εὑρίσκομεν:



Σχ. 165. Κατασκευὴ τοῦ εἰδώλου (Α′Β′) ἑνὸς φωτεινοῦ ἀντικειμένου (ΑΒ).

$$\frac{A'B'}{AB}=\frac{OA'}{OA}$$

Ὁ λόγος τοῦ μήκους (Ε) τοῦ εἰδώλου πρὸς τὸ μῆκος (Α τοῦ ἀντικειμένου καλεῖται γραμμικὴ μεγέθυνσις. Ἐὰν εἰς τὴν ἀνωτέρω σχέσιν θέσωμεν $OA'=\pi'$ καὶ $OA=\pi$, τότε τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\frac{A'B'}{AB}=\frac{\pi'}{\pi}\qquad \text{ἢ}\qquad \frac{E}{A}=\frac{\pi'}{\pi}\qquad (1)$$

Αἱ ἀποστάσεις $OA=\pi$ καὶ $OA'=\pi'$ τοῦ ἀντικειμένου καὶ τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸ κάτοπτρον δίδονται ἀπὸ τὴν γνωστὴν ἐξίσωσιν:

$$\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\varphi}\qquad (2)$$

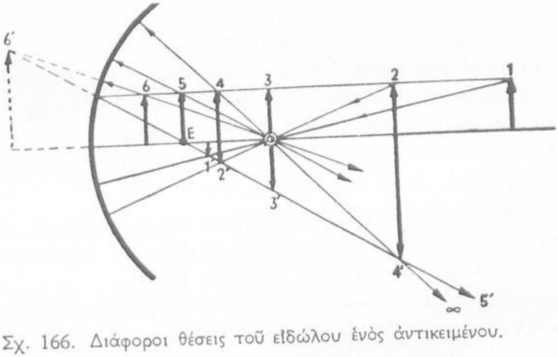
Οὕτω οἱ τύποι (1) καὶ (2) προσδιορίζουν τὸ μέγεθος και τὴν θέσιν τοῦ εἰδώλου Α'Β'.

179. Πραγματικὸν ἢ φανταστικὸν εἴδωλον ἀντικειμένου.—Ἂς ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ ἀντικείμενον ΑΒ πλησιάζει συνεχῶς πρὸς τὸ κάτοπτρον. Ἡ ἑκάστοτε ἀπόστασις π' τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸ κάτοπτρον προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν : $\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\phi}$. Ἐὰν λύσωμεν αὐτὴν ὡς πρὸς π', ἔχομεν :

$$\pi'=\frac{\pi\phi}{\pi-\phi} \qquad \text{ἢ} \qquad \pi'=\frac{\phi}{1-\frac{\phi}{\pi}} \tag{1}$$

1. Τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὸ ἄπειρον ($\pi=\infty$). Τότε εἶναι $\pi'=\phi$, δηλαδὴ τὸ εἴδωλον σχηματίζεται εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν, εἶναι πραγματικόν, ἀλλ' εἶναι σημεῖον.

2. Τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται πέραν τοῦ κέντρου καμπυλότητος ($\pi>2\phi$). Ἐκ τῆς γεωμετρικῆς κατασκευῆς (σχ. 166) εὑρίσκεται ὅτι τὸ εἴδωλον σχηματίζεται μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ τοῦ κέντρου καμπυλότητος ($\phi<\pi'<2\phi$), εἶναι δὲ πραγματικόν, ἀνεστραμμένον καὶ μικρότερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον.



Σχ. 166. Διάφοροι θέσεις τοῦ εἰδώλου ἑνὸς ἀντικειμένου.

3. Τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὸ κέντρον καμπυλότητος ($\pi=2\phi$). Τότε εἶναι $\pi'=2\phi$, δηλαδὴ καὶ τὸ εἴδωλον σχηματίζεται εἰς τὸ κέντρον καμπυλότητος, εἶναι δὲ πραγματικόν, ἀνεστραμμένον καὶ ἴσον μὲ τὸ ἀντικείμενον.

4. Τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ τοῦ κέντρου καμπυλότητος ($\phi<\pi<2\phi$). Τότε τὸ εἴδωλον σχηματίζεται πέραν τοῦ κέντρου καμπυλότητος ($\pi'>2\phi$), εἶναι δὲ πραγματικόν, ἀνεστραμμένον καὶ μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον.

5. Τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν ($\pi=\phi$). Τότε τὸ εἴδωλον σχηματίζεται εἰς τὸ ἄπειρον, δηλαδὴ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν δὲν ὑπάρχει εἴδωλον.

6. Τέλος τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ τοῦ κατόπτρου ($\pi<\phi$). Τότε εἶναι $\frac{\phi}{\pi}>1$ καὶ ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (1) συνάγεται ὅτι τὸ

π′ ἔχει ἀρνητικὴν τιμὴν ($\pi' < 0$). Ἐκ τῆς γεωμετρικῆς κατασκευῆς εὑρίσκεται ὅτι τὸ εἴδωλον σχηματίζεται ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου καὶ εἶναι φανταστικόν, ὀρθὸν καὶ μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον.

Τὰ ἀνωτέρω ἐπαληθεύονται καὶ πειραματικῶς.

180. Ἀνακεφαλαίωσις διὰ τὰ κοῖλα κάτοπτρα.—Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα γενικὰ συμπεράσματα διὰ τὰ **κοῖλα σφαιρικὰ κάτοπτρα:**

I. Ὅταν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται πέραν τῆς κυρίας ἑστίας, τότε καὶ τὸ εἴδωλον σχηματίζεται πέραν τῆς κυρίας ἑστίας, εἶναι δὲ πάντοτε πραγματικὸν καὶ ἀνεστραμμένον.

II. Ὅταν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ τοῦ κατόπτρου, τότε τὸ εἴδωλον σχηματίζεται ὄπισθεν αὐτοῦ, εἶναι δὲ πάντοτε φανταστικόν, ὀρθὸν καὶ μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον.

III. Γενικῶς ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζονται εἰς ὅλας τὰς περιπτώσεις ἀπὸ τοὺς ἑξῆς τύπους:

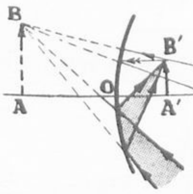
τύποι τῶν κοίλων κατόπτρων: $\frac{1}{\pi} + \frac{1}{\pi'} = \frac{1}{\varphi} \qquad \frac{E}{A} = \frac{\pi'}{\pi}$

ὑπὸ τὸν ὅρον νὰ δεχθῶμεν τὴν ἑξῆς σύμβασιν ὡς πρὸς τὰ σημεῖα:

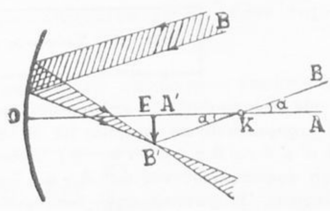
π	θετικόν :	ἀντικείμενον	πραγματικὸν
π′	θετικόν :	εἴδωλον	πραγματικὸν
π′	ἀρνητικόν :	εἴδωλον	φανταστικὸν

Ἡ ἀνωτέρω σύμβασις ὡς πρὸς τὰ σημεῖα φανερώνει, ὅτι διὰ τὴν μέτρησιν τῶν ἀποστάσεων π, π′ καὶ φ λαμβάνομεν ὡς θετικὴν φορὰν τὴν φορὰν τοῦ ἀνακλωμένου φωτὸς καὶ ὡς ἀρχὴν τὴν κορυφὴν τοῦ κατόπτρου.

181. Πραγματικὸν εἴδωλον φανταστικοῦ ἀντικειμένου.— Ἡ περίπτωσις σχηματισμοῦ φανταστικοῦ ἀντικειμένου ΑΒ φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 167. Ἡ προσπίπτουσα δέσμη,



Σχ. 167. Πραγματικὸν εἴδωλον (Α′Β′) ἑνὸς φανταστικοῦ ἀντικειμένου (ΑΒ).



Σχ. 168. Τὸ εἴδωλον τοῦ μακρὰν εὑρισκομένου ἀντικειμένου σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἑστιακοῦ ἐπιπέδου.

μετὰ τὴν ἀνάκλασίν της, σχηματίζει τὸ πραγματικὸν εἴδωλον Α′Β′, τὸ ὁποῖον εἶναι ὀρθὸν καὶ μικρότερον ἀπὸ τὸ φανταστικὸν ἀντικείμενον ΑΒ.

182. Εἴδωλον πολὺ μακρινοῦ ἀντικειμένου.— Ὅταν ἓν ἀντικείμενον ΑΒ εὑρίσκεται εἰς πολὺ μεγάλην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸ κάτοπτρον, δυνάμεθα νὰ θεωρήσωμεν ὅτι τὸ εἴδωλον Α′Β′ σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἑστιακοῦ ἐπιπέδου (σχ. 168). Ἐὰν α εἶναι ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ ἀντικειμένου, τότε ἀπὸ τὸ ὀρθογώνιον τρίγωνον Α'ΚΒ' εὑρίσκομεν:

$$A'B' = KA' \cdot \varepsilon\varphi\ \alpha \qquad \text{ἤτοι} \qquad \boxed{A'B' = \varphi \cdot \alpha}$$

διότι κατὰ προσέγγισιν ἐδέχθημεν ὅτι εἶναι: $KA' = KE = \varphi$

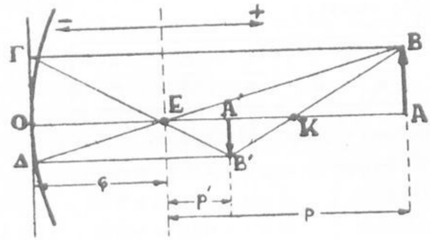
Π α ρ ά δ ε ι γ μ α.—Ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ Ἡλίου εἶναι $\alpha = 32'$. Ἄς ὑπολογίσωμεν τὴν διάμετρον τοῦ εἰδώλου τοῦ Ἡλίου, τὸ ὁποῖον δίδει κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον ἑστιακῆς ἀποστάσεως $\varphi = 1$ m. Ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ Ἡλίου εἰς ἀκτίνια εἶναι:

$$\alpha = \frac{32\pi}{180 \times 60} = 0{,}00931 \text{ rad}$$

Ἑπομένως ἡ διάμετρος τοῦ εἰδώλου τοῦ Ἡλίου εἶναι:

$$A'B' = \varphi \cdot \alpha = 100 \times 0{,}00931 = 0{,}931 \text{ cm} = 9{,}31 \text{ mm}$$

183. Τύποι τοῦ Νεύτωνος.—Ἄς καλέσωμεν p τὴν ἀπόστασιν τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὴν κυρίαν ἑστίαν τοῦ κατόπτρου καὶ p' τὴν ἀπόστασιν τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὴν κυρίαν ἑστίαν (σχ. 169). Τότε εἶναι: $\pi = \varphi + p$ καὶ $\pi' = \varphi + p'$. Ἑπομένως ὁ τύπος τῶν κατόπτρων γράφεται:



Σχ. 169. Διὰ τὴν εὕρεσιν τῶν τύπων τοῦ Νεύτωνος.

$$\frac{1}{\varphi + p} + \frac{1}{\varphi + p'} = \frac{1}{\varphi} \qquad \text{ἢ} \qquad p \cdot p' = \varphi^2$$

Ἐπειδὴ εἶναι $A'B' = O\Delta$, ἀπὸ τὰ ὅμοια τρίγωνα ΔΕΟ καὶ ΒΕΑ εὑρίσκομεν:

$$\frac{O\Delta}{AB} = \frac{EO}{EA} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{A'B'}{AB} = \frac{\varphi}{p}$$

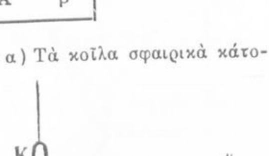
$$\text{ἤτοι:} \qquad \frac{E}{A} = \frac{\varphi}{p}$$

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

Ἐὰν ὡς ἀρχὴ τῶν ἀποστάσεων ληφθῇ ἡ κυρία ἑστία, τότε ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζονται ἀπὸ τοὺς ἑπομένους τύπους τοῦ Νεύτωνος:

$$\boxed{\text{τύποι τοῦ Νεύτωνος:} \quad p \cdot p' = \varphi^2 \quad \frac{E}{A} = \frac{\varphi}{p}}$$

184. Ἐφαρμογαὶ τῶν κοίλων σφαιρικῶν κατόπτρων. — α) Τὰ κοῖλα σφαιρικὰ κάτοπτρα χρησιμοποιοῦνται συνήθως διὰ νὰ λαμβάνωνται ε ἴ δ ω λ α μ ε γ ε θ υ σ μ έ ν α.— β) Ἐπίσης τὰ κοῖλα κάτοπτρα χρησιμοποιοῦνται ὡς **ἀ ν α κ λ α σ τ ῆ ρ ε ς** εἰς τὰς λυχνίας. Ἡ φωτεινὴ πηγὴ τοποθετεῖται εἰς τὸ κέντρον καμπυλότητος τοῦ κοίλου κατόπτρου· τότε καὶ τὸ εἴδωλον τῆς φωτεινῆς πηγῆς σχηματίζεται εἰς τὴν αὐτὴν θέσιν, οὕτω δὲ διπλασιάζεται πρακτικῶς ἡ φωτεινὴ ροὴ ἡ παρεχομένη ἀπὸ τὴν λυχνίαν.— γ) Τὰ κοῖλα σφαιρικὰ κάτοπτρα χρησιμοποιοῦνται ὡς π ρ ο β ο λ ε ῖ ς, διότι, ὅταν ἡ φωτεινὴ πηγὴ εὑρίσκεται εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν τοῦ κατόπτρου, ἡ ἀνακλωμένη φωτεινὴ δέσμη εἶναι κυλινδρική.— δ) Τέλος τὰ κοῖλα σφαιρικὰ κάτοπτρα χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν μέτρησιν πολὺ μικρῶν γωνιῶν (μ έ θ ο δ ο ς P o g g e n d o r f).

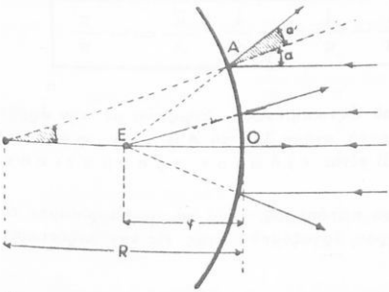


Σχ. 170. Μέτρησις μικρῶν γωνιῶν.

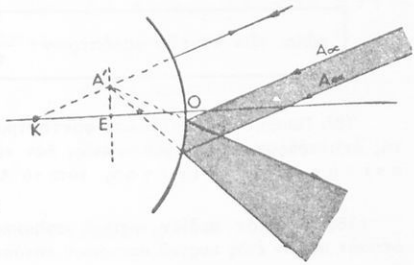
Τὸ κάτοπτρον Κ εἶναι στερεωμένον ἐπὶ τοῦ στρεπτοῦ συστήματος. Τὸ κάτοπτρον σχηματίζει ἐπὶ ἑνὸς βαθμολογημένου διαφανοῦς κανόνος τὸ πραγματικὸν εἴδωλον μιᾶς πολὺ λεπτῆς φωτεινῆς σχισμῆς Σ, ἡ ὁποία εὑρίσκεται εἰς τὸ κέντρον καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου (σχ. 170). Ὅταν τὸ κάτοπτρον στραφῇ κατὰ γωνίαν α, ὁ φωτεινὸς δείκτης μετακινεῖται ἐπὶ τοῦ κανόνος κατὰ $\Sigma'\Sigma'' = d$ · τότε ἔχομεν τὴν σχέσιν: $d = R \cdot 2\alpha$, ὅπου R εἶναι ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου.

Κυρτὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα

185. Κυρία ἑστία καὶ ἑστιακὸν ἐπίπεδον.—Ἐπὶ τοῦ κυρτοῦ σφαιρικοῦ κατόπτρου προσπίπτει δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων παραλλήλων πρὸς τὸν κύριον ἄξονα (σχ. 171). Τὸ ἄνοιγμα τοῦ κατόπτρου εἶναι μικρὸν καὶ ἑπομένως δυνάμεθα νὰ θεωρήσωμεν ὅτι κατὰ προσέγγισιν εἶναι ΕΟ = ΕΑ. Τὸ τρίγωνον ΚΕΑ



Σχ. 171. Ἡ φανταστικὴ κυρία ἑστία (Ε) τοῦ κυρτοῦ κατόπτρου.



Σχ. 172. Τὸ φανταστικὸν ἑστιακὸν ἐπίπεδον (Α'Ε) τοῦ κυρτοῦ κατόπτρου.

εἶναι ἰσοσκελές. Ἄρα εἶναι ΕΚ = ΕΑ ἢ κατὰ προσέγγισιν $EK = EO = R/2$. Ὅλαι λοιπὸν αἱ ἀνακλώμεναι ἀκτῖνες φαίνονται προερχόμεναι ἀπὸ τὴν φανταστικὴν κυρίαν ἑστίαν Ε, ἡ ὁποία εὑρίσκεται εἰς τὸ μέσον τῆς ἀκτῖνος καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου. Ὥστε:

Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ κυρτοῦ σφαιρικοῦ κατόπτρου ἰσοῦται μὲ τὸ ἥμισυ τῆς ἀκτῖνος καμπυλότητος αὐτοῦ.

$$\boxed{\text{ἑστιακὴ ἀπόστασις: } \phi = \frac{R}{2}}$$

Ὅπως εἰς τὸ κοῖλον κάτοπτρον, οὕτω καὶ εἰς τὸ κυρτὸν κάτοπτρον, ὅλαι αἱ φανταστικαὶ δευτερεύουσαι ἑστίαι θεωροῦνται εὑρισκόμεναι ἐπὶ τοῦ ἑστιακοῦ ἐπιπέδου, τὸ ὁποῖον εἶναι κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα εἰς τὸ σημεῖον Ε (σχ. 172). Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι:

Εἰς τὸ κυρτὸν σφαιρικὸν κάτοπτρον ἡ κυρία ἑστία καὶ τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον εἶναι φανταστικά.

186. Εἴδωλον ἀντικειμένου.—Ἄς θεωρήσωμεν φωτεινὴν εὐθεῖαν ΑΒ κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα τοῦ κατόπτρου (σχ. 173). Αἱ ἀκτῖνες, αἱ ὁποῖαι προσπίπτουν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου ἄξονος ἢ οἱουδήποτε δευτερεύοντος ἄξονος, μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των ἐπὶ τοῦ κατόπτρου, ἔχουν τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν. Ἐργαζόμενοι λοιπὸν ὅπως καὶ εἰς τὰ κοῖλα κάτοπτρα, κατασκευάζομεν τὸ εἴδωλον Α'Β'. Τὸ εἴδωλον τοῦτο σχηματίζεται ὄ π ι σ θ ε ν τοῦ κατόπτρου, εἶναι δὲ πάντοτε ὀ ρ θ ὸ ν καὶ μ ι κ ρ ό τ ε ρ ο ν ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον. Ὥστε:

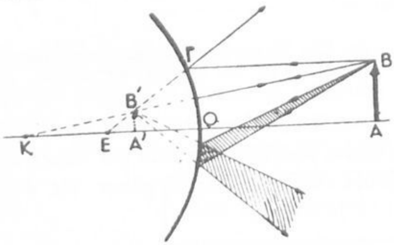
Ι. Εἰς τὰ κυρτὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα τὸ εἴδωλον εἶναι πάντοτε φανταστικόν, ὀρθὸν καὶ μικρότερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον, σχηματίζεται δὲ πάντοτε μεταξὺ τῆς κορυφῆς τοῦ κατόπτρου καὶ τῆς κυρίας ἑστίας του.

ΙΙ. Ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζονται ἀπὸ τοὺς τύπους:

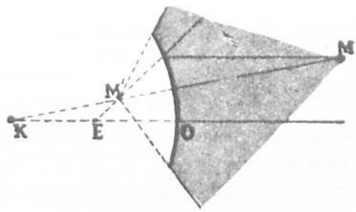
τύποι τῶν κυρτῶν κατόπτρων: $$\frac{1}{\pi}-\frac{1}{\pi'}=-\frac{1}{\phi} \qquad \frac{E}{A}=-\frac{\pi'}{\pi}$$

187. Πραγματικὸν εἴδωλον φανταστικοῦ ἀντικειμένου.— Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἀντιστρόφου πορείας τοῦ φωτός, ἐὰν εἰς τὸ σχῆμα 173 τὸ Α'Β' εἶναι φ α ν τ α σ τ ι κ ὸ ν ἀ ν τ ι κ ε ί μ ε ν ο ν, τότε τὸ ΑΒ εἶναι ε ἴ δ ω λ ο ν π ρ α γ μ α τ ι κ ό ν.

188. 'Οπτικὸν πεδίον κυρτοῦ σφαιρικοῦ κατόπτρου.— Διὰ νὰ προσδιορίσωμεν τὸ ὀπτικὸν πεδίον ἑνὸς κυρτοῦ σφαιρικοῦ κατόπτρου, ἐργαζόμεθα ὅπως εἰς τὴν περίπτωσιν



Σχ. 173. Φανταστικὸν εἴδωλον (Α'Β') ἑνὸς ἀντικειμένου (ΑΒ).



Σχ. 174. Διὰ τὴν ἐξήγησιν τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου κυρτοῦ κατόπτρου.

τοῦ ἐπιπέδου κατόπτρου (§ 168). Ἐὰν Μ εἶναι ὁ ὀφθαλμὸς τοῦ παρατηρητοῦ καὶ Μ' εἶναι τὸ εἴδωλον τοῦ ὀφθαλμοῦ (σχ. 174), τότε εὑρίσκομεν ὅτι:

Τὸ ὀπτικὸν πεδίον τοῦ κατόπτρου προσδιορίζεται ἀπὸ τὸν κῶνον, ὁ ὁποῖος ἔχει κορυφὴν τὸ εἴδωλον τοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ στηρίζεται εἰς τὴν περιφέρειαν τοῦ κατόπτρου.

Ἐπειδὴ τὸ εἴδωλον (Μ') τοῦ ὀφθαλμοῦ σχηματίζεται πλησίον τοῦ κατόπτρου (πάντοτε μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ τοῦ κατόπτρου), διὰ τοῦτο τὸ ὀπτικὸν πεδίον τοῦ κυρτοῦ κατόπτρου εἶναι πολὺ μεγάλο. Ἕνεκα τούτου τὰ κυρτὰ κάτοπτρα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὰ αὐτοκίνητα, διὰ νὰ βλέπῃ ὁ ὁδηγὸς τὸ ὄπισθεν τοῦ αὐτοκινήτου τμῆμα τῆς ὁδοῦ.

Γενικοὶ τύποι καὶ σφάλματα τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων

189. Γενικοὶ τύποι τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων.—Ἐὰν π καὶ π′ καλέσωμεν ἀντιστοίχως τὰς ἀποστάσεις τοῦ ἀντικειμένου καὶ τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸ σφαιρικὸν κάτοπτρον (κοῖλον ἢ κυρτόν), Ε καὶ Α καλέσωμεν ἀντιστοίχως τὰς γραμμικὰς διαστάσεις τοῦ εἰδώλου καὶ τοῦ ἀντικειμένου, τὸ ὁποῖον θεωροῦμεν κ ά θ ε τ ο ν πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, τότε εἰς ὅλας τὰς δυνατὰς περιπτώσεις ἰσχύουν οἱ ἀκόλουθοι **γενικοὶ τύποι τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων:**

γενικοὶ τύποι σφαιρικῶν κατόπτρων :	$\varphi = \dfrac{R}{2} \qquad \dfrac{1}{\pi} + \dfrac{1}{\pi'} = \dfrac{1}{\varphi} \qquad \dfrac{E}{A} = \dfrac{\pi'}{\pi}$

ὑπὸ τὸν ὅρον ὅτι θὰ θεωροῦμεν ὡς ἀ ρ ν η τ ι κ ο ὺ ς τοὺς ὅρους, οἱ ὁποῖοι ἀντιστοιχοῦν εἰς σημεῖα φ α ν τ α σ τ ι κ ά. Οὕτω διὰ π ρ α γ μ α τ ι κ ὸ ν ἀ ν τ ι κ ε ί μ ε ν ο ν ἔχομεν τὰς ἑξῆς περιπτώσεις:

κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον $(\varphi > 0)$
$$\left\{\begin{array}{ll} \dfrac{1}{\pi} + \dfrac{1}{\pi'} = \dfrac{1}{\varphi} & \text{εἴδωλον πραγματικὸν } (\pi > \varphi) \\[2ex] \dfrac{1}{\pi} - \dfrac{1}{\pi'} = \dfrac{1}{\varphi} & \text{εἴδωλον φανταστικὸν } (\pi < \varphi) \end{array}\right.$$

κυρτὸν σφαιρικὸν κάτοπτρον $(\varphi < 0)$
$$\left\{ \dfrac{1}{\pi} - \dfrac{1}{\pi'} = -\dfrac{1}{\varphi} \quad \text{εἴδωλον φανταστικὸν } (\pi' < 0) \right.$$

Π α ρ α δ ε ί γ μ α τ α.— 1) Κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος R = 60 cm. Καθέτως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα τοποθετεῖται εὐθεῖα ΑΒ μήκους 5 cm, εἰς ἀπόστασιν 40 cm ἀπὸ τὸ κάτοπτρον. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου.

Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ κατόπτρου εἶναι: $\varphi = \dfrac{R}{2} = 30$ cm. Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:

$$\frac{1}{\pi} + \frac{1}{\pi'} = \frac{1}{\varphi} \qquad \text{εὑρίσκομεν:} \qquad \pi' = \frac{\varphi \cdot \pi}{\pi - \varphi} = \frac{30 \cdot 40}{40 - 30} = 120 \text{ cm}$$

Τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου ΑΒ εὑρίσκεται ἀπὸ τὸν τύπον:

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{\pi'}{\pi} \qquad \text{ἄρα} \qquad A'B' = 5 \cdot \frac{120}{40} = 15 \text{ cm}$$

Τὸ εἴδωλον Α′Β′ σχηματίζεται πέραν τοῦ κέντρου καμπυλότητος, εἶναι πραγματικόν, ἀνεστραμμένον καὶ μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον ΑΒ.

2) Κυρτὸν σφαιρικὸν κάτοπτρον ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος R = 16 cm. Καθέτως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα τοποθετεῖται φωτεινὴ εὐθεῖα ΑΒ μήκους 10 cm, εἰς ἀπόστασιν 20 cm ἀπὸ τὸ κάτοπτρον. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου.

Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ εἰδώλου εἶναι $\varphi = -8$ cm. Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:

$$\frac{1}{\pi} - \frac{1}{\pi'} = -\frac{1}{\varphi} \qquad \text{εὑρίσκομεν:} \qquad \pi' = \frac{\varphi \cdot \pi}{\varphi + \pi} = \frac{8 \cdot 20}{8 + 20} = \frac{160}{18} = 5{,}7 \text{ cm}$$

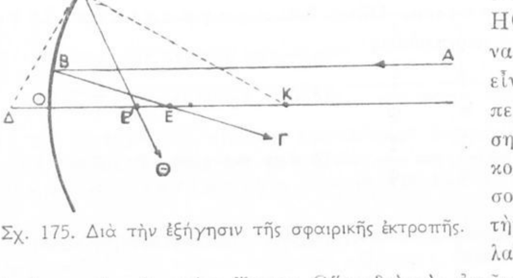
Τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου Α′Β′ εὑρίσκεται ἀπὸ τὸν τύπον:

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{\pi'}{\pi} \qquad \text{ἄρα,} \qquad A'B' = 10 \cdot \frac{5{,}7}{20} = 2{,}85 \text{ cm}$$

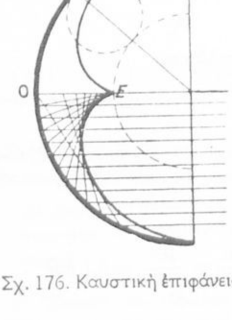
Τὸ εἴδωλον Α′Β′ εἶναι φανταστικόν, ὀρθὸν καὶ μικρότερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον ΑΒ.

190. Σφάλματα τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων.— Τὰ ἀνωτέρω εὑρεθέντα συμπεράσματα ἰσχύουν, ἐὰν πραγματοποιοῦνται οἱ ἑξῆς ὅροι : α) τὸ ἄνοιγμα τοῦ κατόπτρου νὰ εἶναι πολὺ μικρὸν καὶ β) αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες νὰ σχηματίζουν μικρὰν γωνίαν μὲ τὸν κύριον ἄξονα τοῦ κατόπτρου. Ὅταν εἷς ἐκ τῶν δύο τούτων ὅρων δὲν πραγματοποιεῖται, τότε αἱ ἐξ ἑνὸς σημείου τοῦ φωτεινοῦ ἀντικειμένου ἐκπεμπόμεναι ἀκτῖνες, μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των ἐπὶ τοῦ σφαιρικοῦ κατόπτρου, δὲν συγκεντρώνονται εἰς ἓν σημεῖον καὶ ἕνεκα τούτου τὸ σχηματιζόμενον εἴδωλον δὲν εἶναι καθαρόν.

α) ***Σφαιρικὴ ἐκτροπή.***— Εἰς ἓν κάτοπτρον μεγάλου ἀνοίγματος (σχ. 175) ἡ πλησίον τῆς περιφερείας τοῦ κατόπτρου προσπίπτουσα παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα ἀκτὶς ΖΗ δίδει τὴν ἀνακλωμένην ἀκτῖνα ΗΘ· αὕτη τέμνει τὸν κύριον ἄξονα εἰς τὸ σημεῖον Ε', τὸ ὁποῖον εἶναι τὸ μέσον τῆς ΚΔ. Ὅσον περισσότερον ἀπομακρύνεται τὸ σημεῖον προσπτώσεως Η ἀπὸ τὴν κορυφὴν Ο τοῦ κατόπτρου, τόσον περισσότερον πλησιάζει πρὸς τὴν κορυφὴν τὸ σημεῖον Ε', δηλαδὴ ἡ τομὴ τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος καὶ τοῦ κυρίου ἄξονος. Οὕτω διὰ τὰς ἀκτῖνας, αἱ ὁποῖαι προσπίπτουν μακρὰν τῆς κορυφῆς, ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις εἶναι γενικῶς μικροτέρα τοῦ ἡμίσεος τῆς ἀκτῖνος καμπυλότητος ($\phi < R/2$). Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων μεγάλου ἀνοίγματος καλεῖται σφαιρικὴ ἐκτροπή. Αἱ ἀνακλώμεναι ἀκτῖνες εἶναι ἐφαπτόμεναι μιᾶς καμπύλης ἐπιφανείας, ἡ ὁποία καλεῖται ἑστιακὴ ἐπιφάνεια ἢ καυστικὴ ἐπιφάνεια. Εἰς τὸ σχῆμα 176 σημειώνεται μία τομὴ τῆς καυστικῆς ἐπιφανείας. Ἡ κυρία ἑστία εἶναι ἡ κορυφὴ τῆς καυστικῆς ἐπιφανείας.



Σχ. 175. Διὰ τὴν ἐξήγησιν τῆς σφαιρικῆς ἐκτροπῆς.



Σχ. 176. Καυστικὴ ἐπιφάνεια.

β) ***Ἀστιγματικὴ ἐκτροπή.*** — Ἐπὶ ἑνὸς σφαιρικοῦ κατόπτρου, ἀδιαφόρως ἂν τοῦτο εἶναι μικροῦ ἢ μεγάλου ἀνοίγματος, προσπίπτει φωτεινὴ δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων σχηματίζουσα μεγάλην γωνίαν μὲ τὸν κύριον ἄξονα (σχ. 177). Αἱ ἀνακλώμεναι ἀκτῖνες δὲν σχηματίζουν κωνικὴν δέσμην, ἀλλὰ διέρχονται διὰ δύο μικρῶν εὐθειῶν, αἱ ὁποῖαι εἶναι κάθετοι μεταξύ των καὶ

Σχ. 177. Ἀστιγματικὴ ἐκτροπή.

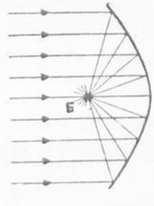
δὲν εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου· αἱ δύο αὐταὶ μικραὶ εὐθεῖαι καλοῦνται ἑστιακαὶ γραμμαί. Εἰς τὸ σχῆμα 177 ἡ μὲν ἑστιακὴ γραμμὴ ε εἶναι κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος, ἡ δὲ ἑστιακὴ γραμμὴ ε΄ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος. Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων καλεῖται ἀστιγματικὴ ἐκτροπή.

γ) Γενικῶς διὰ τὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα ἀποδεικνύονται τὰ ἑξῆς:

I. Αἱ ἐξ ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου προσπίπτουσαι ἐπὶ τοῦ σφαιρικοῦ κατόπτρου ἀκτῖνες, μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των εἶναι ἐφαπτόμεναι μιᾶς ὡρισμένης καμπύλης ἐπιφανείας, ἡ ὁποία καλεῖται καυστικὴ ἐπιφάνεια.

II. Δύο μικρὰ σχεδὸν εὐθύγραμμα τμήματα τῆς ἀνωτέρω καυστικῆς ἐπιφανείας, κάθετα μεταξύ των καὶ μὴ εὑρισκόμενα ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου, εἶναι πολὺ φωτεινότερα καὶ καλοῦνται ἑστιακαὶ γραμμαί.

191. Ἀπλανητικὰ κάτοπτρα.— Λέγομεν ὅτι ἓν κάτοπτρον εἶναι **ἀπλανητικόν**, ὅταν ὅλαι αἱ ἐξ ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου προερχόμεναι ἀκτῖνες συγκεντρώνωνται μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των εἰς ἓν σημεῖον. Τὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον εἶναι ἀπλανητικόν, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι ἡ θέσις τοῦ φωτεινοῦ σημείου, ἀλλὰ τὰ εἴδωλα ἑνὸς πραγματικοῦ φωτεινοῦ σημείου εἶναι πάντοτε φανταστικά. Τὸ σφαιρικὸν κάτοπτρον εἶναι ἀπλανητικόν, μόνον ὅταν τὸ φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται εἰς τὸ κέντρον καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου· τότε ὅλαι αἱ ἀνακλώμεναι ἀκτῖνες συγκεντρώνονται εἰς τὸ κέντρον καμπυλότητος. Διὰ κάθε ἄλλην θέσιν τοῦ φωτεινοῦ σημείου τὸ σφαιρικὸν κάτοπτρον δὲν εἶναι ἀπλανητικὸν καὶ ἑπομένως τὰ σχηματιζόμενα εἴδωλα δὲν εἶναι εὐκρινῆ. Τὸ παραβολικὸν κάτοπτρον εἶναι ἀπλανητικόν, ὅταν τὸ φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται εἰς τὸ ἄπειρον· τότε ὅλαι αἱ ἀνακλώμεναι ἀκτῖνες συγκεντρώνονται εἰς τὴν ἑστίαν τῆς παραβολῆς (σχ. 178). Τοῦτο συμβαίνει, διότι εἰς τὴν παραβολὴν αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες σχηματίζουν μὲ τὴν ἐφαπτομένην εἰς τὸ σημεῖον προσπτώσεως (ἤτοι καὶ μὲ τὴν κάθετον) γωνίας ἴσας. Ὥστε τὰ παραβολικὰ κάτοπτρα δίδουν εὐκρινῆ εἴδωλα τῶν πολὺ μακρὰν εὑρισκομένων ἀντικειμένων καὶ διὰ τὸν λόγον τοῦτον χρησιμοποιοῦνται εἰς τὰ τηλεσκόπια.



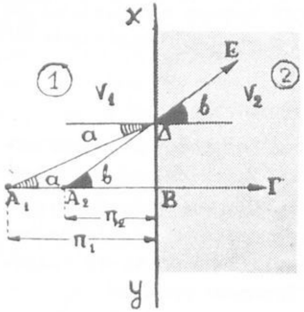
Σχ. 178. Παραβολικὸν κάτοπτρον.

ΕΙΔΩΛΑ ΕΚ ΔΙΑΘΛΑΣΕΩΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

Ἐπίπεδον δίοπτρον

192. Ὁρισμός.— Καλεῖται **ἐπίπεδον δίοπτρον** σύστημα δύο διαφανῶν ὁμογενῶν καὶ ἰσοτρόπων μέσων, τὰ ὁποῖα χωρίζονται δι᾽ ἐπιπέδου ἐπιφανείας. Οὕτω τὸ ἠρεμοῦν ὕδωρ καὶ ὁ ἄνωθεν αὐτοῦ ἀὴρ ἀποτελοῦν ἓν ἐπίπεδον δίοπτρον.

193. Σχηματισμὸς εἰδώλου ὑπὸ ἐπιπέδου διόπτρου.—Ἄς θεωρήσωμεν δύο διαφανῆ μέσα 1 καὶ 2, τὰ ὁποῖα χωρίζονται δι᾽ ἐπιπέδου ἐπιφανείας xy καὶ ἔχουν ἀντιστοίχως ἀπολύτους δείκτας διαθλάσεως ν_1 καὶ ν_2 (σχ. 179). Ἓν πραγματικὸν φωτεινὸν σημεῖον A_1 εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ μέσου 1. Θεωροῦμεν ἀκτῖνας, αἱ ὁποῖαι προσπίπτουν ὑπὸ μικρὰς γωνίας, ὥστε νὰ δυνάμεθα νὰ λάβωμεν ἀντὶ τῶν ἐφαπτομένων τὰ ἡμίτονα τῶν γωνιῶν. Αἱ διαθλώμεναι ἀκτῖνες σχηματίζουν ἐντὸς τοῦ μέσου 1 τὸ φανταστικὸν εἴδωλον A_2, δι' ἕνα παρατηρητὴν εὑρισκόμενον ἐντὸς τοῦ μέσου 2. Ἐὰν τὸ φῶς διαδίδεται κατ' ἀντίθετον φοράν, τότε τὸ σημεῖον A_2 εἶναι φανταστικὸν ἀντικείμενον καὶ τὸ σημεῖον A_1 εἶναι πραγματικὸν εἴδωλον. Ἀπὸ τὰ ὀρθογώνια τρίγωνα $A_1B\Delta$ καὶ $A_2B\Delta$ εὑρίσκομεν τὰς σχέσεις:



Σχ. 179: Ἐπίπεδον δίοπτρον. (1 καὶ 2 διαφορετικὰ διαφανῆ μέσα.)

$$B\Delta = A_1B \cdot \varepsilon\varphi\,\alpha \quad \text{καὶ} \quad B\Delta = A_2B \cdot \varepsilon\varphi\,\beta$$

Οὕτω λαμβάνομεν τὴν ἐξίσωσιν:

$$A_1B \cdot \varepsilon\varphi\,\alpha = A_2B \cdot \varepsilon\varphi\,\beta \quad \text{ἢ} \quad \frac{A_2B}{A_1B} = \frac{\varepsilon\varphi\,\alpha}{\varepsilon\varphi\,\beta} \quad \text{ἢ}$$

$$\frac{A_2B}{A_1B} = \frac{\eta\mu\,\alpha}{\eta\mu\,\beta}$$

Ἂν υ_1 καὶ υ_2 εἶναι αἱ ἀντίστοιχοι ταχύτητες διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὰ δύο μέσα, τότε σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως εἶναι:

$$\frac{\eta\mu\,\alpha}{\eta\mu\,\beta} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} \qquad \text{ἄρα} \qquad \frac{A_2B}{A_1B} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} \tag{1}$$

Ἐὰν δὲ c εἶναι ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν, τότε ἀπὸ τὰς γνωστὰς (§ 149) σχέσεις:

$$\nu_1 = \frac{c}{\upsilon_1} \quad \text{καὶ} \quad \nu_2 = \frac{c}{\upsilon_2} \quad \text{εὑρίσκομεν} \quad \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{\nu_2}{\nu_1} \tag{2}$$

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

$$\frac{A_2B}{A_1B} = \frac{\nu_2}{\nu_1} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{\pi_2}{\pi_1} = \frac{\nu_2}{\nu_1} \tag{3}$$

Ἂς θεωρήσωμεν ὡς ἀντικείμενον μίαν εὐθεῖαν A_1Z_1 παράλληλον πρὸς τὴν ἐπίπεδον διαχωριστικὴν ἐπιφάνειαν xy. Τὸ εἴδωλον ἑκάστου σημείου εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς καθέτου, ἡ ὁποία φέρεται ἐκ τοῦ σημείου τούτου πρὸς τὴν διαχωριστικὴν ἐπιφάνειαν. Διὰ τοῦτο εἶναι $A_1Z_1 = A_2Z_2$. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα διὰ τὸ εἴδωλον ἐπιπέδου διόπτρου:

I. Τὸ ἐπίπεδον δίοπτρον σχηματίζει φανταστικὸν εἴδωλον ἑνὸς πραγματικοῦ ἀντικειμένου.

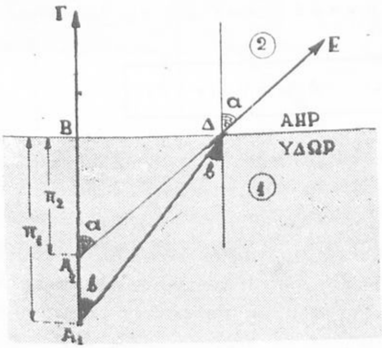
II. Τὸ εἴδωλον εἶναι ἴσον πρὸς τὸ ἀντικείμενον.

III. Αἱ ἀποστάσεις τοῦ ἀντικειμένου (π_1) καὶ τοῦ εἰδώλου (π_2) ἀπὸ τὴν διαχωριστικὴν ἐπιφάνειαν τῶν δύο διαφανῶν μέσων συνδέονται διὰ τῆς σχέσεως:

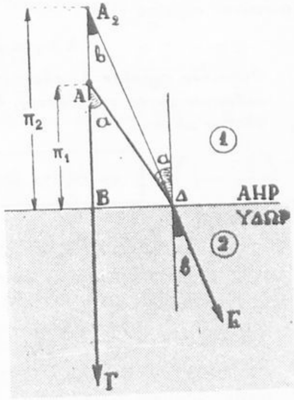
$$\boxed{\text{τύπος ἐπιπέδου διόπτρου:} \quad \frac{\pi_1}{\nu_1} = \frac{\pi_2}{\nu_2}}$$

Ὁ τύπος οὗτος ἰσχύει ὑπὸ τὸν ὅρον ὅτι ν_1 εἶναι ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὑρίσκεται τὸ ἀντικείμενον, καὶ ν_2 ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου, εἰς τὸ ὁποῖον εἰσέρχεται τὸ φῶς.

194. Ἐφαρμογὴ εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ συστήματος ὕδωρ - ἀήρ.— Γνωρίζομεν ὅτι ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως τοῦ ἀέρος εἶναι κατὰ προσέγγισιν ἴσος μὲ τὴν μονάδα (§151). Τότε ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως τοῦ ὕδατος εἶναι ἴσος μὲ τὸν σχετικὸν δείκτην διαθλάσεως τοῦ ὕδατος ὡς πρὸς τὸν ἀέρα. Ἐπειδὴ ὁ εὑρεθεὶς τύπος τοῦ ἐπιπέδου διόπτρου ἰσχύει διὰ μι-



Σχ. 180. Εἴδωλον (A_2) ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου (A_1) εὑρισκομένου ἐντὸς τοῦ ὕδατος.



Σχ. 181. Εἴδωλον (A_2) ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου (A_1) εὑρισκομένου ἐντὸς τοῦ ἀέρος.

κρᾶς γωνίας προσπτώσεως, θὰ θεωρήσωμεν τὴν περίπτωσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν ὁ παρατηρητὴς παρατηρεῖ σχεδὸν κ α θ έ τ ω ς πρὸς τὴν διαχωριστικὴν ἐπιφάνειαν.

α) ***Τὸ πραγματικὸν φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ὕδατος, ὁ δὲ παρατηρητὴς εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἀέρος.***— Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὁ παρατηρητὴς βλέπει τὸ φανταστικὸν εἴδωλον A_2 (σχ. 180). Ἂν ν εἶναι ὁ σχετικὸς δείκτης διαθλάσεως τοῦ ὕδατος ὡς πρὸς τὸν ἀέρα, τότε, θέτοντες εἰς τὸν τύπον τοῦ ἐπιπέδου διόπτρου $\nu_2 = 1$ καὶ $\nu_1 = \nu$, εὑρίσκομεν:

$$\frac{\pi_1}{\nu} = \frac{\pi_2}{1} \qquad \text{ἢ} \qquad \pi_2 = \frac{\pi_1}{\nu}$$

Ἡ εὑρεθεῖσα σχέσις δίδει τὴν ἀ π ό σ τ α σ ι ν π_2 τ ο ῦ ε ἰ δ ώ λ ο υ ἀπὸ τὴν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ὕδατος. Ἡ φ α ι ν ο μ έ ν η ἀ ν ύ ψ ω σ ι ς A_1A_2 τοῦ φωτεινοῦ σημείου εἶναι:

$$A_1A_2 = \pi_1 - \pi_2 = \pi_1 - \frac{\pi_1}{\nu} = \pi_1 \cdot \left(1 - \frac{1}{\nu}\right)$$

Φωτεινὸν σημεῖον A_1 εὑρισκόμενον ἐντὸς τοῦ ὕδατος φαίνεται, εἰς παρατηρητὴν εὑρισκόμενον ἐντὸς τοῦ ἀέρος, ὅτι π λ η σ ι ά ζ ε ι πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὕδατος κατά:

$$\boxed{\text{φαινομένη ἀνύψωσις:} \qquad A_1A_2 = \pi_1 \cdot \frac{\nu - 1}{\nu}}$$

β) ***Τὸ πραγματικὸν φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἀέρος, ὁ δὲ παρατηρητὴς εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ὕδατος.***— Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὁ παρατηρητὴς βλέπει τὸ φανταστικὸν εἴδωλον A_2 (σχ. 181). Τότε εἰς τὸν τύπον τοῦ ἐπιπέδου διόπτρου πρέπει νὰ θέσωμεν $\nu_1 = 1$ καὶ $\nu_2 = \nu$, ὁπότε ἔχομεν:

$$\frac{\pi_1}{1} = \frac{\pi_2}{\nu} \qquad \text{ἢ} \qquad \pi_2 = \pi_1 \cdot \nu$$

Ἡ εὑρεθεῖσα σχέσις δίδει τὴν ἀπόστασιν π_2 τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὴν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ὕδατος. Ἡ φαινομένη ἀπομάκρυνσις A_1A_2 τοῦ φωτεινοῦ σημείου εἶναι:

$$A_1A_2 = \pi_2 - \pi_1 = \pi_1\nu - \pi_1 = \pi_1 \cdot (\nu - 1)$$

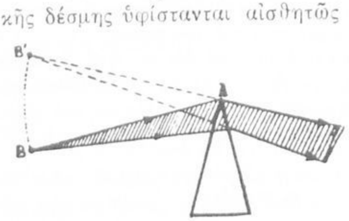
Φωτεινὸν σημεῖον** A_1 **εὑρισκόμενον ἐντὸς τοῦ ἀέρος φαίνεται, εἰς παρατηρητὴν εὑρισκόμενον ἐντὸς τοῦ ὕδατος, ὅτι ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὕδατος κατά:

φαινομένη ἀπομάκρυνσις: $A_1A_2 = \pi_1 \cdot (\nu - 1)$

195. Σχηματισμὸς εἰδώλου ὑπὸ πρίσματος.— Ἐὰν διὰ μέσου ἑνὸς πρίσματος παρατηρήσωμεν ἓν ἀντικείμενον, δὲν θὰ ἴδωμεν εὐκρινὲς εἴδωλον. Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι:

Τὰ πρίσματα σχηματίζουν εὐκρινῆ εἴδωλα, ὅταν τὸ ἀντικείμενον ἐκπέμπῃ μονόχρουν φῶς, ἕκαστον δὲ σημεῖον τοῦ ἀντικειμένου ἐκπέμπῃ λεπτὴν δέσμην φωτεινῶν ἀκτίνων, ἡ ὁποία νὰ προσπίπτῃ πλησίον τῆς ἀκμῆς· ἐπὶ πλέον ἡ λεπτὴ δέσμη πρέπει νὰ εὑρίσκεται εἰς τὴν κυρίαν τομὴν καὶ τὸ πρῖσμα νὰ εἶναι εἰς τὴν θέσιν τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς.

Ὅταν πληροῦνται οἱ ἀνωτέρω ὅροι, τότε ὅλαι αἱ ἀκτῖνες τῆς λεπτῆς κωνικῆς δέσμης ὑφίστανται αἰσθητῶς τὴν αὐτὴν ἐκτροπὴν καὶ ἡ ἐξερχομένη δέσμη σχηματίζει φανταστικὸν εἴδωλον, εὑρισκόμενον εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τὴν κορυφὴν ἴσην μὲ τὴν ἀπόστασιν τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὴν κορυφὴν (σχ. 182). Ἐὰν τὸ πρῖσμα δὲν εἶναι εἰς τὴν θέσιν τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς, τότε αἱ ἐξερχόμεναι ἐκ τοῦ πρίσματος ἀκτῖνες δὲν σχηματίζουν κωνικὴν δέσμην, ἀλλὰ διέρχονται διὰ δύο μικρῶν ἑστιακῶν γραμμῶν, ἤτοι ὑπάρχει ἀστιγματισμός. Εἰς τὴν θέσιν τῆς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς αἱ δύο ἑστιακαὶ γραμμαὶ συμπίπτουν καὶ ἀστιγματισμὸς δὲν ὑφίσταται.



Σχ. 182. Τὸ φανταστικὸν εἴδωλον (B΄) τοῦ φωτεινοῦ σημείου B.

196. Σχηματισμὸς εἰδώλου ὑπὸ πλακός.— Θὰ ἐξετάσωμεν τὴν περίπτωσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν παρατηροῦμεν σχεδὸν καθέτως πρὸς τὴν μίαν ἕδραν τῆς πλακός. Αἱ ἀκτῖνες, αἱ προερχόμεναι ἀπὸ ἓν σημεῖον Α (σχ. 183), μετὰ τὴν διέλευσίν των διὰ μέσου τῆς πλακός, φαίνονται προερχόμεναι ἀπὸ τὸ σημεῖον Α΄, τὸ ὁποῖον εἶναι φανταστικὸν εἴδωλον τοῦ σημείου Α. Θὰ ὑπολογίσωμεν τὴν φαινομένην μετατόπισιν ΑΑ΄. Ἐπειδὴ ἡ ΓΔ εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν ΑΒ, ἕπεται ὅτι εἶναι ΑΑ′ = ΒΒ′. Ἔστω ν ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς πλακὸς ὡς πρὸς τὸν ἀέρα. Ἐὰν θεωρήσωμεν τὸ Β ὡς φωτεινὸν σημεῖον τῆς πλακός, τότε τὸ σημεῖον Β′ εἶναι τὸ εἴδωλον, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ δεύτερον δίοπτρον. Γνωρίζομεν δὲ (§ 194) ὅτι τότε εἶναι:

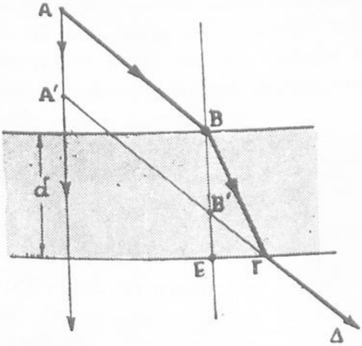
$$\frac{EB}{\nu_1}=\frac{EB'}{\nu_2} \quad \text{ἢ} \quad \frac{EB}{\nu}=\frac{EB'}{1}$$

Ἐπειδὴ εἶναι: $BB' = EB - EB'$,

ἔχομεν:

$$BB' = EB - \frac{EB}{\nu} = EB\left(1-\frac{1}{\nu}\right)$$

$$\text{ἢ} \quad AA' = d\cdot\left(1-\frac{1}{\nu}\right)$$



Σχ. 183. Τὸ φανταστικὸν εἴδωλον (Α′) τοῦ φωτεινοῦ σημείου Α.

Μία πλὰξ μὲ παραλλήλους ἕδρας προκαλεῖ μετατόπισιν ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου κατὰ τὴν φορὰν τῆς πορείας τοῦ φωτὸς ἴσην μέ:

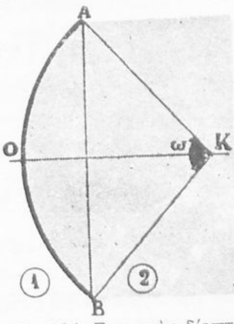
$$\boxed{\text{φαινομένη μετατόπισις:} \quad AA' = d\cdot\left(\frac{\nu-1}{\nu}\right)}$$

Ἡ φαινομένη μετατόπισις ΑΑ′ εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν τοῦ σημείου Α ἀπὸ τὴν πλάκα. Οἱ ὑαλοπίνακες τῶν παραθύρων ἔχουν $\nu = 1{,}5$ καὶ πάχος περίπου $d = 3$ mm. Ἑπομένως εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ φαινομένη μετατόπισις εἶναι:

$$AA' = 3\cdot\frac{0{,}5}{1{,}5} = 1 \text{ mm}$$

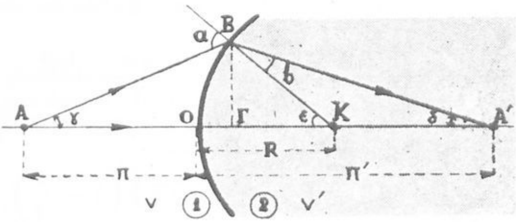
Σφαιρικὸν δίοπτρον

197. Ὁρισμοί.— Καλεῖται **σφαιρικὸν δίοπτρον** σύστημα δύο διαφανῶν καὶ ἰσοτρόπων μέσων, τὰ ὁποῖα χωρίζονται διὰ μιᾶς σφαιρικῆς ἐπιφανείας. Τὸ κέντρον καμπυλότητος Κ καὶ ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος R τῆς σφαιρικῆς αὐτῆς ἐπιφανείας καλοῦνται ἀντιστοίχως κέντρον καὶ ἀκτὶς καμπυλότητος τοῦ διόπτρου. Τὸ μέσον Ο τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας καλεῖται κορυφὴ τοῦ διόπτρου. Ἡ εὐθεῖα, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ κέντρου καμπυλότητος Κ καὶ τῆς κορυφῆς Ο τοῦ διόπτρου, καλεῖται κύριος ἄξων τοῦ διόπτρου (σχ. 184). Κάθε ἄλλη εὐθεῖα διερχομένη διὰ τοῦ κέντρου καμπυλότητος Κ καλεῖται δευτερεύων ἄξων τοῦ διόπτρου. Ἡ γωνία ω, ὑπὸ τὴν ὁποίαν φαίνεται ἐκ τοῦ κέντρου καμπυλότητος Κ ἡ χορδὴ ΑΒ τοῦ διόπτρου, καλεῖται ἄνοιγμα τοῦ διόπτρου.



Σχ. 184. Σφαιρικὸν δίοπτρον.

198. Τύπος τοῦ σφαιρικοῦ διόπτρου.—῎Ας θεωρήσωμεν δύο διαφανῆ μέσα 1 καὶ 2, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως ἀντιστοίχως ν καὶ ν′ (σχ. 185). Θὰ ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ ἄνοιγμα τοῦ διόπτρου εἶναι μικρὸν καὶ ὅτι αἱ γωνίαι εἶναι πολὺ μικραί, ὥστε δυνάμεθα νὰ λάβωμεν ἀντὶ τῶν ἡμιτόνων τὰς γωνίας. 'Επὶ πλέον θὰ ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ μέσον 2 εἶναι ὀπτικῶς πυκνότερον ἀπὸ τὸ μέσον 1 (ἤτοι εἶναι $\nu' > \nu$). ῞Εν φωτεινὸν σημεῖον Α εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος. ῾Η ἀκτὶς ΑΒ διαθλᾶται ἐντὸς τοῦ μέσου 2· ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς τέμνει τὸν κύριον ἄξονα εἰς τὸ σημεῖον Α′. ῾Η φωτεινὴ ἀκτὶς ΑΟ εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ μέσου 2 χωρὶς νὰ ὑποστῇ ἐκτροπὴν (διότι προσπίπτει ἐπὶ τοῦ διόπτρου καθέτως). Αἱ δύο διαθλώμεναι ἀκτῖνες τέμνονται εἰς τὸ σημεῖον Α′, τὸ ὁποῖον εἶναι τὸ ε ἴ δ ω λ ο ν τοῦ φωτεινοῦ σημείου Α. 'Επειδὴ τὸ ἄνοιγμα τοῦ διόπτρου εἶναι μικρόν, δυνάμεθα νὰ ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ σημεῖον Γ συμπίπτει μὲ τὸ σημεῖον Ο. ῎Ας ὀνομάσωμεν: $\quad \mathrm{OA} = \pi, \quad \mathrm{OK} = R, \quad \mathrm{OA}' = \pi' \quad$ καὶ $\quad \mathrm{B\Gamma} = h.$



Σχ. 185. Διὰ τὴν εὕρεσιν τοῦ τύπου τῶν σφαιρικῶν διόπτρων.

Εἰς τὸ τρίγωνον ΑΒΓ ἡ ἐξωτερικὴ γωνία α εἶναι: $\qquad \alpha = \gamma + \varepsilon \qquad (1)$

'Απὸ τὸ τρίγωνον ΑΒΓ λαμβάνομεν τὴν σχέσιν:

$$\mathrm{B\Gamma} = \mathrm{\Gamma A} \cdot \text{εφ}\,\gamma \qquad \text{ἢ} \qquad h = \pi \cdot \gamma \qquad \text{ἄρα} \qquad \gamma = \frac{h}{\pi}$$

'Επίσης ἀπὸ τὸ τρίγωνον ΚΒΓ λαμβάνομεν τὴν σχέσιν:

$$\mathrm{B\Gamma} = \mathrm{K\Gamma} \cdot \text{εφ}\,\varepsilon \qquad \text{ἢ} \qquad h = R \cdot \varepsilon \qquad \text{ἄρα} \qquad \varepsilon = \frac{h}{R}$$

῾Επομένως ἡ σχέσις (1) γράφεται:

$$\alpha = \frac{h}{\pi} + \frac{h}{R} \qquad \text{ἢ} \qquad \alpha = h \cdot \left(\frac{1}{\pi} + \frac{1}{R} \right) \qquad (2)$$

Εἰς τὸ τρίγωνον Α′ΒΚ ἡ ἐξωτερικὴ γωνία ε εἶναι: $\qquad \varepsilon = \beta + \delta \qquad (3)$

'Απὸ τὸ τρίγωνον Α′ΒΓ λαμβάνομεν τὴν σχέσιν:

$$\mathrm{B\Gamma} = \mathrm{\Gamma A}' \cdot \text{εφ}\,\delta \qquad \text{ἢ} \qquad h = \pi' \cdot \delta \qquad \text{ἄρα} \qquad \delta = \frac{h}{\pi'}$$

'Απὸ τὴν ἐξίσωσιν (3) εὑρίσκομεν:

$$\beta = \varepsilon - \delta \quad \text{ἢ} \quad \beta = \frac{h}{R} - \frac{h}{\pi'} \quad \text{ἤτοι} \quad \beta = h \cdot \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{\pi'} \right) \quad (4)$$

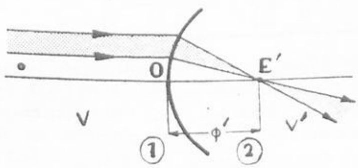
Ἀπὸ τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως γνωρίζομεν ὅτι εἶναι:

$$\frac{\eta\mu\,\alpha}{\eta\mu\,\beta}=\frac{\nu'}{\nu} \quad \text{ἢ} \quad \frac{\alpha}{\beta}=\frac{\nu'}{\nu} \quad \text{καὶ} \quad \alpha\cdot\nu=\beta\cdot\nu' \qquad (5)$$

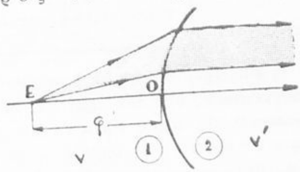
Ἐὰν εἰς τὴν ἐξίσωσιν (5) θέσωμεν τὰς τιμὰς τῶν α καὶ β ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (2) καὶ (4), ἔχομεν:

$$\left(\frac{1}{\pi}+\frac{1}{R}\right)\cdot\nu=\left(\frac{1}{R}-\frac{1}{\pi'}\right)\cdot\nu' \quad \text{ἢ} \quad \boxed{\frac{\nu}{\pi}+\frac{\nu'}{\pi'}=\frac{\nu'-\nu}{R}}$$

Ἐὰν τὸ φωτεινὸν σημεῖον εἶναι εἰς τὸ ἄπειρον ($\pi=\infty$), αἱ προσπίπτουσαι ἀκτῖνες εἶναι παράλληλοι πρὸς τὸν κύριον ἄξονα



Σχ. 186. Ἡ μία κυρία ἑστία τοῦ σφαιρικοῦ διόπτρου.



Σχ. 187. Ἡ δευτέρα κυρία ἑστία τοῦ σφαιρικοῦ διόπτρου.

(σχ. 186). Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εὑρίσκομεν ἀπὸ τὸν τύπον (6) ὅτι ἡ ἀπόστασις τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὴν κορυφὴν τοῦ διόπτρου εἶναι:

$$\pi'=\frac{R\cdot\nu'}{\nu'-\nu}=\sigma\tau\alpha\theta. \quad \text{ἢ} \quad \boxed{\varphi'=\frac{R\cdot\nu'}{\nu'-\nu}}$$

Τὸ σημεῖον Ε′ τοῦ κυρίου ἄξονος, εἰς τὸ ὁποῖον συγκεντρώνονται ὅλαι αἱ διαθλώμεναι ἀκτῖνες, καλεῖται κυρία ἑστία τοῦ διόπτρου· ἡ σταθερὰ ἀπόστασις $OE'=\varphi'$ καλεῖται ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ διόπτρου.

Εἰς τὸν τύπον (6) ἂς θέσωμεν $\pi'=\infty$· τοῦτο συμβαίνει, ὅταν αἱ διαθλώμεναι ἀκτῖνες εἶναι παράλληλοι πρὸς τὸν κύριον ἄξονα (σχ. 187). Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εὑρίσκομεν ἀπὸ τὸν τύπον (6) ὅτι ἡ ἀπόστασις τοῦ φωτεινοῦ σημείου ἀπὸ τὴν κορυφὴν τοῦ διόπτρου εἶναι:

$$\pi=\frac{R\cdot\nu}{\nu'-\nu}=\sigma\tau\alpha\theta. \quad \text{ἢ} \quad \boxed{\varphi=\frac{R\cdot\nu}{\nu'-\nu}}$$

Τὸ σημεῖον Ε τοῦ κυρίου ἄξονος, εἰς τὸ ὁποῖον πρέπει νὰ εὑρίσκεται τὸ φωτεινὸν σημεῖον, διὰ νὰ εἶναι αἱ διαθλώμεναι ἀκτῖνες παράλληλοι πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, ἀποτελεῖ τὴν δευτέραν κυρίαν ἑστίαν τοῦ διόπτρου· ἡ δὲ σταθερὰ ἀπόστασις $OE=\varphi$ ἀποτελεῖ τὴν δευτέραν ἑστιακὴν ἀπόστασιν τοῦ διόπτρου. Αἱ δύο ἑστιακαὶ ἀποστάσεις τοῦ διόπτρου εἶναι ἄνισοι, ὁ δὲ λόγος αὐτῶν εἶναι ἴσος μὲ τὸν λόγον τῶν δεικτῶν διαθλάσεως τῶν δύο μέσων, ἤτοι εἶναι: $\varphi/\varphi' = \nu/\nu'$. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα:

I. Τὸ σφαιρικὸν δίοπτρον ἔχει δύο κυρίας ἑστίας· αἱ δύο ἄνισοι ἑστιακαὶ ἀποστάσεις τοῦ διόπτρου προσδιορίζονται ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις:

ἑστιακαὶ ἀποστάσεις σφαιρικοῦ διόπτρου: $$\boxed{\varphi = \frac{R \cdot \nu}{\nu' - \nu} \qquad \varphi' = \frac{R \cdot \nu'}{\nu' - \nu}}$$

II. Ὅταν φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος, αἱ ἀποστάσεις τοῦ φωτεινοῦ σημείου (π) καὶ τοῦ εἰδώλου του (π′) ἀπὸ τὴν κορυφὴν τοῦ διόπτρου προσδιορίζονται ἀπὸ τὸν τύπον:

τύπος σφαιρικοῦ διόπτρου: $$\boxed{\frac{\nu}{\pi} + \frac{\nu'}{\pi'} = \frac{\nu' - \nu}{R}}$$

Ὁ ἀνωτέρω τύπος τοῦ σφαιρικοῦ διόπτρου εἶναι γενικὸς καὶ ἰσχύει εἰς ὅλας τὰς περιπτώσεις, ὑπὸ τὸν ὅρον ὅτι τὰ π, π′, φ, φ′ θὰ λαμβάνωνται ὡς θετικά, ὅταν ἀντιστοιχοῦν εἰς πραγματικὰ σημεῖα, καὶ ὡς ἀρνητικά, ὅταν ἀντιστοιχοῦν εἰς φανταστικὰ σημεῖα· ἡ δὲ ἀκτὶς καμπυλότητος R θὰ λαμβάνεται ὡς θετική, ὅταν τὸ φῶς προσπίπτῃ ἐπὶ τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ διόπτρου, καὶ ὡς ἀρνητική, ὅταν τὸ φῶς προσπίπτῃ ἐπὶ τῆς κοίλης ἐπιφανείας.

Εἰς τὸν κατωτέρω πίνακα ἀναφέρεται ἀναλυτικώτερον ἡ ἰσχύουσα ὡς πρὸς τὰ σημεῖα σύμβασις:

π	θετικόν :	ἀντικείμενον	πραγματικὸν
π	ἀρνητικόν :	ἀντικείμενον	φανταστικὸν
π′	θετικόν :	εἴδωλον	πραγματικὸν
π′	ἀρνητικόν :	εἴδωλον	φανταστικὸν
φ ἢ φ′	θετικόν :	κυρία ἑστία	πραγματικὴ
φ ἢ φ′	ἀρνητικόν :	κυρία ἑστία	φανταστικὴ
R	θετικόν :	δίοπτρον	κυρτὸν
R	ἀρνητικόν :	δίοπτρον	κοῖλον
ν	δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου ἐκ τοῦ ὁποίου προέρχεται τὸ φῶς		
ν′	δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου εἰς τὸ ὁποῖον εἰσέρχεται τὸ φῶς.		

199. Ἐφαρμογή.—Ἐπὶ μιᾶς συμπαγοῦς ὑαλίνης σφαίρας διαμέτρου 10 cm προσπίπτει λεπτὴ δέσμη παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων. Ἡ κεντρικὴ ἀκτὶς τῆς δέσμης διέρχεται διὰ τοῦ κέντρου Κ τῆς σφαίρας. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου εἶναι 1,5. Θὰ ἐξετάσωμεν τὴν διάθλασιν τῆς φωτεινῆς δέσμης διὰ μέσου τῆς σφαίρας.

Ἡ κεντρικὴ ἀκτὶς τῆς δέσμης συμπίπτει μὲ τὸν κύριον ἄξονα τοῦ κυρτοῦ σφαιρικοῦ διόπτρου ΒΓ (σχ. 188). Θὰ ἐφαρμόσωμεν τὸν γενικὸν τύπον τῶν σφαιρικῶν διόπτρων, λαμβάνοντες $\pi = \infty$, $\nu' = 1{,}5$, $\nu = 1$ καὶ $R = 5$ cm. Οὕτω θὰ εὕρωμεν τὴν θέσιν τῆς κυρίας ἑστίας Ε′ τοῦ διόπτρου ΒΓ. Ἀπὸ τὸν τύπον:

$$\frac{\nu}{\pi} + \frac{\nu'}{\pi'} = \frac{\nu' - \nu}{R} \quad \text{εὑρίσκομεν} \quad \frac{1}{\infty} + \frac{1{,}5}{\pi'} = \frac{1{,}5 - 1}{5}$$

$$\text{ἄρα} \quad \pi' = \varphi' = \frac{R \cdot \nu'}{\nu' - \nu} = \frac{5 \cdot 1{,}5}{0{,}5} = 15 \text{ cm}$$

Ὥστε ἡ διαθλωμένη δέσμη συγκεντρώνεται εἰς τὸ σημεῖον Ε′, τὸ ὁποῖον εἶναι ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος καὶ ἀπέχει 15 cm ἀπὸ τὴν κορυφὴν Ο τοῦ διόπτρου ΒΓ. Αἱ ἀκτῖνες ὅμως τῆς δέσμης, ἐξερχόμεναι ἀπὸ τὴν ὕαλον εἰς τὸν ἀέρα, ὑφίστανται δευτέραν διάθλασιν εἰς τὸ κ ο ῖ λ ο ν σφαιρικὸν δίοπτρον. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ σημεῖον Ε′ εἶναι φανταστικὸν ἀντικείμενον, τὸ ὁποῖον ἀπέχει 5 cm ἀπὸ τὴν κορυφὴν Ο′ τοῦ κοίλου διόπτρου ΔΖ. Ἑπομένως εἰς τὸν γενικὸν τύπον τῶν σφαιρικῶν διόπτρων πρέπει νὰ ἔχωμεν :

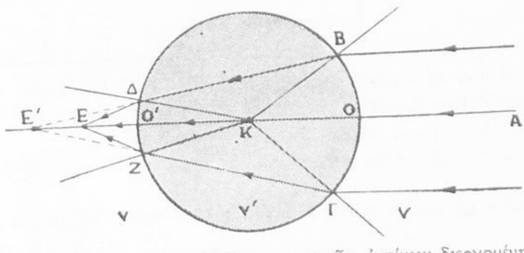
$$\pi = -5\,\text{cm}, \quad \nu' = 1,$$

$$\nu = 1{,}5 \quad \text{καὶ} \quad R = 5\,\text{cm}$$

Οὕτω ἔχομεν :

$$\frac{1{,}5}{-5} + \frac{1}{\pi'} = \frac{1-1{,}5}{-5} \quad \text{ἄρα}$$

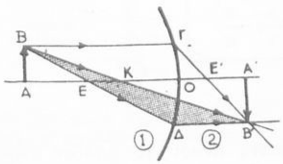
$$\pi' = 2{,}5\,\text{cm}$$



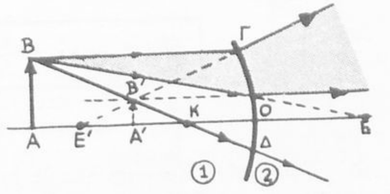
Σχ. 188. Δέσμη παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων διερχομένη διὰ μιᾶς ὑαλίνης σφαίρας.

Ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὴν σφαῖραν φωτεινὴ δέσμη συγκεντρώνεται εἰς τὸ σημεῖον Ε, τὸ ὁποῖον ἀπέχει 2,5 cm ἀπὸ τὴν κορυφὴν Ο′ τοῦ διόπτρου ΔΖ.

200. Εἴδωλον ἀντικειμένου.— α) ***Κατασκευὴ τοῦ εἰδώλου.***—Ἂς θεωρήσωμεν ὡς ἀντικείμενον μικρὰν εὐθεῖαν ΑΒ κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα (σχ. 189). Τότε καὶ τὸ εἴδωλον Α′Β′ εἶναι κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Ἐκ τῶν διαφόρων ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι ἀναχωροῦν ἀπὸ τὸ σημεῖον Β, ἐκλέγομεν ἐκείνας, τῶν ὁποίων γνωρίζομεν τὴν πορείαν μετὰ τὴν διάθλασίν των. Ἡ ἀκτὶς ΒΚ, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ κέντρου καμπυλότητος, εἰσέρχεται εἰς τὸ δεύτερον δια-



Σχ. 189. Κατασκευὴ τοῦ εἰδώλου (Α′Β′) ἑνὸς ἀντικειμένου (ΑΒ).



Σχ. 190. Αἱ δύο φανταστικαὶ κύριαι ἑστίαι τοῦ διόπτρου.

φανὲς μέσον χωρὶς νὰ ὑποστῇ ἐκτροπήν. Ἡ ἀκτὶς ΒΓ, ὁποία εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, διαθλᾶται διερχομένη διὰ τῆς κυρίας ἑστίας Ε′. Τέλος ἡ ἀκτὶς ΒΕ, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῆς δευτέρας κυρίας ἑστίας, μετὰ τὴν διάθλασίν της, γίνεται παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Ἑπομένως δύο ἐκ τῶν ἀνωτέρω τριῶν ἀκτίνων ἀρκοῦν, διὰ νὰ προσδιορισθῇ ἡ θέσις τοῦ σημείου Β′ καὶ κατ' ἀκολουθίαν διὰ νὰ προσδιορισθῇ ἡ θέσις τοῦ εἰδώλου Α′Β′.

Τὸ σχῆμα 189 ἀντιστοιχεῖ εἰς δίοπτρον, τοῦ ὁποίου αἱ δύο ἑστίαι εἶναι πραγματικαί· τὸ σχῆμα 190 ἀναφέρεται εἰς δίοπτρον, τοῦ ὁποίου αἱ δύο κύριαι ἑστίαι εἶναι φανταστικαί.

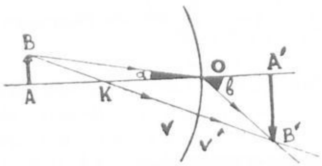
β) ***Θέσις τοῦ εἰδώλου.***—Ἡ θέσις τοῦ εἰδώλου προσδιορίζεται ἀπὸ τὸν γενικὸν τύπον τῶν σφαιρικῶν διόπτρων:

$$\boxed{\text{θέσις τοῦ εἰδώλου:} \quad \frac{\nu}{\pi} + \frac{\nu'}{\pi'} = \frac{\nu' - \nu}{R}}$$

γ) ***Μέγεθος τοῦ εἰδώλου.***— Ἀπὸ τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως γωρίζομεν (σχ. 191) ὅτι εἶναι:

$$\frac{\eta\mu\,\alpha}{\eta\mu\,\beta} = \frac{\nu'}{\nu} \quad \text{ἢ} \quad \frac{\alpha}{\beta} = \frac{\nu'}{\nu} \qquad (1)$$

διότι αἱ γωνίαι α καὶ β εἶναι πολὺ μικραί. Ἐξ ἄλλου ἀπὸ τὰ ὀρθογώνια τρίγωνα AOB καὶ A'OB' εὑρίσκομεν:



Σχ. 191. Διὰ τὴν εὕρεσιν τοῦ μεγέθους τοῦ εἰδώλου.

$$AB = OA \cdot \varepsilon\varphi\,\alpha \quad \text{ἢ} \quad AB = \pi \cdot \alpha$$

$$A'B' = OA' \cdot \varepsilon\varphi\,\beta \quad \text{ἢ} \quad A'B' = \pi' \cdot \beta$$

Διαιροῦντες κατὰ μέλη τὰς ἀνωτέρω σχέσεις ἔχομεν:

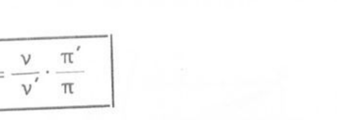
$$\frac{AB}{A'B'} = \frac{\pi \cdot \alpha}{\pi' \cdot \beta} \quad \text{ἢ} \quad \frac{A'B'}{AB} = \frac{\pi'}{\pi} \cdot \frac{\beta}{\alpha} \quad (2)$$

Ἀπὸ τὰς σχέσεις (1) καὶ (2) εὑρίσκομεν ὅτι ὁ λόγος τοῦ μήκους τοῦ εἰδώλου $E = A'B'$ πρὸς τὸ μῆκος τοῦ ἀντικειμένου $A = AB$, δηλαδὴ ἡ μεγέθυνσις, δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\boxed{\text{μεγέθυνσις:} \quad \frac{E}{A} = \frac{\nu}{\nu'} \cdot \frac{\pi'}{\pi}}$$

Σφαιρικοὶ φακοὶ

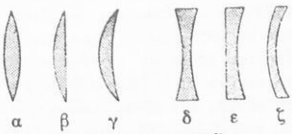
201. Ὁρισμοί.— Καλεῖται **φακὸς** ἓν διαφανὲς μέσον, τὸ ὁποῖον περιορίζεται ἀπὸ δύο σφαιρικὰς ἐπιφανείας, ἢ ἀπὸ μίαν ἐπίπεδον καὶ μίαν σφαιρικὴν ἐπιφάνειαν. Αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος τῶν σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν καλοῦνται ἀκτῖνες καμπυλότητος τοῦ φακοῦ (σχ. 192)· τὰ δὲ κέντρα καμπυλότητος τῶν ἐπιφανειῶν τούτων καλοῦνται κέντρα καμπυλότητος τοῦ φακοῦ. Ἡ εὐθεῖα, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῶν δύο κέντρων καμπυλότητος τῶν σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν, καλεῖται κύριος ἄξων τοῦ φακοῦ. Εἰς τὴν κατωτέρω ἔρευναν τῶν φακῶν θὰ ὑποθέσωμεν ὅτι ἰσχύουν αἱ ἑξῆς συνθῆκαι: α) Ὁ φακὸς εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἀέρος, τοῦ ὁποίου ὁ δείκτης διαθλάσεως θὰ ληφθῇ κατὰ προσέγγισιν ἴσος μὲ τὴν μονάδα.—



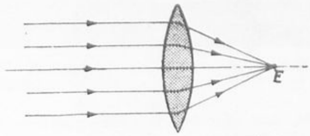
Σχ. 192. Σφαιρικὸς φακός. (R_1 καὶ R_2 αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος τοῦ φακοῦ. AA' ὁ κύριος ἄξων τοῦ φακοῦ.)

β) Αἱ προσπίπτουσαι ἐπὶ τοῦ φακοῦ φωτειναὶ ἀκτῖνες εὑρίσκονται πλησίον τοῦ κυρίου ἄξονος (κεντρικαὶ ἀκτῖνες).— γ) Τὸ προσπῖπτον ἐπὶ τοῦ φακοῦ φῶς εἶναι μονόχρουν.

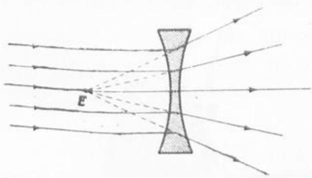
202. Συγκλίνοντες καὶ ἀποκλίνοντες φακοί.— Οἱ συνήθεις φακοὶ κατασκευάζονται ἐξ ὑάλου. Ἐκ τοῦ συνδυασμοῦ δύο σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν ἢ μιᾶς σφαιρικῆς καὶ μιᾶς ἐπιπέδου ἐπιφανείας προκύπτουν ἓξ εἴδη φακῶν (σχ. 193). Οἱ φακοί, οἱ ὁποῖοι εἶναι παχύτεροι εἰς τὸ μέσον καὶ λεπτότεροι εἰς τὰ ἄκρα, καλοῦνται συγκλίνοντες φακοί, διότι ἔχουν τὴν ἰδιότητα νὰ μεταβάλλουν τὴν προσπίπτουσαν ἐπ' αὐτῶν δέσμην παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων εἰς συγκλίνουσαν δέσμην (σχ. 194). Ἀντιθέτως οἱ φακοί, οἱ ὁποῖοι εἶναι λεπτότεροι εἰς τὸ μέσον καὶ παχύτεροι εἰς τὰ ἄκρα, καλοῦνται ἀποκλίνοντες φακοί, διότι ἔχουν τὴν ἰδιότητα νὰ μεταβάλλουν τὴν προσπίπτουσαν ἐπ' αὐτῶν δέσμην παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων εἰς ἀποκλίνουσαν δέσμην (σχ. 195). Συνήθως χρησιμοποιοῦμεν φακούς, τῶν ὁποίων τὸ πάχος, μετρούμενον ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος, εἶναι πολὺ μικρὸν ἐν σχέσει πρὸς τὰς ἀκτῖνας καμπυλότητος τοῦ φακοῦ. Οἱ τοιοῦτοι φακοὶ καλοῦνται λεπτοὶ φακοὶ καὶ παριστῶνται γραφικῶς ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 196.



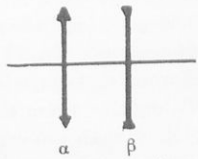
Σχ. 193. Εἴδη φακῶν.
α, β, γ συγκλίνοντες φακοὶ (ἀμφίκυρτος, ἐπιπεδόκυρτος, συγκλίνων μηνίσκος).
δ, ε, ζ ἀποκλίνοντες φακοὶ (ἀμφίκοιλος, ἐπιπεδόκοιλος, ἀποκλίνων μηνίσκος).



Σχ. 194. Μεταβολὴ τῆς παραλλήλου δέσμης εἰς συγκλίνουσαν δέσμην.

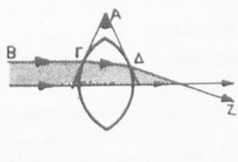


Σχ. 195. Μεταβολὴ τῆς παραλλήλου δέσμης εἰς ἀποκλίνουσαν δέσμην.

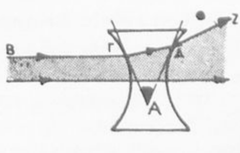


Σχ. 196. Σχηματικὴ παράστασις συγκλίνοντος (α) καὶ ἀποκλίνοντος (β) φακοῦ.


Σχ. 197. Στοιχειώδη πρίσματα.

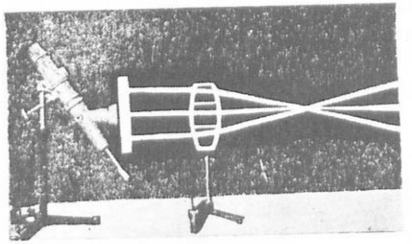


Σχ. 197 α. Ἐξήγησις τῆς συγκλίσεως τῶν ἀκτίνων.



Σχ. 197 β. Ἐξήγησις τῆς ἀποκλίσεως τῶν ἀκτίνων.

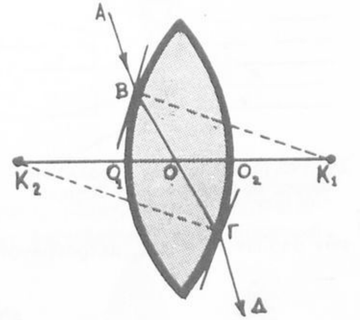
Αἱ ἀνωτέρω ἰδιότητες τῶν φακῶν ἑρμηνεύονται εὐκόλως, ἐὰν ὑποθέσωμεν ὅτι ὁ φακὸς ἀποτελεῖται ἀπὸ σειρὰν πρισμάτων, τῶν ὁποίων αἱ διαθλαστικαὶ γωνίαι μεταβάλλονται συνεχῶς καθ' ὅσον προχωροῦμεν ἀπὸ τὸ μέσον πρὸς τὴν περιφέρειαν τοῦ φακοῦ. Ἄς θεωρήσωμεν μίαν προσπίπτουσαν ἀκτῖνα ΒΓ (σχ. 197 α) καὶ τὸ πρῖσμα, τὸ ὁποῖον ἔχει ὡς ἕδρας τὰ ἐπίπεδα, τὰ ὁποῖα εἶναι ἐφαπτόμενα εἰς τὰ σημεῖα τῆς προσπτώσεως καὶ τῆς ἐξόδου τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος. Τὸ πρῖσμα προκαλεῖ ἐκτροπὴν τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος πρὸς τὴν βάσιν τοῦ πρίσματος, ἤτοι ἐπιφέρει τὸ ἴδιον ἀποτέλεσμα μὲ τὸν φακόν. Πειραματικῶς ἐπαληθεύεται τοῦτο μὲ τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 198. Τρία ὑάλινα δοχεῖα εἶναι πλήρη ὕδατος καὶ εἶναι τοποθετημένα τὸ ἓν ἐπὶ τοῦ ἄλλου. Τὸ μεσαῖον δοχεῖον ἔχει ἕδρας παραλλήλους καὶ ἀποτελεῖ πλάκα. Τὰ δύο ἄλλα δοχεῖα ἔχουν πρισματικὸν σχῆμα. Ἐπὶ τοῦ συστήματος τῶν τριῶν δοχείων προσπίπτουν τρεῖς λεπταὶ φωτειναὶ δέσμαι. Παρατηροῦμεν ὅτι αἱ ἐξερχόμεναι ἀπὸ τὸ σύστημα τρεῖς φωτειναὶ δέσμαι συγκεντρώνονται εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον, ἤτοι τὸ σύστημα ἐνεργεῖ ὅπως ὁ συγκλίνων φακός.



Σχ. 198. Διάταξις διὰ τὴν πειραματικὴν ἀπόδειξιν τῆς ἀναλύσεως τοῦ φακοῦ εἰς στοιχειώδη πρίσματα

203. Ὀπτικὸν κέντρον.—Ὁ κύριος ἄξων τοῦ φακοῦ τέμνει τὰς δύο σφαιρικὰς ἐπιφανείας εἰς δύο σημεῖα O_1 καὶ O_2, τὰ ὁποῖα εἶναι αἱ κορυφαὶ τῶν δύο διόπτρων (σχ. 199). Εἰς τοὺς λεπτοὺς φακοὺς δυνάμεθα κατὰ προσέγγισιν νὰ θεωρήσωμεν ὅτι τὰ δύο αὐτὰ σημεῖα συμπίπτουν εἰς ἓν σημεῖον Ο τοῦ κυρίου ἄξονος. Τὸ σημεῖον τοῦτο εἰς τοὺς λεπτοὺς φακοὺς εἶναι ἡ τομὴ τοῦ κυρίου ἄξονος μὲ τὸν φακὸν καὶ καλεῖται **ὀπτικὸν κέντρον** τοῦ φακοῦ. Τὸ ὀπτικὸν κέντρον ἔχει τὴν ἑξῆς ἰδιότητα:

> ***Μία φωτεινὴ ἀκτίς, διερχομένη διὰ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου, ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν φακὸν χωρὶς νὰ ὑποστῇ ἐκτροπήν.***



Σχ. 199. Διὰ τὸν ὁρισμὸν τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου (Ο) τοῦ φακοῦ.

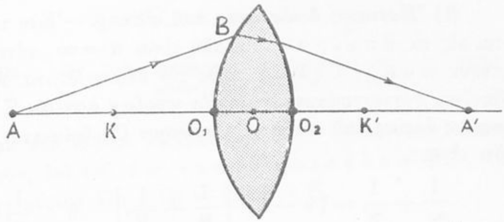
Πᾶσα εὐθεῖα διερχομένη διὰ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου, πλὴν τοῦ κυρίου ἄξονος, καλεῖται δευτερεύων ἄξων τοῦ φακοῦ.

Ἡ ἀνωτέρω ἰδιότης τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου ἀποδεικνύεται εὐκόλως. Ἀφοῦ ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν φακὸν χωρὶς νὰ ὑποστῇ ἐκτροπήν, ἕπεται ὅτι διὰ τὴν ἀκτῖνα αὐτὴν ὁ φακὸς συμπεριφέρεται ὡς πλάξ, τῆς ὁποίας ὡς παράλληλοι ἕδραι πρέπει νὰ ληφθοῦν τὰ ἐπίπεδα τὰ ἐφαπτόμενα εἰς τὰ σημεῖα Β καὶ Γ (σχ. 199). Τότε αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος $K_1B = R$ καὶ $K_2\Gamma = R'$ εἶναι παράλληλοι. Τὰ τρίγωνα $OK_2\Gamma$ καὶ OK_1B εἶναι ὅμοια καὶ ἐπομένως θὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις:

$$\frac{OK_1}{OK_2} = \frac{K_1B}{K_2\Gamma} \quad \text{ἢ} \quad \frac{OK_1}{OK_2} = \frac{R}{R'}$$

Ἡ εὑρεθεῖσα σχέσις δεικνύει ὅτι ἡ θέσις τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου O εἶναι ὡρισμένη, διότι αἱ ἀποστάσεις τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου ἀπὸ τὰ κέντρα καμπυλότητος εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰς ἀκτῖνας καμπυλότητος. Ἐὰν εἶναι $R = R'$, τότε θὰ εἶναι καὶ $OK_1 = OK_2$.

204. Συγκλίνων φακός.— α) ***Τύπος τοῦ συγκλίνοντος φακοῦ.***— Θεωροῦμεν ἀμφίκυρτον φακὸν καὶ φωτεινὸν σημεῖον A εὑρισκόμενον ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος τοῦ φακοῦ (σχ. 200). Ὁ φακὸς εἶναι λεπτὸς καὶ δυνάμεθα νὰ θεωρήσωμεν ὅτι αἱ κορυφαὶ O_1 καὶ O_2 τῶν δύο σφαιρικῶν διόπτρων συμπίπτουν μὲ τὸ ὀπτικὸν κέντρον O τοῦ φακοῦ. Ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς AO_1 ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν φακόν, χωρὶς νὰ ὑποστῇ ἐκτροπὴν κατὰ τὴν διάθλασίν της εἰς τὰ δύο σφαιρικὰ δίοπτρα. Ἄλλη ἀκτὶς AB διαθλᾶται ἐπὶ τοῦ πρώτου κυρτοῦ διόπτρου, τὸ ὁποῖον ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος $K'O_1 = K'O = R'$. Οὕτω τὸ πρῶτον δίοπτρον σχηματίζει εἴδωλον A_1 εἰς ἀπόστασιν $O_1A_1 = OA_1$ ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον. Θὰ λάβωμεν τὸν ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως τοῦ ἀέρος ἴσον μὲ τὴν μονάδα, ὁπότε ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου ἰσοῦται μὲ τὸν σχετικὸν δείκτην διαθλάσεως ν τῆς ὑάλου ὡς πρὸς τὸν ἀέρα. Ἐφαρμόζοντες διὰ τὸ πρῶτον δίοπτρον τὸν γνωστὸν τύπον (§ 198) τῶν σφαιρικῶν διόπτρων ἔχομεν:



Σχ. 200. Σχηματισμὸς τοῦ εἰδώλου A' ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου A.

$$\frac{1}{O_1A} + \frac{\nu}{O_1A_1} = \frac{\nu - 1}{O_1K'} \quad \text{ἢ} \quad \frac{1}{OA} + \frac{\nu}{OA_1} = \frac{\nu - 1}{R'} \qquad (1)$$

Αἱ εἰς τὸ πρῶτον δίοπτρον διαθλασθεῖσαι ἀκτῖνες προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ δευτέρου κοίλου διόπτρου, τὸ ὁποῖον ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος $KO_2 = KO = R$. Διὰ τὸ δεύτερον τοῦτο δίοπτρον τὸ εἴδωλον A_1 παίζει ρόλον φανταστικοῦ ἀντικειμένου καὶ οὕτω τὸ τελικὸν εἴδωλον A' σχηματίζεται εἰς ἀπόστασιν $O_2A' = OA'$ ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον O. Ἑπομένως ἔχομεν:

$$-\frac{\nu}{O_2A_1} + \frac{1}{O_2A'} = \frac{1 - \nu}{-O_2K} \quad \text{ἢ} \quad -\frac{\nu}{OA_1} + \frac{1}{OA'} = \frac{-\nu}{-R} \qquad (2)$$

Ἐὰν εἰς τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) θέσωμεν $OA = \pi$ καὶ $OA' = \pi'$, τότε ἔχομεν τὰς ἀντιστοίχους ἐξισώσεις:

$$\frac{1}{\pi} + \frac{\nu}{OA_1} = \frac{\nu - 1}{R'} \qquad (1')$$

$$-\frac{\nu}{OA_1} + \frac{1}{\pi'} = -\frac{1 - \nu}{R} \qquad (2')$$

Προσθέτοντες κατὰ μέλη τὰς ἀνωτέρω δύο ἐξισώσεις (1′) καὶ (2′), εὑρίσκομεν:

$$\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{(\nu-1)\cdot(R+R')}{R\cdot R'}$$

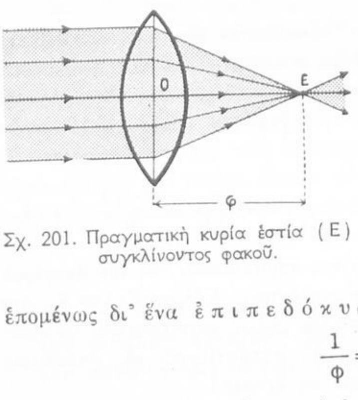
Ἀπὸ τὴν τελευταίαν ἐξίσωσιν εὑρίσκεται ὁ ἀκόλουθος **τύπος τοῦ συγκλίνοντος φακοῦ:**

$$\boxed{\text{συγκλίνων φακός:}\quad \frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=(\nu-1)\cdot\left[\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right]}$$

β) ***Ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ.***—Ἐὰν τὸ φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται εἰς τὸ ἄπειρον, δηλαδὴ εἶναι $\pi=\infty$, τότε αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες προσπίπτουν παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Αἱ ἐξερχόμεναι ἀπὸ τὸν φακὸν ἀκτῖνες συγκεντρώνονται εἰς τὴν **κυρίαν ἑστίαν** Ε (σχ. 201). Ἡ ἀπόστασις τῆς κυρίας ἑστίας ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον Ο εὑρίσκεται, ἀπὸ τὸν τύπον τῶν φακῶν, ὅτι εἶναι:

$$\frac{1}{\infty}+\frac{1}{\pi'}=(\nu-1)\cdot\left[\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right] \quad \text{ἢ} \quad \frac{1}{\pi'}=(\nu-1)\cdot\left[\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right]$$

Ἡ ἀπόστασις ΟΕ εἶναι σταθερὰ καὶ ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν φορὰν κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ φῶς προσπίπτει ἐπὶ τοῦ φακοῦ. Ἡ ἀπόστασις ΟΕ $=\varphi$ καλεῖται **ἑστιακὴ ἀπόστασις** τοῦ φακοῦ.



Σχ. 201. Πραγματικὴ κυρία ἑστία (Ε) συγκλίνοντος φακοῦ.

Ἕκαστος φακὸς ἔχει δύο κυρίας ἑστίας, αἱ ὁποῖαι εὑρίσκονται ἑκατέρωθεν τοῦ φακοῦ, καὶ ἡ ἀπόστασις ἑκάστης ἐξ αὐτῶν ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον εἶναι ἡ αὐτή. Ἐὰν ἡ μία ἐπιφάνεια τοῦ φακοῦ εἶναι ἐπίπεδος, τότε ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τῆς ἐπιφανείας ταύτης εἶναι ἄπειρος ($R=\infty$)· ἑπομένως δι' ἕνα ἐπιπεδόκυρτον φακὸν ἔχομεν:

$$\frac{1}{\varphi}=(\nu-1)\cdot\frac{1}{R}$$

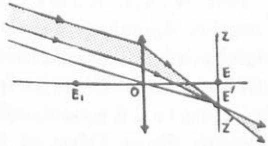
Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

Ὁ συγκλίνων φακὸς ἔχει δύο πραγματικὰς κυρίας ἑστίας, αἱ ὁποῖαι εἶναι συμμετρικαὶ ὡς πρὸς τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ φακοῦ. Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις (φ) τοῦ φακοῦ προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:

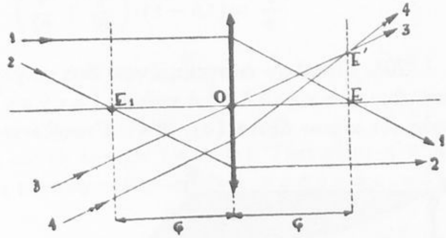
$$\boxed{\text{ἑστιακὴ ἀπόστασις:}\quad \frac{1}{\varphi}=(\nu-1)\cdot\left[\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right]}$$

ὅπου ν εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου καὶ R, R′ εἶναι αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος τοῦ φακοῦ.

γ) ***Ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ φακοῦ.***—Ἐὰν θεωρήσωμεν λεπτὴν δέσμην φωτεινῶν ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι εἶναι παράλληλοι πρὸς ἕνα δευτερεύοντα ἄξονα, τότε ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὸν φακὸν δέσμη συγκλίνει εἰς τὴν δευτερεύουσαν ἑστίαν Ε΄ (σχ. 202).



Σχ. 202. Ἑστιακὸν ἐπίπεδον συγκλίνοντος φακοῦ.



Σχ. 203. Πορεία μερικῶν φωτεινῶν ἀκτίνων διερχομένων διὰ συγκλίνοντος φακοῦ.

Ὅλαι αἱ δευτερεύουσαι ἑστίαι τοῦ φακοῦ εὑρίσκονται κατὰ προσέγγισιν, ὅπως καὶ εἰς τὸ σφαιρικὸν κάτοπτρον, ἐπὶ τοῦ ἑ σ τ ι α κ ο ῦ ἐ π ι π έ δ ο υ ΖΖ΄, τὸ ὁποῖον εἶναι κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα εἰς τὸ σημεῖον Ε.

205. Πορεία μερικῶν ἀκτίνων διερχομένων διὰ συγκλίνοντος φακοῦ.

—Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα διὰ τὴν πορείαν μερικῶν ἀκτίνων διερχομένων διὰ συγκλίνοντος φακοῦ (σχ. 203):

I. Ὅταν μία ἀκτὶς προσπίπτῃ παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὸν φακὸν ἀκτὶς διέρχεται διὰ τῆς κυρίας ἑστίας.

II. Ὅταν μία προσπίπτουσα ἀκτὶς διέρχεται διὰ τῆς κυρίας ἑστίας, ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὸν φακὸν ἀκτὶς εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα.

III. Ὅταν μία ἀκτὶς διέρχεται διὰ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου, αὕτη ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν φακὸν χωρὶς νὰ ὑποστῇ ἐκτροπήν.

IV. Ὅταν μία ἀκτὶς προσπίπτῃ παραλλήλως πρὸς δευτερεύοντα ἄξονα, ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὸν φακὸν ἀκτὶς διέρχεται διὰ τῆς ἀντιστοίχου δευτερευούσης ἑστίας, ἡ ὁποία εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἑστιακοῦ ἐπιπέδου.

V. Ὅταν φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος, τὸ εἴδωλόν του σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος· αἱ ἀποστάσεις τοῦ φωτεινοῦ σημείου καὶ τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ φακοῦ συνδέονται μὲ τὴν σχέσιν:

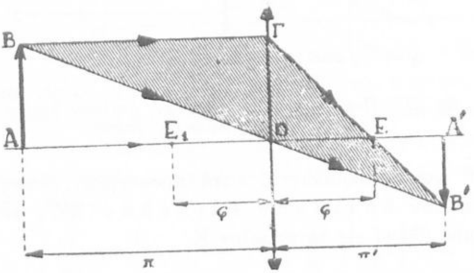
$$\boxed{\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=(\nu-1)\cdot\left[\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right] \quad \text{ἢ} \quad \frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\varphi}}$$

Εἰς τὰς ἀνωτέρω ἐξισώσεις αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος R καὶ R΄ λαμβάνονται ὡς θ ε τ ι κ α ί, ὅταν ἀντιστοιχοῦν εἰς κ υ ρ τ ὰ ς ἐπιφανείας, καὶ ὡς ἀ ρ ν η τ ι κ α ί, ὅταν ἀντιστοιχοῦν εἰς κ ο ί λ α ς ἐπιφανείας.

Π α ρ ά δ ε ι γ μ α.— Ἀμφίκυρτος φακὸς ἔχει δείκτην διαθλάσεως $\nu = 1{,}5$ καὶ ἀκτῖνας καμπυλότητος $R = 40$ cm καὶ $R' = 60$ cm. Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν εὑρίσκομεν ὅτι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ εἶναι :

$$\frac{1}{\varphi} = (1{,}5 - 1)\cdot\left(\frac{1}{40} + \frac{1}{60}\right) \quad \text{ἢ} \quad \varphi = 48\,\text{cm}$$

206. Εἴδωλον ἀντικειμένου διὰ συγκλίνοντα φακόν.—Ἂς θεωρήσωμεν ὡς φωτεινὸν ἀντικείμενον μίαν εὐθεῖαν AB κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα (σχ. 204). Γνωρίζοντες τὴν πορείαν ὡρισμένων ἀκτίνων, δυνάμεθα νὰ κατασκευάσωμεν τὸ εἴδωλον A'B', τὸ ὁποῖον εἶναι ἐπίσης κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Οὕτω αἱ ἐκ τοῦ ἄκρου B τοῦ ἀντικειμένου προερχόμεναι ἀκτῖνες BO καὶ BΓ, μετὰ τὴν ἔξοδόν των ἀπὸ τὸν φακόν, τέμνονται εἰς τὸ σημεῖον B', τὸ ὁποῖον εἶναι τὸ εἴδωλον τοῦ σημείου B. Τὰ εἴδωλα ὅλων τῶν ἄλλων σημείων τοῦ ἀντικειμένου AB εὑρίσκονται ἐπὶ τῆς εὐθείας A'B', ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Τὸ εἴδωλον A'B' εἶναι ἀνεστραμμένον καὶ πραγματικόν, συνεπῶς δυνάμεθα νὰ τὸ λάβωμεν ἐπὶ διαφράγματος. Ἀπὸ τὰ ὅμοια τρίγωνα OAB καὶ OA'B' εὑρίσκομεν ὅτι ἡ γραμμικὴ μεγέθυνσις εἶναι :



Σχ. 204. Πραγματικὸν εἴδωλον (A'B') μιᾶς φωτεινῆς εὐθείας (AB) καθέτου πρὸς τὸν κύριον ἄξονα.

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{OA'}{OA} \quad \text{ἢ} \quad \boxed{\frac{E}{A} = \frac{\pi'}{\pi}} \qquad (1)$$

ἂν ὀνομάσωμεν $A'B' = E$ τὸ μῆκος τοῦ εἰδώλου καὶ $AB = A$ τὸ μῆκος τοῦ ἀντικειμένου. Ἀπὸ τὰ ὅμοια τρίγωνα OEΓ καὶ A'EB' εὑρίσκομεν :

$$\frac{A'B'}{O\Gamma} = \frac{EA'}{OE} \quad \text{ἢ} \quad \frac{A'B'}{AB} = \frac{\pi' - \varphi}{\varphi} \qquad (2)$$

Ἐξισώνοντες τὰ δεύτερα μέλη τῶν ἐξισώσεων (1) καὶ (2), εὑρίσκομεν :

$$\frac{\pi'}{\pi} = \frac{\pi' - \varphi}{\varphi} \quad \text{ἢ} \quad \boxed{\frac{1}{\pi} + \frac{1}{\pi'} = \frac{1}{\varphi}} \qquad (3)$$

Αἱ εὑρεθεῖσαι ἐξισώσεις (1) καὶ (3) προσδιορίζουν τὸ μέγεθος καὶ τὴν θέσιν τοῦ εἰδώλου A'B'.

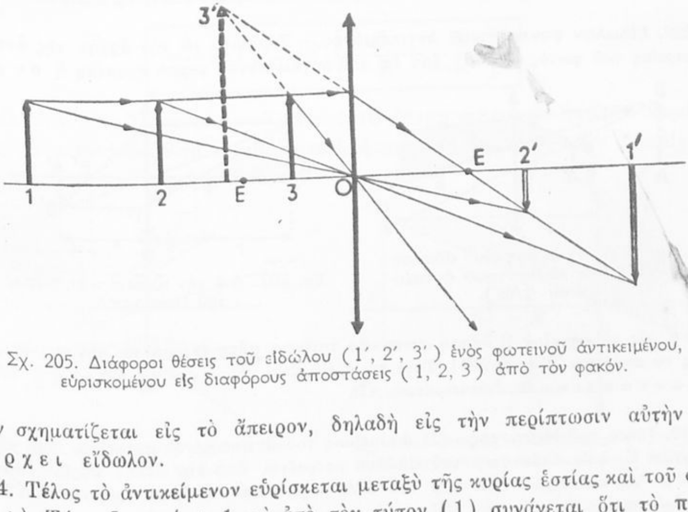
207. Πραγματικὸν καὶ φανταστικὸν εἴδωλον ὑπὸ συγκλίνοντος φακοῦ.—Ἂς ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ πραγματικὸν ἀντικείμενον πλησιάζει συνεχῶς πρὸς τὸν συγκλίνοντα φακόν. Ἡ ἑκάστοτε ἀπόστασις π΄ τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸν φακὸν προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν: $\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\varphi}$. Ἐὰν λύσωμεν τὴν ἐξίσωσιν αὐτὴν ὡς πρὸς π΄, ἔχομεν:

$$\pi' = \frac{\pi\varphi}{\pi-\varphi} \qquad \pi' = \frac{\varphi}{1-\frac{\varphi}{\pi}} \qquad (1)$$

1. Τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὸ ἄπειρον ($\pi=\infty$). Τότε εἶναι $\pi'=\varphi$, δηλαδὴ τὸ εἴδωλον σχηματίζεται εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν, εἶναι πραγματικόν, ἀλλ' εἶναι σημεῖον.

2. Τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται πέραν τῆς κυρίας ἑστίας ($\pi>\varphi$). Τότε τὸ εἴδωλον σχηματίζεται πέραν τῆς ἄλλης κυρίας ἑστίας τοῦ φακοῦ (σχ. 205), εἶναι δὲ πραγματικὸν καὶ ἀνεστραμμένον.

3. Τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν $\pi=\varphi$). Τότε τὸ εἴ-



Σχ. 205. Διάφοροι θέσεις τοῦ εἰδώλου (1΄, 2΄, 3΄) ἑνὸς φωτεινοῦ ἀντικειμένου, εὑρισκομένου εἰς διαφόρους ἀποστάσεις (1, 2, 3) ἀπὸ τὸν φακόν.

δωλον σχηματίζεται εἰς τὸ ἄπειρον, δηλαδὴ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν δὲν ὑπάρχει εἴδωλον.

4. Τέλος τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας καὶ τοῦ φακοῦ ($\pi<\varphi$). Τότε εἶναι $\varphi/\pi>1$ καὶ ἀπὸ τὸν τύπον (1) συνάγεται ὅτι τὸ π΄ ἔχει ἀρνητικὴν τιμὴν ($\pi'<0$). Ἐκ τῆς γεωμετρικῆς κατασκευῆς εὑρίσκεται ὅτι τὸ εἴδωλον σχηματίζεται πρὸς τὸ αὐτὸ μέρος τοῦ φακοῦ, καὶ εἶναι φανταστικόν, ὀρθὸν καὶ μεγαλύτερον πάντοτε ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον.

Τὰ ἀνωτέρω ἐπαληθεύονται καὶ πειραματικῶς.

208. Ἀνακεφαλαίωσις διὰ τοὺς συγκλίνοντας φακούς.— Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς γενικὰ συμπεράσματα διὰ τοὺς **συγκλίνοντας φακούς:**

I. Ὅταν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται πέραν τῆς κυρίας ἑστίας τοῦ φακοῦ, τὸ εἴδωλον σχηματίζεται πέραν τῆς ἄλλης κυρίας ἑστίας, εἶναι δὲ π ρ α γ μ α τ ι κ ὸ ν καὶ ἀνεστραμμένον.

II. Ὅταν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται μεταξὺ τοῦ φακοῦ καὶ τῆς κυρίας ἑστίας, τὸ εἴδωλον σχηματίζεται πρὸς τὸ αὐτὸ μέρος τοῦ φακοῦ, εἶναι δὲ φ α ν τ α σ τ ι κ ό ν, ὀρθὸν καὶ μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον.

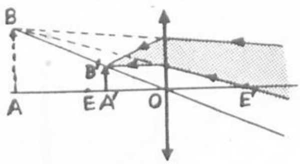
III. Γενικῶς ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζονται εἰς ὅλας τὰς περιπτώσεις ἀπὸ τοὺς ἑξῆς τύπους:

τύποι τῶν συγκλινόντων φακῶν:	$\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\phi}$	$\frac{E}{A}=\frac{\pi'}{\pi}$

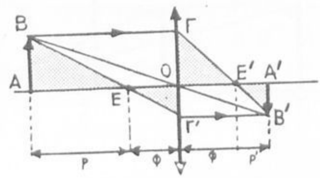
ὑπὸ τὸν ὅρον νὰ δεχθῶμεν τὴν ἑξῆς σύμβασιν ὡς πρὸς τὰ σημεῖα:

π	θ ε τ ι κ ό ν	: ἀντικείμενον	π ρ α γ μ α τ ι κ ὸ ν
π′	θ ε τ ι κ ό ν	: εἴδωλον	π ρ α γ μ α τ ι κ ὸ ν
π′	ἀ ρ ν η τ ι κ ό ν	: εἴδωλον	φ α ν τ α σ τ ι κ ὸ ν

209. Εἴδωλον φανταστικοῦ ἀντικειμένου.— Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἀντιστρόφου πορείας τοῦ φωτὸς (§ 148), ἐὰν ἐπὶ τοῦ συγκλίνοντος φακοῦ προπέσῃ ἡ σ υ γ κ λ ί ν ο υ σ α εἰς τὸ σημεῖον Β δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων, αὕτη ἐκτρέπεται καὶ συγκεντρώνεται εἰς τὸ σημεῖον Β′ (σχ. 206). Τότε τὸ Α′Β′ εἶναι τὸ π ρ α γ μ α τ ι κ ὸ ν εἴδωλον τοῦ φ α ν τ α σ τ ι κ ο ῦ ἀντικειμένου ΑΒ.



Σχ. 206. Πραγματικὸν εἴδωλον (Α′Β′) ἑνὸς φανταστικοῦ ἀντικειμένου (ΑΒ).



Σχ. 207. Διὰ τὴν εὕρεσιν τῶν τύπων τοῦ Νεύτωνος.

210. Τύποι τοῦ Νεύτωνος.—Ἡ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμένου μετρεῖται ἀπὸ τὴν κυρίαν ἑστίαν Ε, ἡ δὲ ἀπόστασις τοῦ εἰδώλου μετρεῖται ἀπὸ τὴν ἄλλην κυρίαν ἑστίαν Ε′ (σχ. 207). Ἄς καλέσωμεν ΕΑ = p καὶ Ε′Α′ = p′. Ἀπὸ τὰ ὅμοια τρίγωνα Ε′Α′Β′ καὶ Ε′ΟΓ εὑρίσκομεν:

$$\frac{A'B'}{O\Gamma}=\frac{E'A'}{E'O} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{A'B'}{AB}=\frac{p'}{\phi} \tag{1}$$

Ἐπίσης ἀπὸ τὰ ὅμοια τρίγωνα ΕΟΓ′ καὶ ΕΑΒ ομεν:

$$\frac{O\Gamma'}{AB}=\frac{EO}{EA} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{A'B'}{AB}=\frac{\phi}{p} \tag{2}$$

Ἐὰν ἐξισώσωμεν τὰ δεύτερα μέλη τῶν ἐξισώσεων (1) καὶ (2), εὑρίσκομεν:

$$\frac{p'}{\phi}=\frac{\phi}{p} \qquad \text{ἢ} \qquad p\cdot p'=\phi^2$$

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα :

Ἐὰν ὡς ἀρχὴ τῶν ἀποστάσεων ληφθοῦν αἱ δύο κύριαι ἑστίαι, τότε ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζονται ἀπὸ τοὺς τύπους τοῦ Νεύτωνος:

τύποι τοῦ Νεύτωνος	$p \cdot p' = \varphi^2$	$\dfrac{E}{A} = \dfrac{p'}{\varphi} = \dfrac{\varphi}{p}$

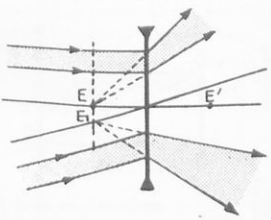
211. Ἀποκλίνων φακός.

— α) ***Κυρία ἑστία.*** — Ὅταν ἐπὶ τοῦ ἀποκλίνοντος φακοῦ προσπίπτῃ δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων παραλλήλων πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὸν φακὸν δέσμη εἶναι ἀποκλίνουσα καὶ φαίνεται προερχομένη ἀπὸ ἓν σημεῖον Ε τοῦ κυρίου ἄξονος (σχ. 208). Τὸ σημεῖον τοῦτο εἶναι ἡ **κυρία ἑστία** τοῦ ἀποκλίνοντος φακοῦ, ἡ ὁποία εἶναι φανταστική.
Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι :

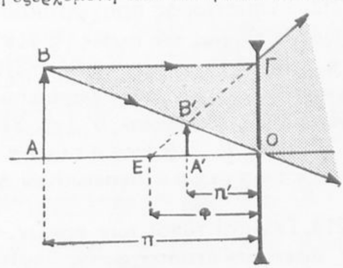
Ὁ ἀποκλίνων φακὸς ἔχει δύο φανταστικὰς κυρίας ἑστίας, αἱ ὁποῖαι εἶναι συμμετρικαὶ ὡς πρὸς τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ φακοῦ· ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις εἶναι ἀρνητικὴ καὶ προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$\boxed{\frac{1}{\varphi} = (\nu - 1)\cdot\left[\frac{1}{-R} + \frac{1}{-R'}\right]}$$

Ἐπὶ τοῦ ἀποκλίνοντος φακοῦ προσπίπτει δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων παραλλήλων πρὸς ἕνα δευτερεύοντα ἄξονα. Τότε ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὸν φακὸν ἀποκλίνουσα δέσμη φαίνεται προερχομένη ἀπὸ τὴν



Σχ. 208. Φανταστικὴ κυρία ἑστία (Ε) ἀποκλίνοντος φακοῦ.



Σχ. 209. Φανταστικὸν εἴδωλον (Α'Β') ἑνὸς πραγματικοῦ ἀντικειμένου (ΑΒ).

φανταστικὴν δευτερεύουσαν ἑστίαν E_1. Εἰς τὸν ἀποκλίνοντα φακὸν τὰ δύο ἑστιακὰ ἐπίπεδα εἶναι φανταστικά.

β) ***Εἴδωλον ἀντικειμένου.*** — Ἂς θεωρήσωμεν ὡς φωτεινὸν ἀντικείμενον μίαν εὐθεῖαν ΑΒ κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα (σχ. 209). Γνωρίζοντες τὴν πορείαν ὡρισμένων ἀκτίνων, δυνάμεθα νὰ κατασκευάσωμεν τὸ εἴδωλον Α'Β', τὸ ὁποῖον εἶναι κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Αἱ ἐκ τοῦ ἄκρου Β τοῦ ἀντικειμένου προερχόμεναι ἀκτῖνες ΒΟ καὶ ΒΓ, μετὰ τὴν ἔξοδόν των ἀπὸ τὸν φακόν, φαίνονται προερχόμεναι ἀπὸ τὸ σημεῖον Β', τὸ ὁποῖον εἶναι τὸ εἴδωλον τοῦ σημείου Β. Τὸ εἴδωλον Α'Β' τοῦ ἀντικειμένου εἶναι φ α ν τ α σ τ ι κ ό ν, ὀ ρ θ ὸ ν καὶ μ ι κ ρ ό τ ε ρ ο ν ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον, δὲν δυνάμεθα συνεπῶς νὰ τὸ λάβωμεν ἐπὶ διαφράγματος. Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω κατασκευὴν τοῦ εἰδώλου Α'Β' συνάγεται ὅτι τὸ φανταστικὸν εἴδωλον σχηματίζεται πάντοτε μεταξὺ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου Ο καὶ τῆς φανταστικῆς κυρίας ἑστίας Ε. Σκεπτόμενοι ὅπως εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ συγκλίνοντος φακοῦ, εὐκόλως εὑρίσκομεν ὅτι καὶ διὰ τοὺς ἀποκλίνοντας φακοὺς ἰσχύουν οἱ γενικοὶ τύποι, οἱ ἰσχύοντες καὶ διὰ τοὺς συγκλίνοντας φακούς, ὑπὸ τὸν ὅρον ὅτι πρέπει νὰ λάβωμεν ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ κυρία ἑστία εἶναι φανταστικὴ (ἑπομένως φ ἀρνητικὸν) καὶ τὸ εἴδωλον εἶναι ἐπίσης φανταστικὸν (ἄρα καὶ π' ἀρνητικόν).

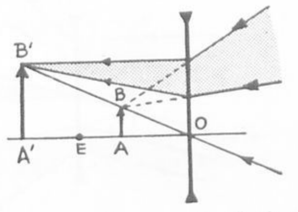
γ) ***Ἀνακεφαλαίωσις διὰ τοὺς ἀποκλίνοντας φακούς.***— Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω καταλήγομεν εἰς τὰ ἑξῆς συμπεράσματα διὰ τοὺς **ἀποκλίνοντας φακούς:**

I. Ὁ ἀποκλίνων φακὸς σχηματίζει εἴδωλον φ α ν τ α σ τ ι κ ό ν, ὀρθὸν καὶ μικρότερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον· τὸ εἴδωλον σχηματίζεται πάντοτε μεταξὺ τοῦ φακοῦ καὶ τῆς φανταστικῆς κυρίας ἑστίας του.

II. Γενικῶς ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζονται ἀπὸ τοὺς τύπους:

τύποι τῶν ἀποκλινόντων φακῶν:	$\frac{1}{\pi} - \frac{1}{\pi'} = -\frac{1}{\varphi} \qquad \frac{E}{A} = -\frac{\pi'}{\pi}$

212. Σχηματισμὸς πραγματικοῦ εἰδώλου.— Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἀντιστρόφου πορείας τοῦ φωτὸς (§ 148), ἐὰν ἐπὶ τοῦ ἀποκλίνοντος φακοῦ προσπέσῃ ἡ σ υ γ κ λ ί ν ο υ σ α εἰς τὸ σημεῖον Β δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων, αὕτη ἐκτρέπεται καὶ συγκεντρώνεται εἰς τὸ σημεῖον Β' (σχ. 210). Τότε τὸ Α'Β' εἶναι τὸ π ρ α γ μ α τ ι κ ὸ ν εἴδωλον τοῦ φ α ν τ α σ τ ι κ ο ῦ ἀντικειμένου ΑΒ.



Σχ. 210. Πραγματικὸν εἴδωλον (Α'Β') ἑνὸς φανταστικοῦ ἀντικειμένου (ΑΒ).

213. Γενικοὶ τύποι τῶν φακῶν.—Ἐὰν π καὶ π' καλέσωμεν ἀντιστοίχως τὰς ἀποστάσεις τοῦ ἀντικειμένου καὶ τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸν φακὸν (συγκλίνοντα ἢ ἀποκλίνοντα), Ε καὶ Α καλέσωμεν ἀντιστοίχως τὰς γραμμικὰς διαστάσεις τοῦ εἰδώλου καὶ τοῦ ἀντικειμένου, τὸ ὁποῖον θεωροῦμεν κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, καὶ τέλος R καὶ R' τὰς ἀκτῖνας καμπυλότητος τῶν σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν τοῦ φακοῦ, τότε εἰς ὅλας τὰς δυνατὰς περιπτώσεις ἰσχύουν οἱ ἀκόλουθοι **γενικοὶ τύποι τῶν φακῶν:**

γενικοὶ τύποι σφαιρικῶν φακῶν:	$\frac{1}{\varphi} = (\nu - 1)\cdot\left[\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right]$ $\frac{1}{\pi} + \frac{1}{\pi'} = \frac{1}{\varphi} \qquad \frac{E}{A} = \frac{\pi'}{\pi}$

ὑπὸ τὸν ὅρον ὅτι θὰ θεωροῦμεν ὡς ἀ ρ ν η τ ι κ ο ὺ ς τοὺς ὅρους π, π′ καὶ φ, ὅταν οὗτοι ἀντιστοιχοῦν εἰς σημεῖα φ α ν τ α σ τ ι κ ά, τοὺς δὲ ὅρους R καὶ R′ ὅταν ἀντιστοιχοῦν εἰς κ ο ί λ α ς ἐπιφανείας. Εἰς τὸν κατωτέρω πίνακα φαίνεται πῶς ἐφαρμόζεται ὁ γενικὸς τύπος τῶν φακῶν εἰς τὰς διαφόρους περιπτώσεις.

Γ ε ν ι κ ὸ ς τ ύ π ο ς φ α κ ῶ ν : $\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\varphi}$

	Ἀ ν τ ι κ ε ί μ ε ν ο ν	Ε ἴ δ ω λ ο ν	Μ ο ρ φ ὴ τ ο ῦ γ ε ν ι κ ο ῦ τ ύ π ο υ
Συγκλίνων φακός	πραγματικὸν	πραγματικὸν	$\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\varphi}$
	πραγματικὸν	φανταστικὸν	$\frac{1}{\pi}-\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\varphi}$
	φανταστικὸν	πραγματικὸν	$-\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\varphi}$
Ἀποκλίνων φακός	πραγματικὸν	φανταστικὸν	$\frac{1}{\pi}-\frac{1}{\pi'}=-\frac{1}{\varphi}$
	φανταστικὸν	πραγματικὸν	$-\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=-\frac{1}{\varphi}$

Π α ρ α δ ε ί γ μ α τ α.— 1) Ἀμφίκυρτος φακὸς ἔχει δείκτην διαθλάσεως 1,5 καὶ ἀκτῖνας καμπυλότητος 40 cm καὶ 60 cm. Εἰς ἀπόστασιν 40 cm ἀπὸ τὸν φακὸν τοποθετεῖται φωτεινὴ εὐθεῖα μήκους 5 cm. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου.

Εἰς τὸν ἀμφίκυρτον φακὸν αἱ δύο ἐπιφάνειαι εἶναι κυρταί· ἄρα αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος λαμβάνονται θετικαί. Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν γενικὴν σχέσιν:

$$\frac{1}{\varphi}=(\nu-1)\cdot\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right) \quad \text{ἤτοι} \quad \frac{1}{\varphi}=0{,}5\cdot\left(\frac{1}{40}+\frac{1}{60}\right)=\frac{2{,}5}{120} \quad \text{καὶ} \quad \varphi=48\ \text{cm}$$

Ἐπειδὴ δίδεται ὅτι εἶναι $\pi<\varphi$, ἕπεται ὅτι τὸ εἴδωλον εἶναι φανταστικόν. Ἡ ἀπόστασις π′ τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸν φακὸν εὑρίσκεται ἀπὸ τὸν τύπον:

$$\frac{1}{\pi}-\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\varphi} \quad \text{ἢ} \quad \pi'=\frac{\pi\cdot\varphi}{\varphi-\pi}=\frac{40\cdot 48}{48-40}=240\ \text{cm}$$

Ἐὰν ἐλαμβάνετο ὁ γενικὸς τύπος $\frac{1}{\pi}+\frac{1}{\pi'}=\frac{1}{\varphi}$, θὰ εὑρίσκετο ὅτι εἶναι:

$$\pi'=\frac{\pi\cdot\varphi}{\pi-\varphi}=\frac{40\cdot 48}{40-48}=-240\ \text{cm}$$

Τὸ ἀρνητικὸν σημεῖον φανερώνει ὅτι τὸ εἴδωλον εἶναι φανταστικόν. Τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου εἶναι:

$$E=A\cdot\frac{\pi'}{\pi}=5\cdot\frac{240}{40}=30\ \text{cm}$$

2) Ἂς ἐξετάσωμεν τὸ προηγούμενον παράδειγμα διὰ τὴν περίπτωσιν, κατὰ τὴν

ὁποίαν ὁ φακὸς εἶναι ἀμφίκοιλος. Εἰς τὸν ἀμφίκοιλον φακὸν αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος θὰ ληφθοῦν ἀρνητικαί. 'Επομένως εἶναι:

$$\frac{1}{\varphi}=(\nu-1)\cdot\left(-\frac{1}{R}-\frac{1}{R'}\right) \quad \text{ἢ} \quad \frac{1}{\varphi}=-0{,}5\cdot\left(\frac{1}{40}+\frac{1}{60}\right)=-\frac{2{,}5}{120}$$

$$\text{καὶ} \quad \varphi=-48\ \text{cm}$$

'Επειδὴ τὸ ἀντικείμενον εἶναι πραγματικόν, ἔχομεν:

$$\frac{1}{\pi}-\frac{1}{\pi'}=-\frac{1}{\varphi} \quad \text{ἤτοι} \quad \pi'=\frac{\pi\cdot\varphi}{\varphi+\pi}=\frac{40\cdot 48}{48+40}=21{,}8\ \text{cm}$$

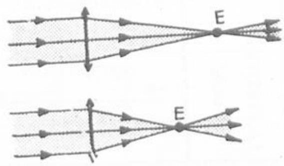
Τὸ δὲ μέγεθος τοῦ εἰδώλου εἶναι:

$$E=A\cdot\frac{\pi'}{\pi}=\ \cdot\frac{21{,}8}{40}=2{,}725\ \text{cm}$$

214. 'Ισχὺς φακοῦ.—'Επὶ ἑνὸς συγκλίνοντος φακοῦ προσπίπτει δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων παραλλήλων πρὸς τὸν κύριον ἄξονα· ἡ δέσμη αὐτὴ μετατρέπεται ἀπὸ τὸν φακὸν εἰς μίαν δέσμην τόσον περισσότερον συγκλίνουσαν, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ (σχ. 211). Εἰς τοὺς φακοὺς ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος ὁρισμός:

Καλεῖται ἰσχὺς (ἢ συγκεντρωτικὴ ἱκανότης) ἑνὸς φακοῦ τὸ ἀντίστροφον τῆς ἑστιακῆς του ἀποστάσεως.

$$\boxed{\text{ἰσχὺς φακοῦ:} \quad P=\frac{1}{\varphi}}$$



Σχ. 211. Διὰ τὸν ὁρισμὸν τῆς ἰσχύος φακοῦ.
(α φακὸς μικροτέρας ἰσχύος, β φακὸς μεγαλυτέρας ἰσχύος.)

'Εκ τοῦ ἀνωτέρω ὁρισμοῦ ἕπεται ὅτι εἰς μὲν τοὺς συγκλίνοντας φακοὺς ἡ ἰσχὺς εἶναι θετική, εἰς δὲ τοὺς ἀποκλίνοντας φακοὺς εἶναι ἀρνητική. Μονὰς ἰσχύος τοῦ φακοῦ εἶναι ἡ **διοπτρία** (1 dpt), ἡ ὁποία ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

Διοπτρία (1 dpt) ***εἶναι ἡ ἰσχὺς φακοῦ ἔχοντος ἑστιακὴν ἀπόστασιν ἴσην μὲ 1 μέτρον*** ($\varphi=1$ m).

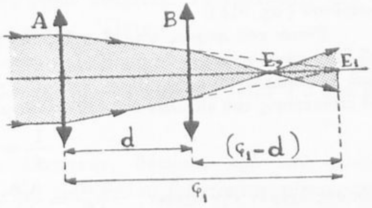
Οὕτω, ἂν ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις ἑνὸς συγκλίνοντος φακοῦ εἶναι $\varphi=20$ cm, τότε ἡ ἰσχὺς τοῦ φακοῦ τούτου εἶναι:

$$\text{ἰσχὺς φακοῦ}=\frac{1}{\text{ἑστιακὴ ἀπόστασις εἰς m}}=\frac{1}{0{,}20}=5\ \text{διοπτρίαι (5 dpt)}$$

215. 'Ομοαξονικὸν σύστημα φακῶν.—Ὅταν πολλοὶ λεπτοὶ φακοὶ ἔχουν κοινὸν κύριον ἄξονα, τότε οἱ φακοὶ οὗτοι σχηματίζουν ὁμοαξονικὸν σύστημα φακῶν. Ἂς θεωρήσωμεν δύο τοιούτους λεπτοὺς συγκλίνοντας φακοὺς A καὶ B (σχ. 212), οἱ ὁποῖοι ἔχουν ἀντιστοίχως ἑστιακὰς ἀποστάσεις φ_1 καὶ φ_2 καὶ ἡ μεταξὺ τῶν φακῶν ἀπόστασις εἶναι $d<\varphi_1$. 'Η κυρία ἑστία E_1 τοῦ φακοῦ A παίζει ρόλον φανταστικοῦ ἀντικειμένου διὰ τὸν φακὸν B, ὁ ὁποῖος συγκεντρώνει τὴν δέσμην εἰς τὸ σημεῖον E_2· τοῦτο εἶναι τὸ πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ σημείου E_1 καὶ ἡ ἀπόστασίς του φ ἀπὸ τὸν φακὸν Β δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$-\frac{1}{\varphi_1-d}+\frac{1}{\varphi}=\frac{1}{\varphi_2} \quad \text{ἤτοι}$$

$$\boxed{\frac{1}{\varphi}=\frac{1}{\varphi_1-d}+\frac{1}{\varphi_2}}$$



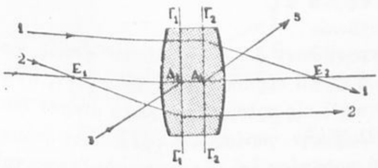
Σχ. 212. Σύστημα δύο φακῶν.

Ἡ εὑρεθεῖσα σχέσις δίδει τὴν **ἑστιακὴν ἀπόστασιν** φ τοῦ συστήματος τῶν δύο φακῶν. Συνήθως οἱ λεπτοὶ φακοὶ τοῦ συστήματος εὑρίσκονται εἰς ἐπαφὴν μεταξύ των ($d=0$) ἢ εἰς πολὺ μικρὰν ἀπόστασιν, ὥστε τὸ d νὰ θεωρῆται πολὺ μικρὸν ἐν σχέσει μὲ τὰ μεγέθη φ_1 καὶ φ_2. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἔχομεν ὅτι:

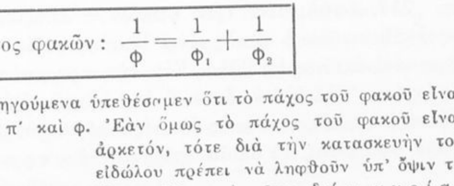
Ἡ ἰσχὺς ἑνὸς ὁμοαξονικοῦ συστήματος λεπτῶν φακῶν, εὑρισκομένων εἰς ἐπαφήν, ἰσοῦται μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν ἰσχύων τῶν φακῶν τοῦ συστήματος.

$$\boxed{\text{ἰσχὺς συστήματος φακῶν: } \frac{1}{\varphi}=\frac{1}{\varphi_1}+\frac{1}{\varphi_2}}$$

*** 216. Παχὺς φακός.** Εἰς τὰ προηγούμενα ὑπεθέσαμεν ὅτι τὸ πάχος τοῦ φακοῦ εἶναι πολὺ μικρὸν σχετικῶς μὲ τὰ μήκη π, π′ καὶ φ. Ἐὰν ὅμως τὸ πάχος τοῦ φακοῦ εἶναι ἀρκετόν, τότε διὰ τὴν κατασκευὴν τοῦ εἰδώλου πρέπει νὰ ληφθοῦν ὑπ' ὄψιν τὰ ἑξῆς: Ὁ φακὸς ἔχει **δύο κυρίας ἑστίας** E_1 καὶ E_2 (σχ. 213), αἱ ὁποῖαι εἶναι τὰ εἴδωλα τῶν εἰς τὸ ἄπειρον εὑρισκομένων σημείων τοῦ κυρίου ἄξονος. Ἐπὶ πλέον ὑπάρχουν **δύο κύρια ἐπίπεδα** Γ_1 καὶ Γ_2, τὰ ὁποῖα εἶναι κάθετα πρὸς τὸν κύριον ἄξονα· αἱ τομαὶ Δ_1 καὶ Δ_2 τῶν κυρίων ἐπιπέδων μὲ τὸν κύριον ἄξονα καλοῦνται **δεσμικὰ σημεῖα** καὶ εὑρίσκονται εἰς **ἴσας** ἀποστάσεις ἀπὸ τὰς δύο κυρίας ἑστίας. Ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ εἶναι τότε ἡ ἀπόστασις $E_1\Delta_1=E_2\Delta_2=\varphi$. Ἡ ἀκτὶς 1, ἡ ὁποία προσπίπτει παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, διαθλᾶται εἰς τὸ κύριον ἐπίπεδον Γ_2 καὶ διέρχεται διὰ τῆς κυρίας ἑστίας E_2. Ἡ ἀκτὶς 2, ἡ ὁποία προέρχεται ἀπὸ τὴν κυρίαν ἑστίαν E_1, διαθλᾶται εἰς τὸ κύριον ἐπίπεδον Γ_1 καὶ ἐξέρχεται παράλληλος πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Τέλος ἡ ἀκτὶς 3, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ δεσμικοῦ σημείου Δ_1, ὑφίσταται παράλληλον μετα-



Σχ. 213. Πορεία μερικῶν φωτεινῶν ἀκτίνων διερχομένων διὰ παχέος φακοῦ.



Σχ. 214. Σχηματισμὸς εἰδώλου ὑπὸ παχέος φακοῦ.

τόπισιν καὶ ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν φακὸν προερχομένη ἀπὸ τὸ ἄλλο δεσμικὸν σημεῖον Δ_2. 'Εὰν τὰ δύο κύρια ἐπίπεδα συμπίπτουν, τότε ἀναγόμεθα εἰς τὴν περίπτωσιν λεπτοῦ φακοῦ. 'Επὶ τῇ βάσει τῶν ἀνωτέρω εἶναι εὔκολον νὰ κατασκευασθῇ τὸ εἴδωλον ἑνὸς ἀντικειμένου (σχ. 214).

Τύποι τοῦ παχέος φακοῦ.— Εἰς τὸν παχὺν φακὸν ἰσχύουν οἱ τύποι τοῦ λεπτοῦ φακοῦ (§ 213) μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι αἱ ἀποστάσεις μετροῦνται ἀπὸ τὰ δεσμικὰ σημεῖα καὶ ὄχι ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον. Οὕτω ἔχομεν $\pi = A\Delta_1$, $\pi' = A'\Delta_2$ καὶ $\varphi = E_1\Delta_1 = E_2\Delta_2$· ἄρα αἱ ἀποστάσεις τοῦ εἰδώλου καὶ τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν φακὸν συνδέονται μὲ τὴν σχέσιν:

$$\frac{1}{\varphi} = \frac{1}{\pi} + \frac{1}{\pi'}$$

'Επίσης ἔχομεν τὴν σχέσιν: $\dfrac{A'B'}{AB} = \dfrac{A'\Delta_2}{A\Delta_1}$ ἢ $\dfrac{E}{A} = \dfrac{\pi'}{\pi}$

'Εὰν ε εἶναι τὸ πάχος τοῦ φακοῦ καὶ ν ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου, τότε ἡ ἀπόστασις α τῶν κυρίων ἐπιπέδων Γ_1 καὶ Γ_2 ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι:

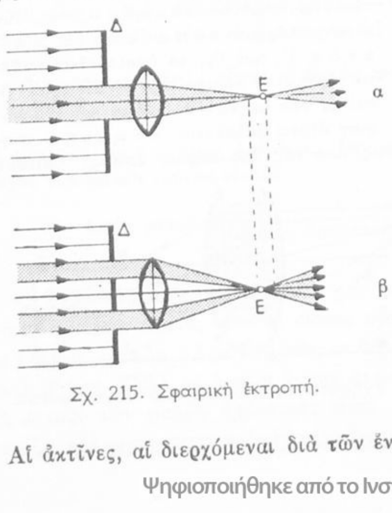
$$\alpha = \varepsilon \cdot \frac{\nu - 1}{\nu}$$

Τέλος ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις φ τοῦ παχέος φακοῦ δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\frac{1}{\varphi} = (\nu - 1) \cdot \left[\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} - \frac{(\nu - 1)\,\varepsilon}{\nu R_1 \cdot R_2} \right]$$

217. Σφάλματα τῶν φακῶν.—'Η ἐξίσωσις τῶν φακῶν ἰσχύει ὑπὸ τὴν προϋπόθεσιν ὅτι ὁ φακὸς εἶναι λεπτὸς καὶ ὅτι προσπίπτουν ἐπ' αὐτοῦ κεντρικαὶ φωτειναὶ ἀκτῖνες (§ 201). Εἰς τὴν πραγματικότητα οἱ ἀνωτέρω ὅροι σπανίως ὑπάρχουν. 'Επὶ πλέον, ὅταν τὸ λευκὸν φῶς διέρχεται διὰ μέσου τῶν φακῶν, ὑφίσταται ἀνάλυσιν. Διὰ τοὺς ἀνωτέρω λόγους οἱ φακοὶ παρουσιάζουν συνήθως διάφορα σφάλματα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται ἐ κ τ ρ ο π α ί.

218. Σφαιρικὴ ἐκτροπή.—"Ας φαντασθῶμεν ὅτι ὁ συγκλίνων φακὸς χωρίζεται εἰς συγκεντρικὰς ζώνας. 'Η ζώνη, ἡ ὁποία εὑρίσκεται εἰς τὸ μέσον, ἀντιστοιχεῖ εἰς πρῖσμα ἔχον πολὺ μικρὰν διαθλαστικὴν γωνίαν (§ 202). 'Αφήνομεν νὰ προσπέσῃ ἐπὶ τῆς κεντρικῆς ζώνης τοῦ φακοῦ λεπτὴ δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων, παραλλήλων πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ (σχ. 215 α)· ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὸν φακὸν δέσμη συγκλίνει εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν Ε. Καλύπτομεν τώρα τὴν κεντρικὴν περιοχὴν τοῦ φακοῦ καὶ ἀφήνομεν τὸ φῶς νὰ διέλθῃ διὰ τῆς περιφερειακῆς ζώνης, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς πρῖσμα ἔχον μεγαλυτέραν διαθλαστικὴν γωνίαν (σχ. 215 β)· ἡ ἐξερχομένη δέσμη συγκεντρώνεται εἰς μίαν ἄλλην κυρίαν ἑστίαν Ε, ἡ ὁποία εὑρίσκεται πλησιέστερα πρὸς τὸν φακόν.



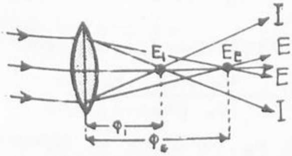
Σχ. 215. Σφαιρικὴ ἐκτροπή.

Αἱ ἀκτῖνες, αἱ διερχόμεναι διὰ τῶν ἐνδιαμέσων ζωνῶν, δίδουν κυρίας ἑστίας εὑρισκομένας μεταξὺ τῶν δύο σημείων Ε. Ὅταν ἡ δέσμη προσπίπτῃ ἐφ᾽ ὁλοκλήρου τοῦ φακοῦ, τότε αἱ διαθλώμεναι ἀκτῖνες δὲν διέρχονται δι᾽ ἑνὸς σημείου, καὶ ἑπομένως τὸ εἴδωλον δὲν εἶναι εὐκρινές. Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο τῶν φακῶν καλεῖται σφαιρικὴ ἐκτροπή. Ὥστε:

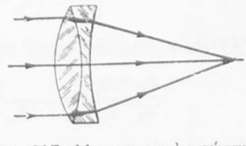
Αἱ ἀκτῖνες αἱ διερχόμεναι διὰ τοῦ κεντρικοῦ καὶ τοῦ περιφερειακοῦ τμήματος τοῦ φακοῦ δὲν συγκεντρώνονται εἰς τὸ αὐτὸ σημεῖον (σφαιρικὴ ἐκτροπή).

Διὰ νὰ περιορίσωμεν τὴν σφαιρικὴν ἐκτροπήν, θέτομεν πρὸ τοῦ φακοῦ διάφραγμα φέρον κυκλικὸν ἄνοιγμα, διὰ τοῦ ὁποίου διέρχονται μόνον κεντρικαὶ ἀκτῖνες. Ἡ σφαιρικὴ ἐκτροπὴ περιορίζεται ἐπίσης, ἂν αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος τοῦ φακοῦ ἐκλεγοῦν καταλλήλως, ὥστε αἱ ἀκτῖνες αἱ προσπίπτουσαι εἰς τὴν περιφέρειαν τοῦ φακοῦ νὰ ὑφίστανται καὶ εἰς τὰς δύο ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ τὴν αὐτὴν περίπου διάθλασιν.

219. Χρωματικὴ ἐκτροπή.— Τὸ λευκὸν φῶς διερχόμενον διὰ τοῦ φακοῦ ὑφίσταται ἀνάλυσιν, ὅπως συμβαίνει, ὅταν τὸ λευκὸν φῶς διέρχεται διὰ πρίσματος (§ 158). Ἂς θεωρήσωμεν μίαν δέσμην παραλλήλων ἀκτίνων λευκοῦ φωτός, ἡ ὁποία προσπίπτει ἐπὶ συγκλίνοντος φακοῦ (σχ. 216). Αἱ ἀκτῖνες, καὶ ἰδιαιτέρως αἱ διερχόμεναι διὰ τῆς περιφερειακῆς ζώνης τοῦ φακοῦ, ὑφίστανται μεγάλον διασκεδασμόν· οὕτω πλησιέστερα πρὸς τὸν φακὸν σχηματίζεται ἡ κυρία ἑστία E_I τῶν ἰωδῶν ἀκτίνων καὶ εἰς μεγαλυτέραν ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν φακὸν σχηματίζεται ἡ κυρία ἑστία E_E τῶν ἐρυθρῶν ἀκτίνων. Οὕτω εἶναι $\varphi_E > \varphi_I$. Ἐὰν θέσωμεν καθέτως πρὸς τὸν ἄξονα μικρὸν πέτασμα εἰς τὰς θέσεις τῶν δύο τούτων ἑστιῶν, θὰ παρατηρήσωμεν εἰς μὲν τὴν θέσιν E_E ἓν ἐρυθρὸν σημεῖον περιβαλλόμενον ἀπὸ ἰώδη κύκλον, εἰς δὲ τὴν θέσιν E_I ἓν ἰῶδες σημεῖον περιβαλλόμενον ἀπὸ ἐρυθρὸν κύκλον. Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο τῶν φακῶν καλεῖται χρωματικὴ ἐκτροπὴ καὶ συντελεῖ εἰς τὸ νὰ μὴ εἶναι εὐκρινὲς τὸ σχηματιζόμενον εἴδωλον. Ὥστε:



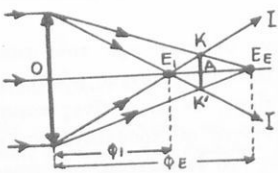
Σχ. 216. Χρωματικὴ ἐκτροπή.


Σχ. 217. Ἀχρωματικὸν σύστημα φακῶν.

Αἱ ἀκτῖνες λευκοῦ φωτός, αἱ διερχόμεναι διὰ τοῦ φακοῦ, ὑφίστανται ἀνάλυσιν, αἱ δὲ κύριαι ἑστίαι τῶν ἰωδῶν καὶ τῶν ἐρυθρῶν ἀκτίνων δὲν συμπίπτουν.

Ἡ χρωματικὴ ἐκτροπὴ περιορίζεται αἰσθητῶς, ἐάν ἀφήνωμεν νὰ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ φακοῦ μόνον κεντρικαὶ ἀκτῖνες. Ἐὰν συνδυάσωμεν δύο φακοὺς ἀπὸ διαφορετικὰ εἴδη ὑάλου, οἱ ὁποῖοι νὰ ἔχουν καταλλήλους ἀκτῖνας καμπυλότητος, ἐπιτυγχάνομεν νὰ συμπέσουν ἡ ἰώδης καὶ ἡ ἐρυθρὰ κυρία ἑστία. Τὸ σχηματιζόμενον ἀχρωματικὸν σύστημα δὲν παρουσιάζει χρωματικὴν ἐκτροπήν. Τοιοῦτον ἀχρωματικὸν σύστημα ἀποτελοῦν συγκλίνων φακὸς ἀπὸ στεφανύαλον καὶ ἀποκλίνων φακὸς ἀπὸ πυριτύαλον (σχ. 217).

***220. 'Υπολογισμὸς τῆς κυρίας χρωματικῆς ἐκτροπῆς.**— Μία δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων λευκοῦ φωτὸς προσπίπτει ἐπὶ τοῦ φακοῦ (σχ. 218). Καλεῖται **κυρία διαμήκης χρωματικὴ ἐκτροπὴ** ἡ ἀπόστασις $E_E E_I$ τῶν δύο ἀκραίων κυρίων ἑστιῶν τοῦ φακοῦ. 'Επίσης καλεῖται **κυρία ἐγκαρσία χρωματικὴ ἐκτροπὴ** ἡ ἀκτὶς ρ τοῦ κύκλου ΚΚ', ὁ ὁποῖος προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν τομὴν τῶν ἀκραίων ἀκτίνων τῆς διαθλωμένης δέσμης. 'Εὰν ν_E καὶ ν_I εἶναι ἀντιστοίχως οἱ δεῖκται διαθλάσεως τῆς ἐρυθρᾶς καὶ τῆς ἰώδους ἀκτινοβολίας, τότε ἔχομεν τὰς ἐξισώσεις:



Σχ. 218. Κυρία διαμήκης χρωματικὴ ἐκτροπὴ ($E_E E_I$).

$$\frac{1}{\varphi_E} = (\nu_E - 1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \qquad (1)$$

$$\frac{1}{\varphi_I} = (\nu_I - 1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \qquad (2)$$

'Η κυρία διαμήκης χρωματικὴ ἐκτροπὴ $E_E E_I = \varphi_E - \varphi_I$ εὑρίσκεται, ἂν ἀφαιρέσωμεν κατὰ μέλη τὰς ἀνωτέρω δύο ἐξισώσεις:

$$\frac{1}{\varphi_I} - \frac{1}{\varphi_E} = (\nu_I - \nu_E)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \quad \text{ἢ} \quad \frac{\varphi_E - \varphi_I}{\varphi_E \cdot \varphi_I} = (\nu_I - \nu_E)\cdot k \qquad (3)$$

'Εὰν καλέσωμεν ν_M τὸν μέσον δείκτην διαθλάσεως τῆς ὑάλου (*) διὰ τὴν περιοχὴν τῶν τιμῶν ν_I καὶ ν_E, τότε ἡ μέση ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\frac{1}{\varphi_M} = (\nu_M - 1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \quad \text{ἢ} \quad \frac{1}{\varphi_M} = (\nu_M - 1)\cdot k \qquad (4)$$

"Αν εἰς τὴν ἐξίσωσιν (3) θέσωμεν τὴν τιμὴν τοῦ **k** ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (4), τότε ἔχομεν:

$$\frac{\varphi_E - \varphi_I}{\varphi_E \cdot \varphi_I} = \frac{\nu_I - \nu_E}{\varphi_M \cdot (\nu_M - 1)} \quad \text{ἢ} \quad \varphi_E - \varphi_I = \frac{\varphi_E \cdot \varphi_I (\nu_I - \nu_E)}{\varphi_M \cdot (\nu_M - 1)}$$

'Επειδὴ τὰ φ_E καὶ φ_I ἐλάχιστα διαφέρουν ἀπὸ τὸ φ_M, δυνάμεθα νὰ λάβωμεν $\varphi_E = \varphi_I = \varphi_M$, ὁπότε ἔχομεν:

$$\varphi_E - \varphi_I = \varphi_M \cdot \frac{\nu_I - \nu_E}{\nu_M - 1} \qquad (5)$$

'Ο λόγος $P = \dfrac{\nu_I - \nu_E}{\nu_M - 1}$ καλεῖται **ἱκανότης διασκεδασμοῦ** τῆς ὑάλου, καὶ εἶναι σταθερὰ δι' ἕκαστον εἶδος αὐτῆς. 'Η εὑρεθεῖσα λοιπὸν ἐξίσωσις (5) φανερώνει ὅτι:

'Η κυρία διαμήκης χρωματικὴ ἐκτροπὴ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἱκανότητα διασκεδασμοῦ (P) τῆς ὑάλου καὶ ἀνάλογος πρὸς τὴν μέσην ἑστιακὴν ἀπόστασιν (φ_M) τοῦ φακοῦ.

$$\boxed{\text{κυρία διαμήκης χρωματικὴ ἐκτροπή:} \quad \varphi_E - \varphi_I = P \cdot \varphi_M}$$

(*) Συνήθως ὡς μέσος δείκτης διαθλάσεως λαμβάνεται ὁ δείκτης διαθλάσεως, ὁ ὁποῖος ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν κιτρίνην ἀκτινοβολίαν τῶν διαπύρων ἀτμῶν τοῦ νατρίου.

Εἰς τὴν πρᾶξιν μεγαλυτέραν σημασίαν ἔχει ἡ κυρία ἐγκαρσία χρωματικὴ ἐκτροπή, ἤτοι ἡ ἀκτὶς ρ τοῦ κύκλου ΚΚ'. Ἂν καλέσωμεν δ τὴν διάμετρον τοῦ φακοῦ, τότε ἀπὸ τὴν ὁμοιότητα τῶν τριγώνων εὑρίσκομεν τὰς σχέσεις:

$$\frac{KK'}{\delta}=\frac{AE_I}{OE_I}=\frac{AE_E}{OE_E} \quad \text{ἢ} \quad \frac{KK'}{\delta}=\frac{AE_E+AE_I}{OE_E+OE_I}=\frac{E_E E_I}{\varphi_E+\varphi_I} \qquad (6)$$

Ἐὰν φ_M εἶναι ἡ μέση ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ, τότε ἔχομεν:

$$\frac{\varphi_E+\varphi_I}{2}=\varphi_M \quad \text{ἢ} \quad \varphi_E+\varphi_I=2\varphi_M$$

Ἄρα ἡ ἐξίσωσις (6) γράφεται ὡς ἑξῆς:

$$\frac{KK'}{\delta}=\frac{E_E E_I}{2\varphi_M} \quad \text{ἢ} \quad \frac{2\rho}{\delta}=\frac{\varphi_E-\varphi_I}{2\varphi_M} \quad \text{καὶ} \quad \rho=\frac{\varphi_E-\varphi_I}{\varphi_M}\cdot\frac{\delta}{4} \qquad (7)$$

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (5) εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι: $\frac{\varphi-\varphi_I}{\varphi_M}=\frac{\nu_I-\nu_E}{\nu_M-1}$. Ἑπομένως ἡ ἐξίσωσις (7) φανερώνει ὅτι:

Ἡ κυρία ἐγκαρσία χρωματικὴ ἐκτροπὴ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἱκανότητα διασκεδασμοῦ (Ρ) τῆς ὑάλου καὶ ἀνάλογος πρὸς τὴν διάμετρον (δ) τοῦ φακοῦ.

κυρία ἐγκαρσία χρωματικὴ ἐκτροπή: $\rho=P\cdot\frac{\delta}{4}$

Π α ρ ά δ ε ι γ μ α. — Διὰ τὴν στεφανύαλον εἶναι $\nu_E=1{,}514$, $\nu_I=1{,}524$ καὶ $\nu_M=1{,}519$. Ἐὰν ἡ μέση ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ εἶναι $\varphi_M=100\,\text{cm}$ καὶ ἡ διάμετρος τοῦ φακοῦ εἶναι $\delta=20\,\text{cm}$, τότε εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι:

κυρία διαμήκης χρωματικὴ ἐκτροπὴ : $\varphi_E-\varphi_I=\frac{1{,}524-1{,}514}{1{,}519-1}\times 100\,\text{cm}=0{,}019\times 100\,\text{cm}=1{,}9\,\text{cm}$

κυρία ἐγκαρσία χρωματικὴ ἐκτροπὴ : $\rho=\frac{1{,}524-1{,}514}{1{,}519-1}\times\frac{20}{4}\,\text{cm}=0{,}095\,\text{cm}=0{,}95\,\text{mm}$

221. Συνθήκη ἀχρωματισμοῦ δύο φακῶν.— Ἔστω ὅτι οἱ δύο φακοὶ ἑνὸς ἀχρωματικοῦ συστήματος (σχ. 217) ἔχουν ἀκτῖνας καμπυλότητος ὁ μὲν πρῶτος R_1 καὶ R_2, ὁ δὲ δεύτερος R_3 καὶ R_4. Οἱ δεῖκται διαθλάσεως διὰ τὴν ἐρυθρὰν καὶ τὴν ἰώδη ἀκτινοβολίαν εἶναι, διὰ μὲν τὸν πρῶτον φακὸν ν_E καὶ ν_I, διὰ δὲ τὸν δεύτερον φακὸν εἶναι ν_E' καὶ ν_I'. Τότε δι' ἕκαστον φακὸν θὰ ἰσχύουν αἱ κάτωθι σχέσεις:

διὰ τὸν π ρ ῶ τ ο ν φ α κ ό ν:

$$\frac{1}{\varphi_E}=(\nu_E-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right) \quad \text{καὶ} \quad \frac{1}{\varphi_I}=(\nu_I-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)$$

διὰ τὸν δ ε ύ τ ε ρ ο ν φ α κ ό ν:

$$\frac{1}{\varphi_E'}=(\nu_E'-1)\left(\frac{1}{R_3}+\frac{1}{R_4}\right) \quad \text{καὶ} \quad \frac{1}{\varphi_I'}=(\nu_I'-1)\left(\frac{1}{R_3}+\frac{1}{R_4}\right)$$

'Η ἰσχὺς τοῦ συστήματος τῶν δύο φακῶν δι' ἑκάστην ἀκτινοβολίαν εἶναι:
διὰ τὴν ἐ ρ υ θ ρ ὰ ν ἀ κ τ ι ν ο β ο λ ί α ν:

$$\frac{1}{\Phi_E}=\frac{1}{\varphi_E}+\frac{1}{\varphi_E'}=(\nu_E-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)+(\nu_E'-1)\left(\frac{1}{R_3}+\frac{1}{R_4}\right) \quad (1)$$

διὰ τὴν ἰ ώ δ η ἀ κ τ ι ν ο β ο λ ί α ν:

$$\frac{1}{\Phi}=\frac{1}{\varphi_I}+\frac{1}{\varphi_I'}=(\nu_I-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)+(\nu_I'-1)\left(\frac{1}{R_3}+\frac{1}{R_4}\right) \quad (2)$$

'Επειδὴ τὸ σύστημα εἶναι ἀχρωματικόν, ἕπεται ὅτι αἱ κύριαι ἑστίαι τοῦ συστήματος, αἱ ἀντιστοιχοῦσαι εἰς τὰς δύο αὐτὰς ἀκτινοβολίας, συμπίπτουν· ἐπομένως εἶναι $\Phi_E=\Phi_I$. 'Εὰν ἐξισώσωμεν τὰ δεύτερα μέλη τῶν ἐξισώσεων (1) καὶ (2), εὑρίσκομεν τὴν σ υ ν θ ή κ η ν ἀ χ ρ ω μ α τ ι σ μ ο ῦ διὰ τὰς δύο θεωρουμένας ἀκτινοβολίας:

$$\boxed{\text{συνθήκη ἀχρωματισμοῦ}: (\nu_I-\nu_E)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=-(\nu_I'-\nu_E')\left(\frac{1}{R_3}+\frac{1}{R_4}\right)}$$

'Η ἀνωτέρω ἐξίσωσις φανερώνει ὅτι διὰ τὴν πραγματοποίησιν τοῦ ἀχρωματικοῦ συστήματος πρέπει νὰ συνδυάσωμεν ἕνα συγκλίνοντα καὶ ἕνα ἀποκλίνοντα φακόν, οἱ ὁποῖοι ἀποτελοῦνται ἀπὸ δ ι α φ ο ρ ε τ ι κ ὸ ν ε ἶ δ ο ς ὑ ά λ ο υ. 'Επειδὴ οἱ δύο φακοὶ τοῦ συστήματος εὑρίσκονται εἰς ἐπαφήν, ἕπεται ὅτι αἱ δύο ἐφαπτόμεναι ἐπιφάνειαι ἔχουν τὴν αὐτὴν ἀκτῖνα καμπυλότητος ($R_2=R_3$). Τὸ ἀχρωματικὸν σύστημα δύναται νὰ εἶναι συγκλῖνον ἢ ἀποκλῖνον, ἡ δὲ ἑ σ τ ι α κ ὴ ἀ π ό σ τ α σ ι ς Φ τοῦ συστήματος προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\frac{1}{\Phi}=\frac{1}{\varphi_E}+\frac{1}{\varphi_E'}=\frac{1}{\varphi_I}+\frac{1}{\varphi_I'} \quad (3)$$

Μὲ δύο μόνον φακοὺς δὲν κατορθώνεται ἡ κατασκευὴ τελείως ἀχρωματικοῦ συστήματος καὶ διὰ τοῦτο τὰ ἀχρωματικὰ συστήματα ἀποτελοῦνται ἀπὸ περισσοτέρους τῶν δύο φακῶν.

Π α ρ ά δ ε ι γ μ α.— Συγκλίνων φακὸς ἀπὸ στεφανύαλον συνδυάζεται μὲ ἀποκλίνοντα φακὸν ἀπὸ πυριτύαλον πρὸς σχηματισμὸν ἀχρωματικοῦ συστήματος διὰ τὰς ἀκτινοβολίας τοῦ ἐρυθροῦ καὶ τοῦ ἰώδους. Οἱ δεῖκται διαθλάσεως εἶναι:

Σχ. 219. 'Αχρωματικὸν σύστημα φακῶν.

τῆς στεφανυάλου	:	$\nu_E=1{,}524$	$\nu_I=1{,}544$
τῆς πυριτυάλου	:	$\nu_E'=1{,}627$	$\nu_I'=1{,}671$

Νὰ ὑπολογισθοῦν αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος τῶν δύο φακῶν καὶ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ ἀχρωματικοῦ συστήματος.

"Ας καλέσωμεν R_1 καὶ R_2 τὰς ἀκτῖνας καμπυλότητος τοῦ συγκλίνοντος φακοῦ καὶ R_3, R_4 τὰς ἀκτῖνας καμπυλότητος τοῦ ἀποκλίνοντος φακοῦ. 'Εὰν θέσωμεν $R_2=R_3$, μένει νὰ προσδιορισθοῦν τρεῖς μόνον ἀκτῖνες καμπυλότητος, αἱ R_1, R_2 καὶ R_4. Τὸ πρόβλημα ἐπιδέχεται ἀπείρους λύσεις. "Ας ὑποθέσωμεν ὅτι ὁ συγκλίνων φακὸς εἶναι ἐπιπεδόκυρτος, διὰ τὸν ὁποῖον εἶναι $R_1=10$ cm. 'Εὰν ὁ ἀποκλίνων φακὸς εἶναι ἐπιπεδόκοιλος (σχ. 219), τότε ἔχομεν $R_1=10$ cm καὶ $R_2=R_3=\infty$. Θέτοντες τὰς δοθείσας τιμὰς εἰς τὴν ἐξίσωσιν ἀχρωματισμοῦ, εὑρίσκομεν:

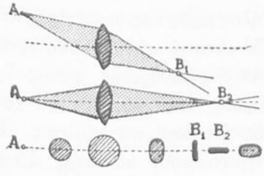
$$0{,}020\times\frac{1}{10}=-0{,}044\times\frac{1}{R_4} \quad \text{ἄρα} \quad R_4=-22\ \text{cm}$$

Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις Φ τοῦ ἀχρωματικοῦ συστήματος εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (3).

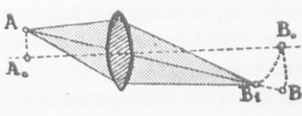
$$\frac{1}{\Phi} = (1{,}524 - 1) \times \frac{1}{10} - (1{,}627 - 1) \times \frac{1}{22} = \frac{0{,}524}{10} - \frac{0{,}627}{22} = \frac{5{,}258}{220}$$

$$\text{ἤτοι} \quad \Phi = 41{,}8 \text{ cm}$$

222. Ἀστιγματισμός.—Ἂς θεωρήσωμεν φωτεινὸν σημεῖον Α εὑρισκόμενον μακρὰν τοῦ κυρίου ἄξονος (σχ. 220). Τότε αἱ ἀκτῖνες προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ φακοῦ σχηματίζουσαι μεγάλην γωνίαν μὲ τὸν κύριον ἄξονα τοῦ φακοῦ. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὸν φακὸν δέσμη δὲν συγκεντρώνεται εἰς ἓν σημεῖον, ἀλλ᾽ ὅλαι αἱ ἀκτῖνες τῆς δέσμης διέρχονται διὰ δύο μικρῶν εὐθειῶν B_1 καὶ B_2, αἱ ὁποῖαι καλοῦνται ἑ σ τ ι α κ α ὶ γ ρ α μ μ α ί, εἶναι κάθετοι μεταξύ των καὶ δὲν εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου. Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο τῶν φακῶν καλεῖται ἀ σ τ ι γ μ α τ ι σ μ ὸ ς καὶ συντελεῖ εἰς τὸ νὰ μὴ εἶναι εὐκρινῆ τὰ σχηματιζόμενα εἴδωλα. Ἐὰν μετακινοῦμεν τὸ φωτεινὸν σημεῖον Α καθέτως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, παρατηροῦμεν ὅτι, ἐφ᾽ ὅσον τὸ Α πλησιάζει πρὸς τὸν κύριον ἄξονα (σχ. 221), τὰ εἴδωλα B_1 καὶ B_2 (δηλαδὴ αἱ δύο ἑστιακαὶ γραμμαὶ) πλησιάζουν πρὸς τὸ B_0 διαγράφοντα καμπύλας τροχιάς· αὗται εἶναι ἰσχυρῶς καμπυλωμέναι καὶ στρέφουν τὸ κοῖλον μέρος των πρὸς τὸν φακόν. Ἕνεκα τοῦ λόγου τούτου, ὅταν ἓν ἐπίπεδον ἀντικείμενον εἶναι κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα τοῦ φακοῦ, τὸ εἴδωλον σχηματίζεται ἐπὶ μιᾶς ἰσχυρῶς καμπυλωμένης ἐπιφανείας. Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο καλεῖται κ α μ π ύ λ ω σ ι ς τ ο ῦ ε ἰ δ ώ λ ο υ.



Σχ. 220. Ἀστιγματικὴ ἐκτροπή. (B_1 καὶ B_2 αἱ δύο ἑστιακαὶ γραμμαί.)



Σχ. 221. Μετατόπισις τῶν ἑστιακῶν γραμμῶν (B_1 καὶ B_2) ἕνεκα μετακινήσεως τοῦ φωτεινοῦ σημείου Β.

Ἀφήνομεν ἐπὶ τοῦ φακοῦ νὰ προσπέσῃ μία δέσμη παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων πολὺ λοξῶς πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Μὲ ἓν διάφραγμα ἐμποδίζομεν νὰ διέλθουν ἀκτῖνες διὰ τῆς κεντρικῆς περιοχῆς τοῦ φακοῦ. Αἱ διὰ τῆς περιφερειακῆς ζώνης τοῦ φακοῦ διερχόμεναι ἀκτῖνες σχηματίζουν μίαν ἰδιάζουσαν δέσμην. Ἐὰν μετακινήσωμεν διάφραγμα εἰς τὰς περιοχάς, ὅπου παρατηρεῖται ἰσχυροτέρα τομὴ τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης, θὰ λάβωμεν ἐπὶ τοῦ διαφράγματος ἰδιάζον σχῆμα, τὸ ὁποῖον καλεῖται κ ό μ α (σχ. 222). Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:

Σχ. 222. Τομαὶ τῆς ἐξερχομένης ἀπὸ τὸν φακὸν δέσμης εἰς διαφόρους ἀποστάσεις ἀπὸ τὸν φακόν.

I. Αἱ ἀκτῖνες, αἱ προερχόμεναι ἀπὸ σημεῖον ἀπέχον πολὺ ἀπὸ τὸν κύριον ἄξονα, ὅταν ἐξέρχωνται ἀπὸ τὸν συγκλίνοντα φακὸν δὲν συγκεντρώνονται εἰς ἓν σημεῖον. Αἱ διὰ τῆς κεντρικῆς περιοχῆς τοῦ φακοῦ διερχόμεναι ἀκτῖνες σχηματίζουν τὰς δύο καθέτους πρὸς ἀλλήλας ἑστιακὰς

γραμμάς, αἱ δὲ διὰ τῆς περιφερειακῆς ζώνης διερχόμεναι ἀκτῖνες σχηματίζουν τὸ κόμα.

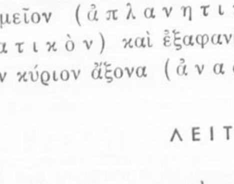
ΙΙ. Τὸ εἴδωλον ἐπιπέδου ἀντικειμένου, καθέτου πρὸς τὸν κύριον ἄξονα συγκλίνοντος φακοῦ, εἶναι ἰσχυρῶς καμπυλωμένον.

'Αστιγματισμὸν παρουσιάζουν καὶ οἱ κυλινδρικοὶ φακοί, τῶν ὁποίων αἱ ἐπιφάνειαι εἶναι κυλινδρικαί. 'Εὰν ἐπὶ ἑνὸς τοιούτου φακοῦ προσπέσῃ δέσμη ἀκτίνων παραλλήλων πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, ὅλαι αἱ διαθλώμεναι ἀκτῖνες διέρχονται διὰ μιᾶς εὐθείας Ε, ἡ ὁποία εἶναι παράλληλος πρὸς τὰς γενετείρας τῶν κυλινδρικῶν ἐπιφανειῶν τοῦ φακοῦ. 'Η εὐθεῖα αὐτὴ Ε εἶναι ἡ μία ἑστιακὴ γραμμή· ἡ ἄλλη ἑστιακὴ γραμμὴ εἶναι εἰς τὸ ἄπειρον. 'Εὰν ὁ κυλινδρικὸς φακὸς ἔχῃ κατάλληλον καμπυλότητα καὶ προσανατολισθῇ καταλλήλως, τότε δύναται νὰ χρησιμοποιηθῇ διὰ τὴν διόρθωσιν τοῦ ἀστιγματισμοῦ ἑνὸς ὀπτικοῦ συστήματος. Τὸ σύστημα, τὸ ὁποῖον δὲν ἔχει τὸ ἐλάττωμα τοῦ ἀστιγματισμοῦ, καλεῖται ἀναστιγματικόν.

223. Διωρθωμένον σύστημα φακῶν.— Εἰς τὰ διάφορα ὀπτικὰ ὄργανα χρησιμοποιοῦνται σήμερον συστήματα φακῶν, τὰ ὁποῖα δὲν παρουσιάζουν τὰ διάφορα ἐλαττώματα, τὰ ὁποῖα παρουσιάζει εἷς μόνον φακός. Τὰ τοιαῦτα συστήματα φακῶν ἀποτελοῦνται ἀπὸ πολλοὺς φακοὺς (3 - 12), τῶν ὁποίων αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος, τὸ εἶδος τῆς ὑάλου καὶ αἱ μεταξύ των ἀποστάσεις ἔχουν ἐκλεγῇ καταλλήλως. Ἓν διωρθωμένον σύστημα φακῶν εἶναι **ἀπλανητικόν, ἀχρωματικόν, ἀναστιγματικόν.** Εἰς τὸ σύστημα τοῦτο τὸ εἴδωλον ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου εἶναι σημεῖον (ἀπλανητικόν), ἡ χρωματικὴ ἐκτροπὴ καταργεῖται (ἀχρωματικὸν) καὶ ἐξαφανίζονται τὰ ἐλαττώματα ἐκ τῆς κλίσεως τῶν ἀκτίνων πρὸς τὸν κύριον ἄξονα (ἀναστιγματικόν).

ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΤΟΥ ΟΦΘΑΛΜΟΥ

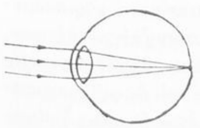
224. Κατασκευὴ τοῦ ὀφθαλμοῦ.—'Απὸ ὀπτικῆς ἀπόψεως ὁ ὀφθαλμὸς ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν σειρὰν διαφανῶν μέσων, τὰ ὁποῖα χωρίζονται μεταξύ των μὲ αἰσθητῶς σφαιρικὰς ἐπιφανείας· τὰ κέντρα τῶν ἐπιφανειῶν τούτων εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἄξονος. Ὅταν προχωροῦμεν ἐκ τοῦ ἐξωτερικοῦ πρὸς τὸ ἐσωτερικόν, συναντῶμεν διαδοχικῶς τὰ ἑξῆς (σχ. 223): α) Τὸν διαφανῆ κερατοειδῆ χιτῶνα Α.— β) Τὸ ὑδατῶδες ὑγρὸν Β.— γ) Ἓν διάφραγμα ἔχον διάφορον χρῶμα εἰς τὰ διάφορα ἄτομα, τὸ ὁποῖον καλεῖται ἶρις, καὶ φέρει εἰς τὸ μέσον κυκλικὸν ἄνοιγμα (κόρη)· ἡ διάμετρος τῆς κόρης μεταβάλλεται ἀπὸ 2 ἕως 8 mm περίπου.— δ) Ἕνα ἀμφίκυρτον ἐλαστικὸν φακὸν Γ, ὁ ὁποῖος καλεῖται κρυσταλλώδης φακός.— ε) Τὸ ὑαλῶδες ὑγρὸν Δ. Τὸ ἐσωτερικὸν τοίχωμα τοῦ ὀφθαλμοῦ καλύπτεται ἀπὸ μίαν μεμβρά-



Σχ. 223. Σχηματικὴ τομὴ τοῦ ὀφθαλμοῦ.

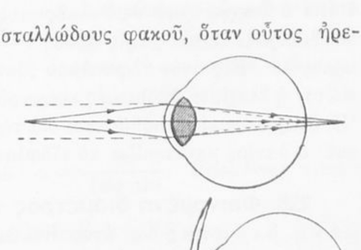
νην Ε, ἡ ὁποία καλεῖται ἀ μ φ ι β λ η σ τ ρ ο ε ι δ ὴ ς χ ι τ ὼ ν καὶ ἀποτελεῖται ἀπὸ τὰς διακλαδώσεις τοῦ ὀπτικοῦ νεύρου. Διὰ νὰ εἶναι εὐκρινῶς ὁρατὸν ἓν ἀντικείμενον, πρέπει τὸ εἴδωλόν του νὰ σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς. Κατὰ προσέγγισιν ὁ ὀφθαλμὸς δύναται νὰ ἐξομοιωθῇ μὲ συγκλίνοντα φακόν, τοῦ ὁποίου τὸ ὀπτικὸν κέντρον εὑρίσκεται 15 mm ἔμπροσθεν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς.

225. Κανονικὸς ὀφθαλμός. Προσαρμογή.—Ὅταν ὁ ὀφθαλμὸς παρατηρῇ ἓν ἀντικείμενον καὶ διακρίνῃ αὐτὸ εὐκρινῶς, τότε τὸ εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου τούτου σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς. Ἐὰν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὸ ἄπειρον, τὸ εἴδωλον σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς (σχ. 224). Ὅταν τὸ ἀντικείμενον πλησιάζῃ συνεχῶς πρὸς τὸν ὀφθαλμόν, τότε τὸ εἴδωλον θὰ ἔπρεπε νὰ σχηματίζεται ὄπισθεν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς καὶ νὰ ἀπομακρύνεται συνεχῶς ἀπὸ αὐτόν. Διὰ νὰ σχηματίζεται ὅμως πάντοτε τὸ εἴδωλον ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς, πρέπει νὰ τροποποιῆται ἑκάστοτε ὁ μηχανισμὸς τοῦ ὀφθαλμοῦ. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται διὰ μεταβολῆς τῶν ἀκτίνων καμπυλότητος τοῦ κρυσταλλώδους φακοῦ· ἐφ᾽ ὅσον ἐλαττώνεται ἡ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν ὀφθαλμόν, ὁ κρυσταλλώδης φακὸς γίνεται συγκεντρωτικώτερος. Ἡ ἱκανότης αὐτὴ τοῦ ὀφθαλμοῦ ὀνομάζεται **προσαρμογή.** Καλεῖται **κανονικὸς ὀφθαλμός,** ἐκεῖνος ὁ ὀφθαλμός, ὁ ὁποῖος δύναται νὰ βλέπῃ εὐκρινῶς, χωρὶς προσαρμογήν, τὰ εἰς ἄπειρον εὑρισκόμενα ἀντικείμενα καὶ προσαρμοζόμενος δύναται νὰ βλέπῃ εὐκρινῶς τὰ ἀντικείμενα μέχρις ἀποστάσεως 25 cm. Ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις, εἰς τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ εὑρεθῇ ἀπὸ τοῦ ὀφθαλμοῦ ἓν ἀντικείμενον, διὰ νὰ διακρίνεται εὐκρινῶς, καλεῖται ἐ λ α χ ί σ τ η ἀ π ό σ τ α σ ι ς ε ὐ κ ρ ι ν ο ῦ ς ὁ ρ ά σ ε ω ς. Αὕτη διὰ τὸν κανονικὸν ὀφθαλμὸν εἶναι περίπου 25 cm.



Σχ. 224. Κανονικὸς ὀφθαλμός.

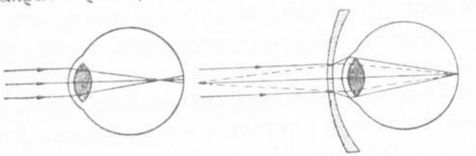
226. Πρεσβυωπία.—Ἡ ἰσχὺς τοῦ κρυσταλλώδους φακοῦ, ὅταν οὗτος ἠρεμῇ, εἶναι 19 διοπτρίαι· διὰ τῆς προσαρμογῆς ἡ ἰσχύς του αὐξάνεται εἰς 33 διοπτρίας. Αὐτὴ ὅμως ἡ ἱκανότης τοῦ ὀφθαλμοῦ, νὰ μεταβάλλῃ τὴν ἰσχὺν τοῦ κρυσταλλώδους φακοῦ κατὰ 14 διοπτρίας, ἐλαττώνεται μὲ τὴν πάροδον τῶν ἐτῶν, διότι ἡ ἐλαστικότης τοῦ φακοῦ συνεχῶς ἐλαττώνεται. Οὕτω εἰς ἡλικίαν 20 ἐτῶν ἡ ἰσχὺς τοῦ φακοῦ δύναται νὰ μεταβάλλεται κατὰ 10 διοπτρίας, εἰς ἡλικίαν 40 ἐτῶν κατὰ 4,5 διοπτρίας καὶ εἰς ἡλικίαν 60 ἐτῶν μόνον κατὰ 1 διοπτρίαν. Αὐτὴ ἡ ἐλάττωσις τῆς ἱκανότητος προσαρμογῆς ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα νὰ α ὐ ξ ά ν ε τ α ι μὲ τὴν πάροδον τῶν ἐτῶν ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως. Ἡ μὲ τὴν πάροδον τῶν ἐτῶν ἐλάττωσις τῆς προσαρμοστικῆς



Σχ. 225. Πρεσβυωπικὸς ὀφθαλμὸς καὶ διόρθωσις αὐτοῦ δι᾽ ἀποκλίνοντος φακοῦ.

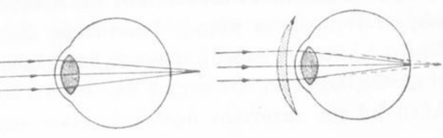
ἱκανότητος τοῦ ὀφθαλμοῦ καλεῖται **πρεσβυωπία.** Ὁ πρεσβύωψ βλέπει εὐκρινῶς τὰ ἀντικείμενα τὰ εὑρισκόμενα εἰς μεγάλην ἀπόστασιν, ἀλλὰ δὲν δύναται νὰ διακρίνῃ τὰ πλησίον ἀντικείμενα, διότι τότε τὸ εἴδωλον σχηματίζεται ὄπισθεν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς. Διὰ νὰ ἀναπληρωθῇ ἡ ἔλλειψις ἱκανότητος προσαρμογῆς, ὁ πρεσβύωψ ὀφθαλμὸς χρησιμοποιεῖ συγκλίνοντα φακὸν διὰ τὴν παρατήρησιν τῶν πλησίον εὑρισκομένων ἀντικειμένων (σχ. 225).

227. Μύωψ καὶ ὑπερμέτρωψ ὀφθαλμός.— Εἰς τὸν **μύωπα** ὀφθαλμὸν ὁ ἄξων τοῦ ὀφθαλμοῦ εἶναι μικρότερος τοῦ δέοντος καί, ἑπομένως, τὸ εἴδωλον ἑνὸς μακρὰν εὑρισκομένου ἀντικειμένου σχηματίζεται ἔμπροσθεν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς (σχ. 226). Οὕτω ὁ μύωψ ὀφθαλμὸς βλέπει εὐκρινῶς χωρὶς προσαρμογὴν ἀντικείμενα εὑρισκόμενα εἰς ἀπόστασιν ὀλίγων μέτρων, διότι τότε μόνον τὸ εἴδωλον σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς. Ἀντιθέτως ὁ μύωψ ὀφθαλμὸς δύναται προσαρμοζόμενος νὰ διακρίνῃ εὐκρινῶς εἰς ἀπόστασιν πολὺ μικροτέραν τῶν 25 cm. Ἡ μυωπία διορθώνεται διὰ τῆς χρησιμοποιήσεως ἀποκλίνοντος φακοῦ, ὁ ὁποῖος μετατοπίζει τὸ εἴδωλον ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς.



Σχ. 226. Μυωπικὸς ὀφθαλμὸς καὶ διόρθωσις αὐτοῦ δι' ἀποκλίνοντος φακοῦ.

Εἰς τὸν **ὑπερμέτρωπα** ὀφθαλμὸν ὁ ἄξων τοῦ ὀφθαλμοῦ εἶναι βραχὺς καί, ἑπομένως, τὸ εἴδωλον ἑνὸς μακρὰν εὑρισκομένου ἀντικειμένου σχηματίζεται ὄπισθεν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς (σχ. 227). Οὕτω ὁ ὑπερμέτρωψ ὀφθαλμὸς δὲν διακρίνει τίποτε χωρὶς προσαρμογήν. Εἰς τὸν ὀφθαλμὸν τοῦτον ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα ἀπὸ 25 cm. Ἡ ὑπερμετρωπία διορθώνεται διὰ τῆς χρησιμοποιήσεως συγκλίνοντος φακοῦ, ὁ ὁποῖος μετατοπίζει τὸ εἴδωλον ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς.



Σχ. 227. Ὑπερμετρωπικὸς ὀφθαλμὸς καὶ διόρθωσις αὐτοῦ διὰ συγκλίνοντος φακοῦ.

228. Φαινομένη διάμετρος τοῦ ἀντικειμένου.— Καλεῖται φαινομένη διάμετρος ἑνὸς ἀντικειμένου AB (σχ. 228) ἡ γωνία $AOB = \alpha$ ἡ σχηματιζομένη ἀπὸ τὰς ἀκτῖνας OA καὶ OB, αἱ ὁποῖαι ἄγονται ἀπὸ τὸ κέντρον O τοῦ ὀφθαλμοῦ εἰς τὰ ἄκρα A καὶ B τοῦ ἀντικειμένου. Ὅταν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται πολὺ μακράν, τότε ἡ γωνία α εἶναι πολὺ μικρὰ καί, ἀντὶ τῆς ἐφαπτομένης τῆς γωνίας, λαμβάνομεν αὐτὴν τὴν ἰδίαν τὴν γωνίαν μετρημένην εἰς ἀκτίνια. Ἀπὸ τὸ ὀρθογώνιον τρίγωνον AOB εὑρίσκομεν:

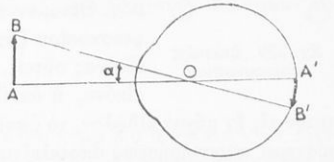
$$\boxed{\text{φαινομένη διάμετρος:} \quad \alpha = \frac{AB}{OA}}$$

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

Ἡ φαινομένη διάμετρος ἑνὸς ἀντικειμένου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ μέγεθος (ΑΒ) τοῦ ἀντικειμένου καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόστασιν τούτου (ΟΑ) ἀπὸ τὸν ὀφθαλμόν.

Τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου Α'Β' ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν φαινομένην διάμετρον. Ἐπειδὴ ὅμως τὸ ἀντικείμενον δὲν δύναται νὰ πλησιάζῃ πρὸς τὸν ὀφθαλμὸν ἀπεριορίστως, ἕπεται ὅτι ἡ φαινομένη διάμετρος ἑνὸς ἀντικειμένου δὲν δύναται νὰ ὑπερβῇ μίαν ὡρισμένην μεγίστην τιμήν, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως. Εἰς τὴν θέσιν αὐτὴν τοῦ ἀντικειμένου τὸ μέγεθος τοῦ σχηματιζομένου εἰδώλου ἔχει τὴν μεγίστην δυνατὴν τιμήν.

229. Διαχωριστικὴ ἱκανότης.— Εἰς τὴν θέσιν τῆς ἐλαχίστης ἀποστάσεως εὐκρινοῦς ὁράσεως ἡ φαινομένη διάμετρος ἔχει τὴν μεγίστην τιμήν. Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι δύο σημεῖα Α καὶ Β, ἐὰν εὑρίσκωνται πολὺ πλησίον τὸ ἓν πρὸς τὸ ἄλλο, δὲν φαίνονται ὡς χωριστὰ σημεῖα· ὁ ὀφθαλμὸς δὲν διακρίνει τότε τὰς μικρὰς λεπτομερείας. Τὰ σημεῖα Α καὶ Β διακρίνονται ὡς χωριστὰ σημεῖα, ἐὰν ἡ φαινομένη διάμετρος τῆς εὐθείας ΑΒ εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ μίαν ὡρισμένην τιμήν, ἡ ὁποία καλεῖται διαχωριστικὴ ἱκανότης τοῦ ὀφθαλμοῦ (σχ. 228). Διὰ τὸν κανονικὸν ὀφθαλμὸν ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης εἶναι ἴση μὲ 1 λεπτόν.



Σχ. 228. Φαινομένη διάμετρος (α = ΑΟΒ) ἑνὸς ἀντικειμένου (ΑΒ).

Ἐὰν ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως ἑνὸς ὀφθαλμοῦ εἶναι $\delta = 20$ cm καὶ ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης αὐτοῦ εἶναι $\alpha = 1'$, τότε δι' ἓν ἀντικείμενον, εὑρισκόμενον εἰς τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως, ἡ μικροτέρα ἀπόστασις δύο σημείων Α καὶ Β, τὰ ὁποῖα φαίνονται ὡς χωριστὰ σημεῖα, εἶναι:

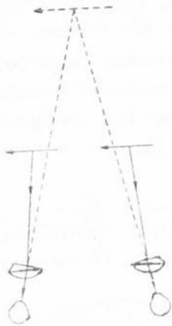
$$x = \delta \cdot \alpha$$

Ἡ γωνία $\alpha = 1'$ μετρημένη εἰς ἀκτίνια εἶναι: $\alpha = \frac{\pi}{180 \cdot 60}$. Ἑπομένως εἶναι:

$$x = 20\,\text{cm} \cdot \frac{\pi}{180 \cdot 60}\,\text{rad} = 0{,}0058\,\text{cm} = 0{,}058\,\text{mm}$$

Δυνάμεθα νὰ διακρίνωμεν πολὺ περισσοτέρας λεπτομερείας ἑνὸς ἀντικειμένου, ἂν αὐξήσωμεν τὴν γωνίαν, ὑπὸ τὴν ὁποίαν τὸ παρατηροῦμεν· τοῦτο ἐπιτυγχάνεται μὲ τὰ διάφορα ὀπτικὰ ὄργανα.

230. Διόφθαλμος ὅρασις. Στερεοσκοπία. — Ὅταν παρατηροῦμεν ἓν ἀντικείμενον μὲ τοὺς δύο ὀφθαλμούς, τότε ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς ἑκάστου ὀφθαλμοῦ σχηματίζεται ἰδιαίτερον εἴδωλον. Ἐν τούτοις βλέπομεν ἓν μόνον ἀντικείμενον. Ὅταν τὸ αὐτὸ ἀντικείμενον τὸ παρατηροῦμεν ἄλλοτε μὲ τὸν ἕνα ὀφθαλμόν, ἄλλοτε δὲ μὲ τὸν ἄλλον ὀφθαλμόν, τότε τὸ θέαμα, τὸ ὁποῖον παρουσιάζει τὸ ἀντικείμενον τοῦτο, εἶναι ὀλίγον διαφορετικόν, ὅταν παρατηρῆται μὲ μόνον τὸν δεξιὸν ἢ τὸν ἀριστερὸν ὀφθαλμόν. Αἱ μικραὶ αὗται διαφοραὶ συντελοῦν εἰς τὸ νὰ μᾶς δίδουν τὴν ἔννοιαν τοῦ ἀ ν α γ λ ύ φ ο υ, δηλαδὴ νὰ ἀντιλαμβανώμεθα ὅτι τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὸν περιβάλλοντα ἡμᾶς χῶρον ὄχι ὡς ἐπιφάνεια, ἀλλὰ ὡς στερεὸν ἔχον διαστάσεις.


Σχ. 229. Διάταξις στερεοσκοπίου.

Τὸ σ τ ε ρ ε ο σ κ ό π ι ο ν ἀναπαράγει σχεδὸν τὴν ἔννοιαν τοῦ ἀ ν α γ λ ύ φ ο υ, τὴν ὁποίαν μᾶς δίδει ἡ δ ι ό φ θ α λ μ ο ς ὅρασις. Λαμβάνομεν δύο φωτογραφικὰς μηχανάς, αἱ ὁποῖαι ἀπέχουν μεταξύ των, ὅσον ἀπέχουν οἱ δύο ὀφθαλμοί, ἤτοι 6 ἕως 7 cm. Αἱ δύο αὗται εἰκόνες τοῦ ἀντικειμένου δὲν εἶναι τελείως ὅμοιαι· ἡ μία ἐξ αὐτῶν ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν εἰκόνα, τὴν ὁποίαν μᾶς δίδει ὁ δεξιὸς ὀφθαλμός, ἡ δὲ ἄλλη εἰς τὴν εἰκόνα, τὴν ὁποίαν μᾶς δίδει ὁ ἀριστερὸς ὀφθαλμός. Θέτομεν τὰς δύο αὐτὰς εἰκόνας ἐπὶ τῆς βάσεως τοῦ στερεοσκοπίου (σχ. 229 καὶ παρατηροῦμεν συγχρόνως τὰς δύο εἰκόνας οὕτως, ὥστε ἕκαστος ὀφθαλμὸς νὰ βλέπῃ μόνον τὴν εἰκόνα, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς αὐτόν. Τὰ δύο εἴδωλα συμπίπτουν εἰς ἓν μόνον εἴδωλον, τὸ ὁποῖον μᾶς δίδει τὴν ἐντύπωσιν τοῦ ἀναγλύφου. Τὸ σύστημα παρατηρήσεως ἀποτελεῖται συνήθως ἀπὸ σύστημα φακοῦ καὶ πρίσματος.

231. Διάρκεια τῆς ἐντυπώσεως.—Ἡ γένεσις καὶ ἡ ἐξαφάνισις μιᾶς ὀπτικῆς ἐντυπώσεως ἀπαιτεῖ τὴν πάροδον ὡρισμένου χρόνου, ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἔντασιν καὶ τὰ χρώματα τοῦ φωτός. Ἑκάστη λοιπὸν ὀπτικὴ ἐντύπωσις διαρκεῖ περίπου ἐπὶ 1/16 τοῦ δευτερολέπτου. Διὰ τοῦτο ἓν τ α χ έ ω ς κ ι ν ο ύ μ ε ν ο ν φωτεινὸν σημεῖον δ ὲ ν δ ι α κ ρ ί ν ε τ α ι ὡς κινούμενον σημεῖον, ἀλλὰ ὡς μ ί α φ ω τ ε ι ν ὴ γ ρ α μ μ ή. Ἡ κινηματογραφία βασίζεται ἐπὶ τῆς διαρκείας τῆς ὀπτικῆς ἐντυπώσεως. Ἐπὶ τῆς ὀθόνης προβάλλονται διαδοχικῶς φωτογραφίαι ἑνὸς κινουμένου ἀντικειμένου ληφθεῖσαι κατὰ χρονικὰ διαστήματα ἴσα μὲ 1/24 τοῦ δευτερολέπτου. Αἱ φωτογραφίαι αὗται προβάλλονται ἔπειτα μὲ τὸν ἴδιον ρυθμόν, ἤτοι 24 κατὰ δευτερόλεπτον. Ὁ παρατηρητὴς βλέπει προβαλλομένας τὰς διαδοχικὰς θέσεις τοῦ ἀντικειμένου, ἕνεκα ὅμως τῆς διαρκείας τῶν ὀπτικῶν ἐντυπώσεων, δὲν ἀντιλαμβάνεται τὴν συνεχῆ ἀλλαγὴν τῶν προβαλλομένων εἰκόνων καὶ νομίζει ὅτι βλέπει κινούμενον τὸ ἀντικείμενον.

ΟΠΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ

232. Ὀπτικὰ ὄργανα.—Ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ φαινομένη διάμετρος ἑνὸς ἀντικειμένου, τόσον μεγαλύτερον εἶναι καὶ τὸ εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου τούτου, τὸ ὁποῖον σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς (§ 228). Ἀπὸ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου ἐξαρτᾶται καὶ τὸ πλῆθος τῶν λεπτομερειῶν, τὰς ὁποίας διακρί-

νομεν. Ἡ μεγίστη δυνατὴ φαινομένη διάμετρος ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως (§ 228). Διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν αὔξησιν τῆς φαινομένης διαμέτρου, χρησιμοποιοῦμεν διάφορα ὀ π τ ι κ ὰ ὄ ρ γ α ν α.
Εἰς ὅλα τὰ ὀπτικὰ ὄργανα ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος **ὁρισμὸς τῆς μεγεθύνσεως:**

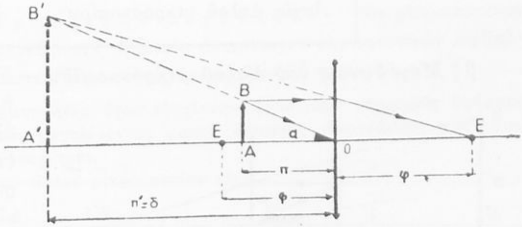
Μεγέθυνσις* (M) *ἑνὸς ὀπτικοῦ ὀργάνου καλεῖται ὁ λόγος τῆς γωνίας* α, *ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν, διὰ μέσου τοῦ ὀργάνου, τὸ εἴδωλον Α΄Β΄ πρὸς τὴν γωνίαν* β, *ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν τὸ ἀντικείμενον ΑΒ διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ.

$$\boxed{\text{μεγέθυνσις:} \quad M = \frac{\alpha}{\beta}}$$

Ἡ οὕτω ὁριζομένη μεγέθυνσις εἶναι ἡ γ ω ν ι α κ ὴ μ ε γ έ θ υ ν σ ι ς, ἐνῶ ὁ λόγος τῶν γραμμικῶν διαστάσεων τοῦ εἰδώλου καὶ τοῦ ἀντικειμένου εἶναι ἡ γ ρ α μ μ ι κ ὴ μ ε γ έ θ υ ν σ ι ς ($\gamma = A'B'/AB$). Ἡ γωνία α ἔχει τὴν μεγαλυτέραν τιμήν, ὅταν τὸ εἴδωλον Α΄Β΄ σχηματίζεται εἰς τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως.

Μικροσκόπια

233. Ἁπλοῦν μικροσκόπιον.—Τὸ ἁ π λ ο ῦ ν μ ι κ ρ ο σ κ ό π ι ο ν εἶναι εἷς συγκλίνων φακὸς μικρᾶς ἑστιακῆς ἀποστάσεως. Τὸ πρὸς παρατήρησιν ἀντικείμενον ΑΒ (σχ. 230) τοποθετεῖται μεταξὺ τῆς κυρίας ἑστίας Ε καὶ τοῦ φακοῦ. Τὸ παρατηρούμενον τότε εἴδωλον Α΄Β΄ εἶναι ὀ ρ θ ό ν, φ α ν τ α σ τ ι κ ὸ ν καὶ μ ε γ α λ ύ τ ε ρ ο ν ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον. Ὑποθέτομεν ὅτι ὁ ὀφθαλμὸς εὑρίσκεται σχεδὸν εἰς ἐ π α φ ὴ ν μὲ τὸν φακόν.



Σχ. 230. Διάγραμμα ἁπλοῦ μικροσκοπίου.

α) ***Ἰσχὺς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου.***— Τὸ εἴδωλον Α΄Β΄ εἶναι εὐκρινές, ὅταν ἡ ἀπόστασίς του ἀπὸ τὸν ὀφθαλμὸν εἶναι ἴση μὲ τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως. Τότε ἔχομεν τὴν σχέσιν:

$$\frac{1}{\pi} - \frac{1}{\delta} = \frac{1}{\varphi} \qquad \text{ἄρα} \qquad \pi = \frac{\varphi \cdot \delta}{\varphi + \delta} \qquad (1)$$

Ἡ εὑρεθεῖσα σχέσις προσδιορίζει τὴν θέσιν, εἰς τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ τεθῇ τὸ ἀντικείμενον, ὥστε τὸ σχηματιζόμενον εἴδωλον νὰ εἶναι εὐκρινές. Τὸ εἴδωλον Α΄Β΄ φαίνεται ὑπὸ γωνίαν α. Ἄρα ἡ μονὰς μήκους τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ φαίνεται διὰ μέσου τοῦ φακοῦ ὑπὸ γωνίαν α/ΑΒ. Οὕτω προκύπτει ὁ ἀκόλουθος ὁρισμός:

Ἰσχὺς μικροσκοπίου καλεῖται ἡ γωνία, ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν, διὰ μέσου τοῦ φακοῦ, τὴν μονάδα μήκους τοῦ ἀντικειμένου.

$$\boxed{\text{ἰσχὺς ἁπλοῦ μικροσκοπίου:} \quad P = \frac{\alpha}{AB}} \qquad (2)$$

Ἡ φαινομένη διάμετρος α τοῦ εἰδώλου μετρεῖται εἰς ἀ κ τ ί ν ι α καὶ τὸ μῆκος τοῦ ἀντικειμένου AB μετρεῖται εἰς μ έ τ ρ α· ἑπομένως ἡ ἰσχὺς μετρεῖται εἰς δ ι ο π τ ρ ί α ς. Ἀπὸ τὴν σχέσιν (2) εὑρίσκομεν ὅτι:

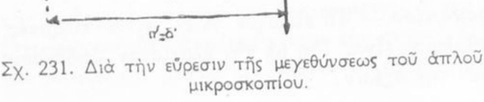
Ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ εἰδώλου ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς ἰσχύος τοῦ μικροσκοπίου ἐπὶ τὸ μῆκος τοῦ ἀντικειμένου.

$$\boxed{\text{φαινομένη διάμετρος εἰδώλου:} \quad \alpha = P \cdot AB} \qquad (3)$$

Ἡ φαινομένη διάμετρος α εὑρίσκεται εἰς ἀ κ τ ί ν ι α (rad), ἐὰν ἡ ἰσχὺς P μετρῆται εἰς δ ι ο π τ ρ ί α ς (dpt) καὶ τὸ μῆκος τοῦ ἀντικειμένου AB εἰς μ έ τ ρ α (m). Ἀπὸ τὸ ὀρθογώνιον τρίγωνον OAB εὑρίσκομεν: $AB = OA \cdot \varepsilon\varphi\, \alpha$. Ἐὰν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ γωνία α εἶναι πολὺ μικρὰ καὶ ὅτι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ συνήθως εἶναι πολὺ μικρά, τότε δυνάμεθα κατὰ μεγάλην προσέγγισιν νὰ λάβωμεν: $AB = \varphi \cdot \alpha$. Ἑπομένως ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (2) συνάγεται ὅτι ἡ ἰσχὺς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου κ α τ ὰ π ρ ο σ έ γ γ ι σ ι ν εἶναι:

$$\boxed{\text{ἰσχὺς ἁπλοῦ μικροσκοπίου:} \quad P = \frac{1}{\varphi}} \qquad (4)$$

β) ***Μεγέθυνσις τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου.***— Εἰς τὸ ἁπλοῦν μικροσκόπιον ἡ γωνία α ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν τὸ εἴδωλον A΄B΄ (σχ. 231) ἔχει τὴν μεγαλυτέραν δυνατὴν τιμήν, ὅταν τὸ εἴδωλον A΄B΄ σχηματίζεται εἰς τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως (ὁπότε εἶναι $\pi' = \delta$). Αἱ γωνίαι α καὶ β εἶναι πολὺ μικραί. Ἀπὸ τὰ ὀρθογώνια τρίγωνα OAB καὶ OA΄B΄΄ εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι:



Σχ. 231. Διὰ τὴν εὕρεσιν τῆς μεγεθύνσεως τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου.

$$\alpha = \frac{AB}{OA} \quad \text{ἤτοι} \quad \alpha = \frac{AB}{\pi} \quad \text{καὶ} \quad \beta = \frac{A'B''}{OA'} \quad \text{ἤτοι} \quad \beta = \frac{AB}{\delta}$$

Σύμφωνα μὲ τὸν ἀνωτέρω ὁρισμὸν εὑρίσκομεν ὅτι ἡ μεγέθυνσις M εἶναι:

$$M = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{\delta}{\pi} \qquad (5)$$

Ἐὰν εἰς τὴν εὑρεθεῖσαν σχέσιν θέσωμεν τὴν τιμὴν τοῦ π ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (1), εὑρίσκομεν ὅτι ἡ **μεγέθυνσις τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου** εἶναι:

$$\boxed{\text{μεγέθυνσις ἁπλοῦ μικροσκοπίου:} \quad M = 1 + \frac{\delta}{\varphi}} \qquad (6)$$

Ἐπειδὴ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις φ τοῦ φακοῦ εἶναι συνήθως πολὺ μικρά, δυνάμεθα νὰ λάβωμεν $\pi = \varphi$. Τότε ἀπὸ τὴν σχέσιν (5) εὑρίσκομεν ὅτι:

Ἡ μεγέθυνσις τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου ἰσοῦται κατὰ προσέγγισιν μὲ τὸν λόγον τῆς ἐλαχίστης ἀποστάσεως εὐκρινοῦς ὁράσεως τοῦ παρατηρητοῦ πρὸς τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν τοῦ φακοῦ.

$$\boxed{\begin{matrix}\text{μεγέθυνσις ἁπλοῦ μικροσκοπίου} \\ \text{(κατὰ προσέγγισιν)}\end{matrix} \ : \quad M = \frac{\delta}{\varphi}} \qquad (7)$$

Ἐὰν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν ὅτι κατὰ προσέγγισιν ἡ ἰσχὺς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου εἶναι $P = 1/\varphi$, τότε ἡ ἀνωτέρω σχέσις (7) φανερώνει ὅτι:

Ἡ μεγέθυνσις τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς ἰσχύος τοῦ φακοῦ ἐπὶ τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως τοῦ παρατηρητοῦ.

$$\boxed{\text{μεγέθυνσις ἁπλοῦ μικροσκοπίου:} \quad M = P \cdot \delta} \qquad (8)$$

Κατὰ συνθήκην καλοῦμεν ἐμπορικὴν μεγέθυνσιν τῶν μικροσκοπίων (ἁπλοῦ καὶ συνθέτου) τὴν μεγέθυνσιν, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς κανονικὸν ὀφθαλμὸν ἔχοντα ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως $\delta = 25$ cm.

Παράδειγμα.—Παρατηρητὴς ἔχων ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως $\delta = 25$ cm παρατηρεῖ, διὰ μέσου συγκλίνοντος φακοῦ ἑστιακῆς ἀποστάσεως $\varphi = 2$ cm, μικρὸν ἀντικείμενον μήκους $AB = 2$ mm.
Ἡ ἰσχὺς τοῦ χρησιμοποιουμένου ἁπλοῦ μικροσκοπίου εἶναι:

$$P = \frac{1}{\varphi} = \frac{1}{0{,}02\ \text{m}} = 50 \text{ διοπτρίαι (dpt)}$$

Ἡ ἐπιτυγχανομένη μεγέθυνσις εἶναι: $$M = \frac{\delta}{\varphi} = \frac{25\ \text{cm}}{2\ \text{cm}} = 12{,}5$$

γ) ***Διαχωριστικὴ ἱκανότης τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου.***— Ὁ ὀφθαλμός, παρατηρῶν διὰ μέσου τοῦ φακοῦ, θὰ διακρίνῃ δύο σημεῖα A καὶ B τοῦ ἀντικειμένου ὡς χωριστὰ σημεῖα, ἐφ' ὅσον ἡ φαινομένη διάμετρος α τοῦ εἰδώλου A'B', τὸ ὁποῖον ὁρίζουν τὰ δύο αὐτὰ σημεῖα τοῦ ἀντικειμένου, εἶναι:

$$\alpha \geqslant 1' \qquad \text{ἢ περίπου} \qquad \alpha \geqslant \frac{3}{10\,000}\ \text{rad}$$

Ἂν καλέσωμεν l τὴν ἀπόστασιν τῶν δύο σημείων A καὶ B τοῦ ἀντικειμένου, τότε ἡ ἀνωτέρω φαινομένη διάμετρος (σύμφωνα μὲ τὴν ἐξίσωσιν 3) εἶναι:

$$\alpha = P \cdot l \qquad \text{ἄρα} \qquad l = \frac{3}{10\,000\ P}$$

'Η εὑρεθεῖσα σχέσις δίδει τὸ κατώτερον ὅριον τῆς λεπτομερείας, τὴν ὁποίαν δυνάμεθα νὰ διακρίνωμεν διὰ τοῦ φακοῦ.

Παράδειγμα.— Συγκλίνων φακὸς ἑστιακῆς ἀποστάσεως $\varphi = 3$ cm χρησιμοποιεῖται ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον διὰ τὴν ἐξέτασιν μικροῦ ἀντικειμένου, ἔχοντος μῆκος $AB = 0{,}3$ mm. 'Η ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως τοῦ παρατηρητοῦ εἶναι $\delta = 24$ cm. Νὰ εὑρεθοῦν: α) ἡ ἰσχὺς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου· β) ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ εἰδώλου· γ) ἡ μεγέθυνσις· δ) ἡ μικροτέρα ἀπόστασις δύο σημείων τοῦ ἀντικειμένου, τὰ ὁποῖα δύνανται νὰ διακρίνωνται ὡς χωριστὰ σημεῖα.

α) 'Η ἰσχὺς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου εἶναι: $P = \frac{1}{0{,}03\ \text{m}} = \frac{100}{3} = 33{,}3$ διοπτρίαι

β) 'Η φαινομένη διάμετρος τοῦ εἰδώλου εἶναι:

$$\alpha = P \cdot AB = \frac{100}{3}\,\text{dpt} \cdot 0{,}0003\ \text{m} = 0{,}01\ \text{rad} = 34'$$

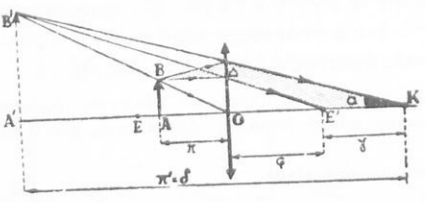
γ) 'Η μεγέθυνσις εἶναι: $M = \frac{\delta}{\varphi} = \frac{24\ \text{cm}}{3\ \text{cm}} = 8$

δ) Γνωρίζομεν ὅτι ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης τοῦ ὀφθαλμοῦ εἶναι 1'. 'Ολόκληρον τὸ ἀντικείμενον AB, τὸ ὁποῖον ἔχει μῆκος $0{,}3\ \text{mm} = 300\ \mu$, δίδει εἴδωλον ἔχον φαινομένην διάμετρον 34'. Ἄρα δύο σημεῖα τοῦ ἀντικειμένου, ἀπέχοντα μεταξύ των l, δίδουν εἴδωλον, ἔχον φαινομένην διάμετρον 1', ὅταν εἶναι:

$$l = \frac{300}{34}\,\mu = 9\,\mu \text{ περίπου}$$

δ) ***Γενικὴ περίπτωσις ἁπλοῦ μικροσκοπίου.***— Ἂς ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ κέντρον K τοῦ ὀφθαλμοῦ εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν γ ἀπὸ τὴν ἑστίαν E' (σχ. 232). 'Η ἰσχὺς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου, σύμφωνα μὲ τὸν ὁρισμόν, εἶναι:

$$P = \frac{\alpha}{AB}$$



Σχ. 232. Πορεία τῶν ἀκτίνων εἰς τὸ ἁπλοῦν μικροσκόπιον.

'Απὸ τὸ ὀρθογώνιον τρίγωνον KA'B', εἰς τὸ ὁποῖον ἡ γωνία α εἶναι μικρά, εὑρίσκομεν:

$$A'B' = KA' \cdot \alpha \quad \text{ἢ} \quad A'B' = \delta \cdot \alpha$$

'Επομένως ἡ ἰσχὺς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου εἶναι:

$$P = \frac{\alpha}{AB} = \frac{A'B'}{\delta} : AB \qquad \text{ἢ} \qquad P = \frac{1}{\delta} \cdot \frac{A'B'}{AB} \qquad (9)$$

'Εξ ἄλλου ἀπὸ τὰ ὅμοια τρίγωνα E'A'B' καὶ E'OΔ εὑρίσκομεν:

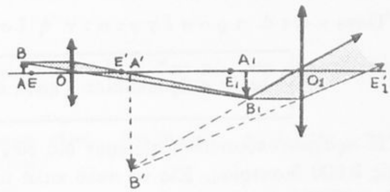
$$\frac{A'B'}{O\Delta} = \frac{E'A'}{E'O} \qquad \text{ἢ} \qquad \frac{A'B'}{AB} = \frac{KA' - KE'}{E'O} = \frac{\delta - \gamma}{\varphi} \qquad (10)$$

'Απὸ τὰς ἐξισώσεις (9) καὶ (10) εὑρίσκομεν ὅτι εἰς τὴν γενικὴν περίπτωσιν ἡ **ἰσχὺς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου** εἶναι:

$$\boxed{\text{ἰσχὺς ἁπλοῦ μικροσκοπίου:} \quad P = \frac{1}{\varphi}\left(1 - \frac{\gamma}{\delta}\right)} \qquad (11)$$

Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ εἶναι πολὺ μικρά, ὁ δὲ ὀφθαλμὸς τοποθετεῖται συνήθως πολὺ πλησίον πρὸς τὸν φακόν. Τότε τὸ γ εἶναι πολὺ μικρὸν ἐν σχέσει πρὸς τὸ δ καὶ συνεπῶς τὸ γ/δ δύναται νὰ θεωρηθῇ ἀσήμαντον. Ὥστε κατὰ προσέγγισιν ἡ ἰσχὺς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου εἶναι: $P = 1/\varphi$

234. Σύνθετον μικροσκόπιον.— Τὸ **σύνθετον μικροσκόπιον** ἢ ἁπλῶς **μικροσκόπιον** χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν παρατήρησιν πολὺ μικρῶν ἀντικειμένων. Τὸ μικροσκόπιον ἀποτελεῖται ἀπὸ σύστημα δύο συγκλινόντων φακῶν, οἱ ὁποῖοι εἶναι καταλλήλως στερεωμένοι εἰς τὰ δύο ἄκρα σωλῆνος. Ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς ἔχει πολὺ μικρὰν ἑστιακὴν ἀπόστασιν, ὀλίγον δὲ πέραν τῆς κυρίας ἑστίας του τοποθετεῖται τὸ πολὺ μικρὸν ἀντικείμενον AB (σχ. 233)· οὕτω ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς δίδει τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_1B_1, τὸ ὁποῖον εἶναι ἀνεστραμμένον καὶ μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον. Ὁ προσοφθάλμιος φακὸς λειτουργεῖ ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον καὶ χρησιμεύει διὰ τὴν παρατήρησιν τοῦ πραγματικοῦ εἰδώλου A_1B_1· τοῦτο σχηματίζεται μεταξὺ τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ καὶ τῆς κυρίας ἑστίας του. Οὕτω ὁ ὀφθαλμὸς βλέπει τὸ φανταστικὸν εἴδωλον A′B′, τὸ ὁποῖον, διὰ νὰ εἶναι εὐκρινές, πρέπει νὰ σχηματίζεται εἰς τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως τοῦ παρατηρητοῦ. Τὸ ἀντικείμενον φωτίζεται κάτωθεν πολὺ ἰσχυρῶς μὲ τὴν βοήθειαν κατόπτρου, ὥστε τὸ τελικὸν εἴδωλον, τὸ ὁποῖον εἶναι πολὺ μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον, νὰ εἶναι φωτεινόν.



Σχ. 233. Πορεία τῶν ἀκτίνων εἰς τὸ σύνθετον μικροσκόπιον.

α) ***Ἰσχὺς τοῦ μικροσκοπίου.***— Εἶναι γνωστὸν (§ 233 α) ὅτι ἰσχὺς τοῦ μικροσκοπίου καλεῖται ἡ γωνία, ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν, διὰ μέσου τοῦ μικροσκοπίου, τὴν μονάδα μήκους τοῦ ἀντικειμένου. Ἐὰν λοιπὸν α εἶναι ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ εἰδώλου A′B′, τότε, σύμφωνα μὲ τὸν ὁρισμόν, ἡ ἰσχὺς τοῦ μικροσκοπίου εἶναι:

$$P = \frac{\alpha}{AB} \qquad (1)$$

Ἡ ἀνωτέρω σχέσις δύναται νὰ γραφῇ καὶ ὡς ἑξῆς: $P = \frac{\alpha}{A_1B_1} \cdot \frac{A_1B_1}{AB}$ (2)

Ἀλλὰ α/A_1B_1 εἶναι ἡ ἰσχὺς P_π τοῦ προσοφθαλμίου καὶ A_1B_1/AB εἶναι ἡ γραμμικὴ μεγέθυνσις γ_α τοῦ ἀντικειμενικοῦ. Ὥστε ἡ σχέσις (2) φανερώνει ὅτι:

Ἡ ἰσχὺς τοῦ μικροσκοπίου ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς ἰσχύος τοῦ προσοφθαλμίου ἐπὶ τὴν γραμμικὴν μεγέθυνσιν τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ.

$$\boxed{\text{ἰσχὺς μικροσκοπίου:} \quad P = P_\pi \cdot \gamma_\alpha} \qquad (3)$$

Ἀπὸ τὴν σχέσιν (1) τῆς ἰσχύος τοῦ μικροσκοπίου συνάγεται ὅτι:

Ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ τελικοῦ εἰδώλου ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς ἰσχύος τοῦ μικροσκοπίου ἐπὶ τὸ μῆκος τοῦ ἀντικειμένου.

$$\boxed{\text{φαινομένη διάμετρος τελικοῦ εἰδώλου: } \alpha = P \cdot AB} \qquad (4)$$

Ὁ προσοφθάλμιος φακὸς λειτουργεῖ ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον καὶ ἑπομένως κατὰ προσέγγισιν ἡ ἰσχύς του εἶναι: $P_\pi = \frac{1}{\varphi_\pi}$. Ἐξ ἄλλου ἡ γραμμικὴ μεγέθυνσις τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ εἶναι:

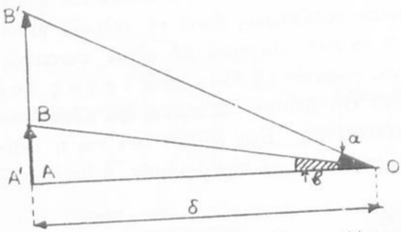
$$\gamma = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{OA_1}{OA} \quad \text{ἢ κατὰ προσέγγισιν} \quad \gamma = \frac{OO_1}{OE} = \frac{l}{\varphi_\alpha}$$

Ὥστε κατὰ προσέγγισιν ἡ ἰσχὺς τοῦ μικροσκοπίου εἶναι:

$$\boxed{\text{ἰσχὺς μικροσκοπίου (κατὰ προσέγγισιν): } P = \frac{l}{\varphi_\alpha \cdot \varphi_\pi}} \qquad (5)$$

Ἡ πραγματοποιουμένη σήμερον διὰ τῶν συνήθων μικροσκοπίων ἰσχὺς ἀνέρχεται εἰς 3 000 διοπτρίας. Εἰς τὰ πολὺ καλὰ μικροσκόπια ἡ ἰσχὺς ἀνέρχεται εἰς 10 000 ἕως 12 000 διοπτρίας.

β) ***Μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου.***—Ἂς καλέσωμεν β τὴν γωνίαν, ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν τὸ ἀντικείμενον διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ, ὅταν τοῦτο εὑρίσκεται εἰς τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως. Τότε, σύμφωνα μὲ τὸν ὁρισμὸν τῆς μεγεθύνσεως (§ 232), ἡ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου θὰ εἶναι:



Σχ. 234. Διὰ τὸν ὁρισμὸν τῆς μεγεθύνσεως μικροσκοπίου.

$$M = \frac{\alpha}{\beta} \qquad (6)$$

Εὕρομεν ἀνωτέρω (ἐξίσ. 4) ὅτι ἡ φαινομένη διάμετρος α τοῦ τελικοῦ εἰδώλου εἶναι: $\alpha = P \cdot AB$. Ἡ φαινομένη διάμετρος β τοῦ ἀντικειμένου AB (σχ. 234), ὅταν τοῦτο εὑρίσκεται εἰς τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν δ τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως, εἶναι: $\beta = AB/\delta$. Ἑπομένως ἡ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου εἶναι: $M = \frac{\alpha}{\beta} = (P \cdot AB) : \left(\frac{AB}{\delta}\right) = P \cdot \delta$

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν συνάγεται ὅτι:

Ἡ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς ἰσχύος τοῦ μικροσκοπίου ἐπὶ τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως τοῦ παρατηρητοῦ.

$$\boxed{\text{μεγέθυνσις μικροσκοπίου: } M = P \cdot \delta} \qquad (7)$$

Ἐὰν εἰς τὴν εὑρεθεῖσαν σχέσιν θέσωμεν τὴν κατὰ προσέγγισιν ἰσχὺν τοῦ μικροσκοπίου ἀπὸ τὸν τύπον (5), τότε εὑρίσκομεν ὅτι κατὰ προσέγγισιν ἡ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου εἶναι:

μεγέθυνσις μικροσκοπίου (κατὰ προσέγγισιν): $M = \dfrac{l \cdot \delta}{\varphi_\alpha \cdot \varphi_\pi}$	(8)

Κατὰ συνθήκην ἡ ἐμπορικὴ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου ὁρίζεται μὲ βάσιν τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως τοῦ κανονικοῦ ὀφθαλμοῦ ($\delta = 25$ cm). Ἀπὸ τὸ σχῆμα 234 φαίνεται ὅτι ἡ μεγέθυνσις εἶναι:

$$M = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{A'B'}{\delta} : \frac{AB}{\delta} = \frac{A'B'}{AB}$$

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν συνάγεται ὅτι:

Ἡ γωνιακὴ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου εἶναι ἴση μὲ τὴν γραμμικὴν μεγέθυνσιν.

Παράδειγμα.— Εἰς ἓν μικροσκόπιον εἶναι $l = 20$ cm, $\varphi_\alpha = 1$ cm καὶ $\varphi_\pi = 2$ cm. Ἡ ἰσχὺς τοῦ μικροσκοπίου εἶναι:

$$P = \frac{0{,}20\ \text{m}}{0{,}02\ \text{m} \cdot 0{,}01\ \text{m}} = \frac{2\,000}{2}\ \text{dpt} = 1\,000 \text{ διοπτρίαι}$$

Ἡ δὲ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου δι' ἕνα ὀφθαλμόν, ἔχοντα ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως $\delta = 10$ cm, εἶναι: $M = 1\,000\ \text{dpt} \cdot 0{,}10\ \text{m} = 100$ ἤτοι ὁ ὀφθαλμὸς βλέπει τὸ ἀντικείμενον 100 φορὰς μεγαλύτερον.

γ) ***Μέτρησις τῆς μεγεθύνσεως μικροσκοπίου.***— Ὁ ὀφθαλμὸς Ο τοποθετεῖται ἄνωθεν ἡμικατοπτρικῆς ὑαλίνης πλακὸς Π (σχ. 235) καὶ παρατηρεῖ διὰ μέσου τοῦ μικροσκοπίου μίαν μικρομετρικὴν κλίμακα K_1 φέρουσαν διαιρέσεις εἰς 0,01 mm. Συγχρόνως ὅμως βλέπει ἐξ ἀνακλάσεως ἐπὶ τῆς πλακὸς Π τὸ εἴδωλον δευτέρας κλίμακος K_2, ἡ ὁποία φέρει διαιρέσεις εἰς χιλιοστόμετρα· τὸ εἴδωλον τοῦτο φροντίζομεν νὰ σχηματίζεται εἰς τὴν ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως, ὅπου σχηματίζεται καὶ τὸ φανταστικὸν εἴδωλον τῆς κλίμακος K_1. Οὕτω τὰ εἴδωλα τῶν δύο κλιμάκων φαίνονται τὸ ἓν παρὰ τὸ ἄλλο. Ἐὰν εὕρωμεν ὅτι ν διαιρέσεις τῆς κλίμακος K_2 καλύπτουν μ διαιρέσεις τῆς μικρομετρικῆς κλίμακος K_1, τότε ἡ γραμμικὴ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου, συνεπῶς καὶ ἡ μεγέθυνσις αὐτοῦ, εἶναι:

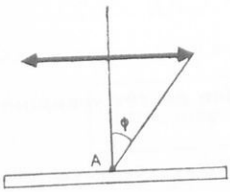
Σχ. 235. Μέτρησις τῆς μεγεθύνσεως τοῦ μικροσκοπίου.

$$M = \frac{A'B'}{AB} = \nu : \frac{\mu}{100} = 100 \cdot \frac{\nu}{\mu}$$

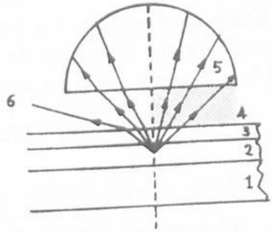
Ἐὰν π.χ. εὕρωμεν ὅτι εἶναι $\nu = 25$ καὶ $\mu = 5$, τότε ἡ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου εἶναι: $M = 100 \cdot \dfrac{25}{5} = 500$

Ἡ ἰσχὺς τοῦ μικροσκοπίου τούτου εἶναι: $P = \dfrac{M}{\delta}$

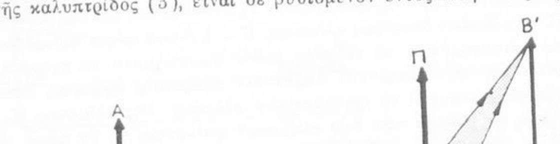
Διὰ $\delta = 25$ cm εὑρίσκομεν ὅτι ἡ ἰσχὺς εἶναι: $P = \dfrac{500}{0{,}25} = 2\,000$ διοπτρίαι δ) ***Διαχωριστικὴ ἱκανότης μικροσκοπίου.***—Ἐφ' ὅσον βαίνει αὐξανομένη ἡ ἰσχὺς τῶν μικροσκοπίων, αὐξάνονται καὶ αἱ λεπτομέρειαι, τὰς ὁποίας διακρίνει ὁ ὀφθαλμός. Ἀλλὰ δύο σημεῖα Α καὶ Β δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ φαίνωνται ὡς χωριστὰ σημεῖα, ὅταν ἡ ἀπόστασίς των εἶναι μικροτέρα ἀπὸ 0,2 μ. Τὰ δύο αὐτὰ σημεῖα δίδουν εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὡς εἴδωλα δύο κηλῖδας, αἱ ὁποῖαι καλύπτουν ἐν μέρει ἡ μία τὴν ἄλλην. Τὸ φαινόμενον τοῦτο εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς π α ρ α θ λ ά σ ε ω ς τοῦ φωτός. Διὰ τῶν μικροσκοπίων διακρίνομεν λεπτομερείας τοῦ ἀντικειμένου, αἱ ὁποῖαι ἔχουν διαστάσεις ἀπὸ 0,2 μ ἕως 50 μ. Ἔστω Α ἓν σημεῖον εὑρισκόμενον ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ μικροσκοπίου (σχ. 236). Ἀποδεικνύεται ὅτι δύο σημεῖα Α καὶ Β δίδουν εἴδωλα Α' καὶ Β', τὰ ὁποῖα διακρίνονται ὡς χωριστὰ σημεῖα, ἐὰν ἡ μεταξὺ τῶν σημείων Α καὶ Β ἀπόστασις d εἶναι τουλάχιστον ἴση μὲ $d = \frac{\lambda}{2\nu \cdot \eta\mu\,\varphi}$ ὅπου λ εἶναι τὸ μῆκος κύματος τῆς χρησιμοποιουμένης ἀκτινοβολίας διὰ τὸν φωτισμὸν τοῦ μικροσκοπίου, ν εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ μέσου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὑρίσκεται τὸ ἀντικείμενον καὶ φ ἡ γωνία ὑπὸ τὴν ὁποίαν φαίνεται ἀπὸ τὸ σημεῖον Α ἡ ἡμιδιάμετρος τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ. Ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης τοῦ μικροσκοπίου αὐξάνεται, ὅταν αὐξάνεται ὁ παρονομαστὴς $2\nu \cdot \eta\mu\,\varphi$ τοῦ ἀνωτέρω κλάσματος. Διὰ νὰ αὐξήσουν τὸν παράγοντα ν, χρησιμοποιοῦν τὸ σ ύ σ τ η μ α κ α τ α δ ύ σ ε ω ς, δηλαδὴ βυθίζουν τὸ ἀντικείμενον καὶ τὸν ἀντικειμενικὸν φακὸν ἐντὸς ὁμογενοῦς ὑγροῦ. Εἰς τὸ δεξιὸν τμῆμα τοῦ σχήματος 237 φαίνεται ἓν τοιοῦτον σύστημα καταδύσεως. Τὸ πρὸς παρατήρησιν ἀντικείμενον (2) εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς λεπτῆς ὑαλίνης πλακὸς (1) καὶ τῆς καλυπτρίδος (3), εἶναι δὲ βυθισμένον ἐντὸς διαφανοῦς ὑγροῦ, τὸ ὁποῖον ἔχει δείκτην διαθλάσεως 1,5. Μεταξὺ τῆς καλυπτρίδος καὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ παρεμβάλλεται στρῶμα διαφανοῦς ὑγροῦ (4), τὸ ὁποῖον ἔχει καὶ αὐτὸ δείκτην διαθλάσεως 1,5. Οὕτω, ἀπὸ ὀπτικῆς ἀπόψεως, ὅλα τὰ διαφανῆ μέσα, διὰ τῶν ὁποίων διέρχεται τὸ φῶς, ἀποτελοῦν ἓν μόνον μέσον. Εἰς τὸ ἀριστερὸν τμῆμα τοῦ σχήματος 237 φαίνεται ὅτι ἐπέρχεται σημαντικὴ ἀπώλεια φωτός, ὅταν μεταξὺ τῆς καλυπτρίδος καὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ παρεμβάλλεται στρῶμα ἀέρος (σ ύ σ τ η μ α ξ η ρ ό ν).



Σχ. 236. Διαχωριστικὴ ἱκανότης.



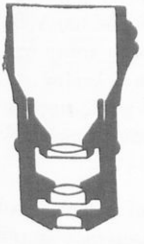
Σχ. 237. Καταδυτικὸν σύστημα. (1 πλακίδιον ὑάλου. 2 παρασκεύασμα μικροσκοπικόν. 3 καλυπτρίς. 4 στρῶμα ὑγροῦ. 5 ἀντικειμενικὸς φακός. 6 στρῶμα ἀέρος, διὰ νὰ δειχθῇ ἡ διασπορὰ τῶν ἀκτίνων ἕνεκα τοῦ ἀέρος.)



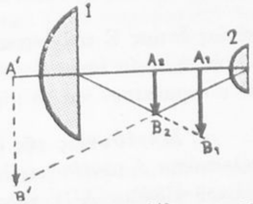
Σχ. 238. Πραγματικὸν εἴδωλον (Α'Β') ὑπὸ μικροσκοπίου.

ε) ***Σχηματισμὸς πραγματικοῦ εἰδώλου. Μικροφωτογραφία.***—Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο φακῶν τοῦ μικροσκοπίου δύναται νὰ ρυθμισθῇ οὕτως, ὥστε τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_1B_1, τὸ ὁποῖον δίδει ὁ ἀντικειμενικὸς φακός, νὰ σχηματίζεται πρὸ τῆς κυρίας ἑστίας Ε' τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ (σχ. 238). Τότε ὁ προσοφθάλμιος δίδει τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A΄B΄, τὸ ὁποῖον δύναται νὰ ληφθῇ ἐπὶ πετάσματος ἢ ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακός. Ἡ φωτογράφισις τῶν εἰδώλων μικροσκοπικῶν ἀντικειμένων καλεῖται μικροφωτογραφία· πρὸς τοῦτο στερεώνεται καταλλήλως ἐπὶ τοῦ μικροσκοπίου φωτογραφικὴ μηχανή. Ἀντὶ φωτογραφικῆς μηχανῆς δύναται νὰ στερεωθῇ ἡ συσκευὴ λήψεως κινηματογραφικῶν εἰκόνων· ἡ κινηματομικροφωτογραφία παρέχει σήμερον πολύτιμον βοήθειαν εἰς τὰς διαφόρους ἐρεύνας καὶ τὴν διδασκαλίαν.

στ) ***Κατασκευὴ τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ μικροσκοπίου.*** — Τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_1B_1, τὸ ὁποῖον σχηματίζει ὁ ἀντικειμενικὸς φακός, πρέπει νὰ εἶναι πολὺ φωτεινὸν καὶ χωρὶς σφάλματα· διότι, ἂν τὸ εἴδωλον τοῦτο ἔχῃ σφάλματα, ταῦτα θὰ γίνουν μεγαλύτερα διὰ τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ. Γενικῶς ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς τοῦ μικροσκοπίου εἶναι ἓν σύστημα φακῶν, διὰ τοῦ ὁποίου ἐπιδιώκεται αὔξησις τῆς ἰσχύος τοῦ μικροσκοπίου καὶ διόρθωσις τῶν διαφόρων σφαλμάτων, τὰ ὁποῖα παρουσιάζουν οἱ φακοί (σχ. 239). Ἀλλὰ καὶ ὁ προσοφθάλμιος φακὸς τοῦ μικροσκοπίου εἶναι πάντοτε σύστημα φακῶν. Ὁ συνηθέστερον χρησιμοποιούμενος προσοφθάλμιος τοῦ Huygens (σχ. 240) ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ἐπιπεδοκύρτους φακούς, τῶν ὁποίων αἱ ἑστιακαὶ ἀποστάσεις ἔχουν λόγον $\varphi_1 : \varphi_2 = 3 : 1$, ἡ δὲ σταθερὰ ἀπόστασις d μεταξὺ τῶν δύο φακῶν 1 καὶ 2 εἶναι $d = 2\varphi_2$. Ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς δίδει τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_2B_2, τὸ ὁποῖον παίζει ρόλον φανταστικοῦ ἀντικειμένου διὰ τὸν φακὸν 1· οὗτος δίδει τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_1B_1, τὸ ὁποῖον παρατηροῦμεν διὰ τοῦ δευτέρου φακοῦ 2. Οὕτω βλέπομεν τὸ τελικὸν φανταστικὸν εἴδωλον A΄B΄. Ὁ φακὸς 1 (συλλέκτης) συγκεντρώνει τὰς ἀκτῖνας ἐπὶ τοῦ δευτέρου φακοῦ 2 (φακὸς ὀφθαλμοῦ), ὁ ὁποῖος εἶναι περισσότερον συγκεντρωτικὸς ἀπὸ τὸν πρῶτον. Ὁ προσοφθάλμιος τοῦ Huygens ἔχει τὸ πλεονέκτημα ὅτι εἶναι ἀχρωματικὸς καὶ παρουσιάζει ἐλαχίστην σφαιρικὴν ἐκτροπήν.



Σχ. 239. Ἀντικειμενικὸς φακὸς μικροσκοπίου.

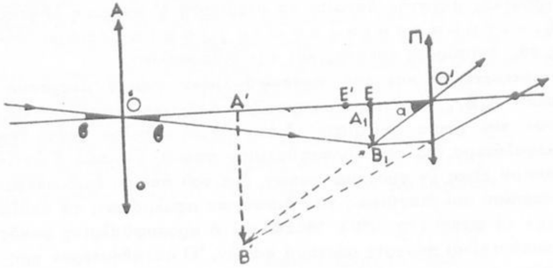


Σχ. 240. Προσοφθάλμιος μικροσκοπίου.

Τηλεσκόπια

235. Διοπτρικὰ καὶ κατοπτρικὰ τηλεσκόπια.— Τὰ **τηλεσκόπια** εἶναι ὀπτικὰ ὄργανα χρησιμοποιούμενα διὰ τὴν παρατήρησιν ἀντικειμένων εὑρισκομένων πολὺ μακράν. Μὲ τὰ τηλεσκόπια ἐπιτυγχάνομεν νὰ βλέπωμεν τὰ ἀντικείμενα ταῦτα ὑπὸ γωνίαν πολὺ μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν γωνίαν, ὑπὸ τὴν ὁποίαν τὰ βλέπομεν διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ. Τὰ τηλεσκόπια ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἀντικειμενικὸν σύστημα, τὸ ὁποῖον σχηματίζει ἓν πολὺ μικρὸν πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ μακρὰν εὑρισκομένου ἀντικειμένου. Τὸ εἴδωλον τοῦτο παρατηρεῖται μὲ ἓν προσοφθάλμιον σύστημα, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ τελικὸν φανταστικὸν εἴδωλον. Ὑπάρχουν δύο κατηγορίαι τηλεσκοπίων. Τὰ **διοπτρικὰ τηλεσκόπια** ἢ **διόπτραι** ἔχουν ὡς ἀντικειμενικὸν σύστημα ἕνα συγκλίνοντα φακὸν μεγάλης ἑστιακῆς ἀποστάσεως. Τὰ δὲ **κατοπτρικὰ τηλεσκόπια** ἔχουν ὡς ἀντικειμενικὸν σύστημα ἓν κοῖλον κάτοπτρον. Τὸ ἀντικειμενικὸν καὶ τὸ προσοφθάλμιον σύστημα εἶναι στερεωμένα καταλλήλως ἐπὶ μακροῦ σωλῆνος.

236. 'Αστρονομική διόπτρα.—Ἡ ἀστρονομικὴ διόπτρα ἀποτελεῖται: α) Ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν φακόν, ὁ ὁποῖος ἔχει πολὺ μεγάλην ἑστιακὴν ἀπόστασιν (φ_A) καὶ δίδει τὸ πραγματικόν, μικρὸν καὶ ἀνεστραμμένον εἴδωλον A_1B_1 (σχ. 241). β) Ἀπὸ τὸν προσοφθάλμιον φακόν, ὁ ὁποῖος ἔχει μικρὰν ἑστιακὴν ἀπόστασιν (φ_Π) καὶ χρησιμοποιεῖται ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον διὰ τὴν παρατήρησιν τοῦ πραγματικοῦ εἰδώλου A_1B_1. Τὸ εἴδωλον τοῦτο σχηματίζεται πλησίον τῆς κυρίας ἑστίας Ε τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ. Κατὰ τὴν παρατήρησιν χωρὶς προσαρμογήν, ἡ κυρία ἑστία Ε τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ ἡ κυρία ἑστία Ε' τοῦ προσοφθαλμίου συμπίπτουν καὶ τὸ μῆκος l τοῦ ὀργάνου εἶναι τότε: $l = \varphi_A + \varphi_\Pi$.



Σχ. 241. Πορεία τῶν ἀκτίνων εἰς τὴν ἀστρονομικὴν διόπτραν.

α) ***Μεγέθυνσις τῆς διόπτρας.***—Ὅπως εἰς τὰ μικροσκόπια, οὕτω καὶ εἰς τὰ τηλεσκόπια ἡ μεγέθυνσις ἰσοῦται μὲ τὸν λόγον τῆς φαινομένης διαμέτρου α τοῦ τελικοῦ εἰδώλου Α'Β' πρὸς τὴν φαινομένην διάμετρον β τοῦ ἀντικειμένου, ὅταν τὸ παρατηροῦμεν διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ.

Ἀπὸ τὸ τρίγωνον OA_1B_1 εὑρίσκομεν ὅτι ἡ πολὺ μικρὰ γωνία β εἶναι:

$$\beta = \frac{A_1B_1}{OA_1} \qquad \text{ἢ κατὰ προσέγγισιν} \qquad \beta = \frac{A_1B_1}{\varphi_A}$$

Ἑπομένως ἡ μεγέθυνσις τῆς διόπτρας εἶναι:

$$M = \frac{\alpha}{\beta} = \alpha : \frac{A_1B_1}{\varphi_A} = \frac{\alpha}{A_1B_1} \cdot \varphi_A$$

Ἀλλὰ α/A_1B_1 εἶναι ἡ ἰσχὺς P_Π τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ. Ὥστε ἡ εὑρεθεῖσα σχέσις φανερώνει ὅτι:

Ἡ μεγέθυνσις τῆς ἀστρονομικῆς διόπτρας ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς ἰσχύος τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ (P_Π) ἐπὶ τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ (φ_A).

μεγέθυνσις ἀστρονομικῆς διόπτρας: $M = P_\Pi \cdot \varphi_A$

Εἶναι ὅμως γνωστὸν (§ 235) ὅτι ἡ ἰσχὺς τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ κατὰ προσέγγισιν εἶναι $P_\Pi = 1/\varphi_\Pi$. Ἐὰν λοιπὸν εἰς τὴν εὑρεθεῖσαν σχέσιν θέσωμεν τὴν τιμὴν τοῦ P_Π, τότε εὑρίσκομεν ὅτι:

Ἡ μεγέθυνσις τῆς ἀστρονομικῆς διόπτρας ἰσοῦται μὲ τὸν λόγον τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ πρὸς τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ.

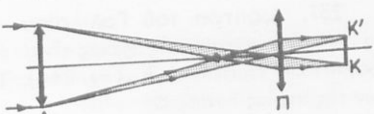
$$\text{μεγέθυνσις ἀστρονομικῆς διόπτρας: } \quad M = \frac{\varphi_A}{\varphi_\Pi}$$

β) ***Διαχωριστικὴ ἱκανότης τῆς διόπτρας.***—'Εὰν δύο παρατηρούμενα σημεῖα Α καὶ Β (π.χ. δύο ἀστέρες) εὑρίσκωνται πολὺ πλησίον τὸ ἓν πρὸς τὸ ἄλλο, τότε ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς δὲν σχηματίζει δύο χωριστὰ εἴδωλα τῶν σημείων τούτων. Καλεῖται δ ι α χ ω ρ ι σ τ ι κ ὴ ἱ κ α ν ό τ η ς τῆς διόπτρας ἡ μικροτέρα γωνιακὴ ἀπόστασις ω δύο σημείων Α καὶ Β, διὰ τὴν ὁποίαν ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς δύναται νὰ δώσῃ δύο χωριστὰ εἴδωλα A_1 καὶ B_1 τῶν σημείων τούτων. 'Αποδεικνύεται ὅτι ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης τῆς διόπτρας εἶναι ἀ ν τ ι σ τ ρ ό φ ω ς ἀ ν ά λ ο γ ο ς π ρ ὸ ς τ ὴ ν δ ι ά μ ε τ ρ ο ν τ ο ῦ ἀ ν τ ι κ ε ι μ ε ν ι κ ο ῦ φ α κ ο ῦ. Εἰς τὰς διόπτρας εἶναι λοιπὸν ἀνάγκη νὰ χρησιμοποιοῦνται πολὺ μεγάλοι ἀντικειμενικοὶ φακοί, διὰ νὰ εἶναι ὅσον τὸ δυνατὸν μικροτέρα ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης τῆς διόπτρας. Αἱ καλύτεραι σήμερον διόπτραι ἔχουν διαχωριστικὴν ἱκανότητα 0,12''. Ἡ γωνία αὐτὴ εἶναι ἡ γωνιακὴ ἀπόστασις δύο σημείων τῆς ἐπιφανείας τῆς Σελήνης, τὰ ὁποῖα ἀπέχουν μεταξύ των 230 m. Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο εὑρίσκεται εὐκόλως, διότι ἡ μὲν γωνία ω εἶναι:

$$\omega = \frac{2\pi \times 0{,}12}{360 \times 60 \times 60} = \frac{6}{10^7}\ \text{rad}$$

ἡ δὲ ἀπόστασις τῆς Σελήνης ἀπὸ τὴν Γῆν εἶναι $d = 382\,000$ km. 'Επομένως ἡ ἀπόστασις ΑΒ δύο σημείων Α καὶ Β τῆς ἐπιφανείας τῆς Σελήνης, τὰ ὁποῖα φαίνονται ὑπὸ γωνιακὴν ἀπόστασιν ω, εἶναι: $AB = d \cdot \omega = 382\,000 \times \frac{6}{10^7} = \frac{230}{10^3}\ \text{km} = 230\ \text{m}$

γ) ***Προσοφθάλμιος κύκλος.***—Ὅλαι αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες, αἱ ὁποῖαι προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ τῆς διόπτρας, κατὰ τὴν ἔξοδόν των ἀπὸ τὴν διόπτραν διέρχονται δι' ἑνὸς μικροῦ κύκλου ΚΚ' (σχ. 242). Ὁ κύκλος αὐτὸς καλεῖται π ρ ο σ ο φ θ ά λ μ ι ο ς κ ύ κ λ ο ς καὶ εἶναι τὸ εἴδωλον, τὸ ὁποῖον δίδει ὁ προσοφθάλμιος φακὸς διὰ τὸν ἀντικειμενικὸν φακόν. Διότι ὁ ἀντικειμενικὸς φακός, λόγῳ τοῦ φωτισμοῦ του, ἀποβαίνει φωτεινὸν ἀντικείμενον διὰ τὸν προσοφθάλμιον φακόν. Ὁ ὀφθαλμὸς πρέπει νὰ τοποθετηθῇ εἰς τὴν θέσιν τοῦ προσοφθαλμίου κύκλου, διὰ νὰ δεχθῇ τὴν μεγίστην δυνατὴν ποσότητα φωτός. 'Εὰν D εἶναι ἡ διάμετρος τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ καὶ d ἡ διάμετρος τοῦ προσοφθαλμίου κύκλου, τότε ἀπὸ τὸ σχῆμα φαίνεται ὅτι ἰσχύει ἡ σχέσις:



Σχ. 242. Προσοφθάλμιος κύκλος.

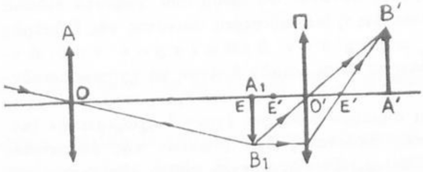
$$\frac{d}{D} = \frac{\varphi_\Pi}{\varphi_A} \qquad \text{ἄρα} \qquad d = D \cdot \frac{\varphi_\Pi}{\varphi_A}$$

Οὕτω, διὰ $D = 10$ cm, $\varphi_A = 100$ cm καὶ $\varphi_\Pi = 2$ cm, εὑρίσκομεν:

$$d = 10 \times \frac{2}{100} = 0{,}2\ \text{cm} = 2\ \text{mm}$$

Ὁ προσοφθάλμιος κύκλος εἶναι μικρότερος ἀπὸ τὴν κόρην τοῦ ὀφθαλμοῦ.

δ) ***Φωτεινότης εἰδώλου.***— Οἱ ἀπλανεῖς ἀστέρες, παρατηρούμενοι διὰ τῆς διόπτρας, δὲν παρουσιάζουν φαινομένην διάμετρον, ὅπως συμβαίνει καὶ ὅταν παρατηροῦνται διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ. Τὸ εἴδωλον ἑνὸς ἀπλανοῦς ἀστέρος εἶναι σημεῖον, ὅπως σημεῖον εἶναι καὶ τὸ εἴδωλον, τὸ ὁποῖον σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς, ὅταν ὁ ἀστὴρ παρατηρῆται διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ. Ἀλλὰ τὸ εἴδωλον, τὸ ὁποῖον δίδει ἡ διόπτρα, εἶναι πολὺ φωτεινόν· διότι ὅλον τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπεται ἀπὸ τὸν ἀστέρα πρὸς τὸν ἀντικειμενικὸν φακόν, συγκεντρώνεται εἰς ἓν σημεῖον, τὸ εἴδωλον τοῦ ἀστέρος. Εὑρέθη ὅτι διὰ τὰ ἀντικείμενα, τὰ ὁποῖα δὲν ἔχουν φαινομένην διάμετρον, ἡ φωτεινότης τοῦ εἰδώλου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς μεγεθύνσεως τῆς διόπτρας. Οὕτω, ἐὰν παρατηροῦμεν τοὺς ἀπλανεῖς ἀστέρας μὲ διόπτραν ἔχουσαν μεγέθυνσιν 1000, τότε οἱ ἀστέρες φαίνονται διὰ τῆς διόπτρας 1000^2 φορὰς φωτεινότεροι ἀπὸ ὅσον φαίνονται διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ. Διὰ τοῦτο κατωρθώθη νὰ ἀνακαλυφθῇ μὲ τὴν βοήθειαν τῶν διοπτρῶν μέγας ἀριθμὸς ἀστέρων, οἱ ὁποῖοι εἶναι ἀόρατοι διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ.



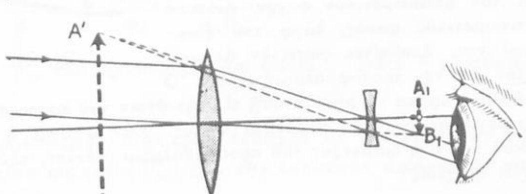
Σχ. 243. Πραγματικὸν εἴδωλον (Α΄Β΄) σχηματιζόμενον ὑπὸ διόπτρας.

Ἀντιθέτως τὰ ἀντικείμενα, τὰ ὁποῖα ἔχουν φαινομένην διάμετρον, παρατηρούμενα διὰ τῆς διόπτρας, φαίνονται ὀλιγώτερον φωτεινὰ ἀπὸ ὅσον φαίνονται διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ, διότι τὰ σχηματιζόμενα εἴδωλα ἔχουν λόγῳ τῆς μεγεθύνσεως μεγάλην ἐπιφάνειαν. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἐξηγεῖται, διατὶ διὰ τῆς διόπτρας φαίνονται οἱ ἀπλανεῖς καὶ κατὰ τὴν ἡμέραν· διὰ τῆς διόπτρας ἡ φωτεινότης τῶν ἀπλανῶν αὐξάνεται, ἐνῷ ἡ φωτεινότης τοῦ οὐρανοῦ ἐλαττώνεται, ἐπειδὴ οὗτος ἐξομοιώνεται μὲ ἀντικείμενον ἔχον φαινομένην διάμετρον.

ε) ***Σχηματισμὸς πραγματικοῦ εἰδώλου.***—Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο φακῶν τῆς διόπτρας δύναται νὰ ρυθμισθῇ οὕτως, ὥστε τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_1B_1, τὸ ὁποῖον δίδει ὁ ἀντικειμενικὸς φακός, νὰ σχηματίζεται πρὸ τῆς κυρίας ἑστίας Ε' τοῦ προσοφθαλμίου (σχ. 243). Τότε ὁ προσοφθάλμιος φακὸς δίδει τὸ πραγματικὸν εἴδωλον Α'Β', τὸ ὁποῖον δύναται νὰ ληφθῇ ἐπὶ πετάσματος ἢ ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακός.

237. Διόπτρα τοῦ Γαλιλαίου.

— Εἰς τὴν διόπτραν τοῦ Γαλιλαίου ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς εἶναι συγκλίνων φακός, ὁ ὁποῖος δίδει τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_1B_1 (σχ. 244). Τὸ εἴδωλον τοῦτο σχηματίζεται πολὺ πλησίον τῆς κυρίας ἑστίας Ε τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ. Ὁ προσοφθάλμιος φακὸς εἶναι ἀποκλίνων φακός, ὁ ὁποῖος παρεμβάλλεται μεταξὺ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ καὶ τῆς ἑστίας του Ε. Οὕτω τὸ εἴδωλον A_1B_1 ἐπέχει θέσιν φανταστικοῦ ἀντικειμένου διὰ τὸν προσοφθάλμιον φακόν. Ἐὰν ἡ κυρία ἑστία Ε' τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ εὑρίσκεται πρὸ τῆς ἑστίας τοῦ ἀντικειμενικοῦ, τότε ὁ προσοφθάλμιος φακὸς δίδει τὸ φανταστικὸν εἴδωλον Α΄Β΄, τὸ ὁποῖον εἶναι ὀρθὸν ὡς πρὸς τὸ ἀντικείμενον καὶ μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ εἴδωλον A_1B_1.



Σχ. 244. Πορεία τῶν ἀκτίνων εἰς τὴν διόπτραν τοῦ Γαλιλαίου.

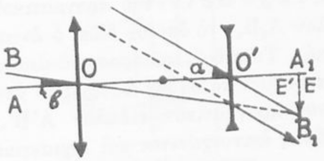
α) ***Μεγέθυνσις τῆς διόπτρας.***—Ἡ μεγέθυνσις τῆς διόπτρας τοῦ Γαλιλαίου ὁρίζεται ὅπως καὶ εἰς τὴν ἀστρονομικὴν διόπτραν. Ἐὰν αἱ ἑστίαι Ε καὶ Ε΄ συμπίπτουν, τότε τὸ τελικὸν εἴδωλον Α΄Β΄ σχηματίζεται εἰς τὸ ἄπειρον (σχ. 245)· εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ μῆκος τῆς διόπτρας εἶναι $l = \varphi_A - \varphi_\Pi$. Αἱ φαινόμεναι διάμετροι τοῦ εἰδώλου καὶ τοῦ ἀντικειμένου εἶναι:

$$\alpha = \frac{A_1B_1}{O'E'} = \frac{A_1B_1}{\varphi_\Pi} \qquad \beta = \frac{A_1B_1}{OE} = \frac{A_1B_1}{\varphi_A}$$

Ἄρα ἡ μ ε γ έ θ υ ν σ ι ς τῆς διόπτρας τοῦ Γαλιλαίου εἶναι:

$$M = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{A_1B_1}{\varphi_\Pi} : \frac{A_1B_1}{\varphi_A} \qquad \boxed{M = \frac{\varphi_A}{\varphi_\Pi}}$$

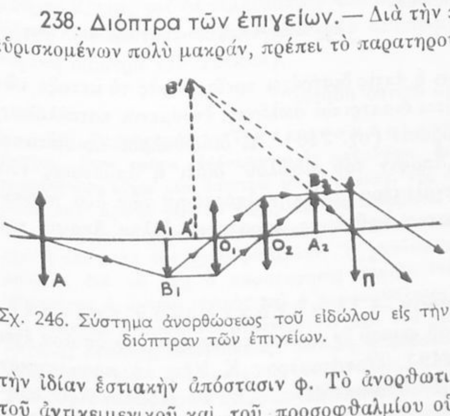
Ἑπομένως ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ τελικοῦ εἰδώλου εἶναι: $\alpha = M \cdot \beta$. Μὲ τὴν διόπτραν τοῦ Γαλιλαίου δὲν ἐπιτυγχάνεται πρακτικῶς μεγάλη μεγέθυνσις, διότι αἱ ἐξερχόμεναι ἀπὸ τὸν προσοφθάλμιον ἀκτῖνες ἀποκλίνουν ἰσχυρῶς· οὕτω εἰς τὴν κόρην τοῦ ὀφθαλμοῦ εἰσέρχεται ἐλάχιστον μόνον μέρος τοῦ ἐξερχομένου ἀπὸ τὸν προσοφθάλμιον φωτός. Ἐὰν ἡ κυρία ἑστία Ε΄ τοῦ προσοφθαλμίου εὑρίσκεται πέραν τῆς κυρίας ἑστίας Ε τοῦ ἀντικειμενικοῦ, τότε ὁ προσοφθάλμιος δίδει εἴδωλον πραγματικὸν καὶ ἀνεστραμμένον. Ἡ διάταξις αὐτὴ χρησιμοποιεῖται εἰς μερικοὺς ἀντικειμενικοὺς φακοὺς φωτογραφικῶν μηχανῶν (τ η λ ε α ν τ ι κ ε ι μ ε ν ι κ ο ὶ φ α κ ο ί).



Σχ. 245. Σύμπτωσις τῶν ἑστιῶν ἀντικειμενικοῦ καὶ προσοφθαλμίου φακοῦ.

238. Διόπτρα τῶν ἐπιγείων.

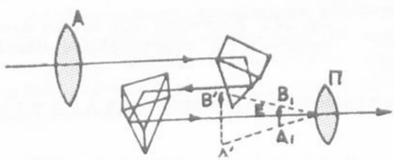
— Διὰ τὴν παρατήρησιν ἐπιγείων ἀντικειμένων εὑρισκομένων πολὺ μακράν, πρέπει τὸ παρατηρούμενον διὰ τῆς διόπτρας τελικὸν εἴδωλον νὰ εἶναι ὀ ρ θ ό ν. Τοιοῦτον εἶναι τὸ εἴδωλον, τὸ ὁποῖον παρατηροῦμεν διὰ τῆς διόπτρας τοῦ Γαλιλαίου. Ἡ ἀστρονομικὴ διόπτρα δύναται νὰ χρησιμοποιηθῇ διὰ τὴν παρατήρησιν ἐπιγείων ἀντικειμένων, ἂν ἐφοδιασθῇ μὲ ἀ ν ο ρ θ ω τ ι κ ὸ ν σ ύ σ τ η μ α. Τοῦτο ἀποτελεῖται συνήθως ἀπὸ σύστημα δύο συγκλινόντων φακῶν, οἱ ὁποῖοι ἔχουν τὴν ἰδίαν ἑστιακὴν ἀπόστασιν φ. Τὸ ἀνορθωτικὸν σύστημα παρεμβάλλεται μεταξὺ τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τοῦ προσοφθαλμίου οὕτως, ὥστε τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_1B_1, τὸ ὁποῖον δίδει ὁ ἀντικειμενικός, νὰ σχηματίζεται εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν



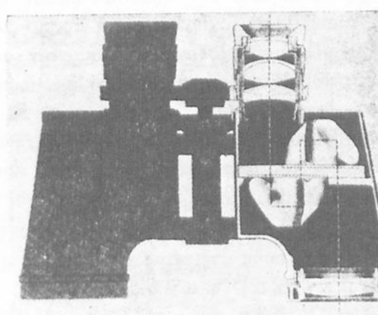
Σχ. 246. Σύστημα ἀνορθώσεως τοῦ εἰδώλου εἰς τὴν διόπτραν τῶν ἐπιγείων.

τοῦ πρώτου φακοῦ O_1 (σχ. 246). Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο φακῶν τοῦ ἀνορθωτικοῦ συστήματος εἶναι ἴση μὲ τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν αὐτῶν. Διὰ τοῦτο τὸ σύστημα σχηματίζει εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν τοῦ δευτέρου φακοῦ O_2 τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_2B_2, τὸ ὁποῖον εἶναι ἴσον μὲ τὸ A_1B_1, ἀλλ' ἀνεστραμμένον ὡς πρὸς αὐτὸ καί, συνεπῶς, ὀ ρ θ ὸ ν ὡς πρὸς τὸ ἀντικείμενον. Διὰ τοῦ προσοφθαλμίου παρατηροῦμεν τότε τὸ πραγματικὸν εἴδωλον $A'B'$ τοῦ ὀρθοῦ πραγματικοῦ εἰδώλου A_2B_2. Ἡ προσθήκη τοῦ ἀνορθωτικοῦ συστήματος προκαλεῖ αὔξησιν τοῦ μήκους τῆς διόπτρας κατὰ 3φ.

239. Πρισματική διόπτρα.— Εἰς τὴν π ρ ι σ μ α τ ι κ ὴ ν δ ι ό π τ ρ α ν μεταξὺ τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τοῦ προσοφθαλμίου παρεμβάλλονται δύο πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως (σχ. 247), τῶν ὁποίων αἱ ἀκμαὶ εἶναι κάθετοι μεταξύ των· Μία φωτεινὴ ἀκτίς, ἡ ὁποία ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικόν, ὑφίσταται δύο ὁλικὰς ἀνακλάσεις ἐντὸς ἑκάστου πρίσματος· αἱ ἀνακλάσεις αὐταὶ προκαλοῦν τὴν ἀ ν ό ρ θ ω σ ι ν τοῦ πραγματικοῦ εἰδώλου A_1B_1, τὸ ὁποῖον δίδει ὁ ἀντικειμενικός. Τότε διὰ τοῦ προσοφθαλμίου παρατηροῦμεν τὸ ὀρθὸν ὡς πρὸς τὸ ἀντικείμενον πραγματικὸν εἴδωλον $A'B'$. Οὕτω ὅμως ἐπιτυγχάνεται καὶ σημαντικὴ ἐλάτ-



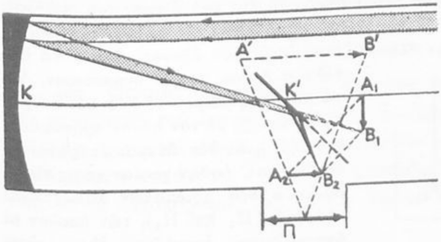
Σχ. 247. Πορεία τῶν ἀκτίνων εἰς τὴν πρισματικὴν διόπτραν.



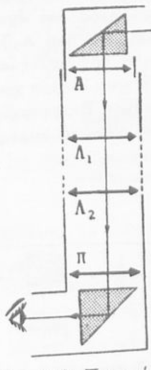
Σχ. 248. Τομὴ πρισματικῆς διόπτρας.

τωσις τοῦ μήκους τῆς διόπτρας, διότι ἡ ἀκτὶς διατρέχει τρεῖς φορὰς τὸ μεταξὺ τῶν δύο πρισμάτων διάστημα. Δύο τοιοῦτοι διοπτρικοὶ σωλῆνες, ἑνούμενοι καταλλήλως, χρησιμοποιοῦνται διὰ διόφθαλμον ὅρασιν (σχ. 248). Αἱ διόφθαλμοι πρισματικαὶ διόπτραι παρέχουν στερεοσκοπικὴν ἄποψιν τοῦ εἰδώλου· διότι ἡ ἀπόστασις τῶν δύο ἀντικειμενικῶν φακῶν εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν τῶν δύο προσοφθαλμίων φακῶν καὶ συνεπῶς ἕκαστος ὀφθαλμὸς παρατηρεῖ ἄλλην ἄποψιν τοῦ ἀντικειμένου.

240. Κατοπτρικὸν τηλεσκόπιον.— Τὸ κ α τ ο π τ ρ ι κ ὸ ν τ η λ ε σ κ ό π ι ο ν φέρει ἀντὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ ἓν κοῖλον κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον ἔχει μεγάλην ἑστιακὴν ἀπόστασιν (σχ. 249). Τὸ κάτοπτρον Κ δίδει τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_1B_1 ἑνὸς μακρὰν εὑρισκομένου ἀντικειμένου ΑΒ. Τὸ εἴδωλον A_1B_1 σχηματίζεται εἰς τὴν κυρίαν ἑστίαν Ε τοῦ κατόπτρου καὶ εἶναι ἀνεστραμμένον. Πρὸ τῆς κυρίας ἑστίας Ε τοῦ κοίλου κατόπτρου τοποθετεῖται μικρὸν ἐπίπεδον κάτοπτρον K′ (ἢ πρῖσμα ὁλικῆς ἀνακλάσεως), τὸ ὁποῖον σχηματίζει γωνίαν 45° μὲ τὸν ἄξονα τοῦ κοίλου κατόπτρου. Τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_1B_1 ἐπέχει θέσιν φανταστικοῦ ἀντικειμένου διὰ τὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον δίδει τότε τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_2B_2. Παρατηροῦντες διὰ τοῦ προσοφθαλμίου τὸ πραγματικὸν εἴδωλον A_2B_2 βλέπομεν τὸ φανταστικὸν εἴδωλον A′B′. Ἡ μεγέθυνσις τοῦ κατοπτρικοῦ τηλεσκοπίου εἶναι ἴση μὲ τὸν λόγον τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως (ϕ_A) τοῦ κοίλου κατόπτρου πρὸς τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν (ϕ_Π) τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ, ἤτοι $M = \phi_A/\phi_\Pi$. Τὸ κατοπτρικὸν τηλεσκόπιον ἔχει τὸ πλεονέκτημα ὅτι δὲν χρησιμοποιεῖ ἀντικειμενικὸν φακὸν μεγάλης διαμέτρου.



Σχ. 249. Πορεία τῶν ἀκτίνων εἰς τὸ κατοπτρικὸν τηλεσκόπιον.



Σχ. 250. Περισκόπιον.

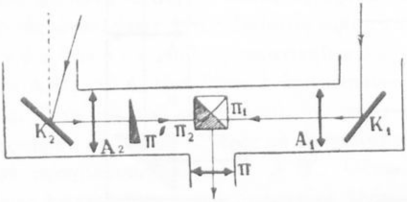
Ἡ κατασκευὴ τοιούτων φακῶν παρουσιάζει πολὺ μεγάλας δυσκολίας (ἀκρίβειαν εἰς τὴν καμπυλότητα τῶν δύο ἐπιφανειῶν, ἀπόλυτον ὁμογένειαν τῆς ὑάλου κ.ἄ.). Τὸ κοῖλον κάτοπτρον τοῦ τηλεσκοπίου εἶναι ὑάλινον παραβολικὸν κάτοπτρον μεγάλης διαμέτρου. Οὕτω τὸ κάτοπτρον τοῦ τηλεσκοπίου τοῦ ὄρους Wilson ἔχει διάμετρον 2,5 m, τοῦ δὲ τηλεσκοπίου τοῦ ὄρους Palomar ἔχει διάμετρον 5 m. Ἀντιθέτως ἡ διάμετρος τοῦ μεγαλυτέρου ἀντικειμενικοῦ φακοῦ εἶναι 1,02 m (ἀστρονομικὴ διόπτρα τοῦ Yerkes).

Συνήθη ὀπτικὰ ὄργανα

241. Περισκόπιον.— Τὸ περισκόπιον χρησιμοποιεῖται κυρίως ἀπὸ τὰ ὑποβρύχια, ὅταν ταῦτα εὑρίσκωνται ἐν καταδύσει, διὰ τὴν ἐξερεύνησιν τοῦ ὁρίζοντος. Τὸ περισκόπιον εἶναι μία διόπτρα τῶν ἐπιγείων, τῆς ὁποίας ὁ ἄξων κάμπτεται εἰς τὰ δύο ἄκρα κατ' ὀρθὴν γωνίαν χάρις εἰς δύο πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως (σχ. 250)· τὸ ἓν ἐκ τῶν πρισμάτων τούτων εὑρίσκεται πρὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ, τὸ δὲ ἄλλο πρῖσμα εὑρίσκεται πρὸ ἢ καὶ μετὰ τὸν προσοφθάλμιον. Ἡ μεγέθυνσις τῆς διόπτρας αὐτῆς εἶναι ἴση μὲ τὴν μονάδα, διὰ νὰ ἔχῃ ὁ παρατηρητὴς ἀκριβῆ ἰδέαν τῶν διαστάσεων τῶν ἀντικειμένων. Ἐπομένως ὁ ἀντικειμενικὸς καὶ ὁ προσοφθάλμιος ἔχουν τὴν αὐτὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν. Τὸ σύστημα ἀνορθώσεως ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ὁμοίους συγκλίνοντας φακοὺς Λ_1 καὶ Λ_2 μεγάλης ἑστιακῆς ἀποστάσεως. Ἐπειδὴ ἡ ἀπόστασις τῶν δύο τούτων φακῶν δὲν ἐπηρεάζει τὴν θέσιν ἢ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου, τὸ μῆκος τοῦ περισκοπίου δύναται νὰ μεταβάλλεται διὰ τῆς προσεγγίσεως ἢ ἀπομακρύνσεως τῶν δύο φακῶν Λ_1 καὶ Λ_2. Τὸ ἀνώτερον τμῆμα τοῦ περισκοπίου εἶναι στρεπτὸν περὶ κατακόρυφον ἄξονα διὰ τὴν κατόπτευσιν τοῦ ὁρίζοντος.

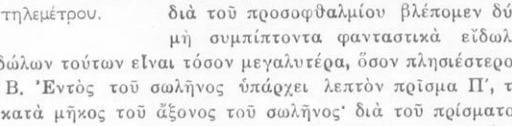
242. Φωτογραφική μηχανή.—Ἡ φωτογραφικὴ μηχανὴ εἶναι σκοτεινὸς θάλαμος (§ 143), ὁ ὁποῖος εἰς τὴν θέσιν τῆς μικρᾶς ὀπῆς φέρει συγκλίνοντα φακὸν (ἀντικειμενικός). Μὲ τὸν φακὸν τοῦτον ἐπιτυγχάνεται πολὺ μεγαλυτέρα φωτεινότης τοῦ εἰδώλου. Ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς τῆς φωτογραφικῆς μηχανῆς εἶναι σύστημα φακῶν ἀπηλλαγμένον ἀπὸ τὰ ἐλαττώματα, τὰ ὁποῖα παρουσιάζει ὁ εἷς μόνον φακός.

243. Τηλέμετρον.— Τὸ τηλέμετρον χρησιμεύει διὰ τὸν προσδιορισμὸν ἀποστάσεων. Εἰς ἕκαστον ἄκρον ἑνὸς μακροῦ σωλῆνος εἶναι στερεωμένον ἐπίπεδον κάτοπτρον (K_1 καὶ K_2), τὸ ὁποῖον σχηματίζει γωνίαν 45° μὲ τὸν ἄξονα τοῦ σωλῆνος (σχ. 251). Ἐντὸς τοῦ σωλῆνος καὶ ἔμπροσθεν ἑκάστου κατόπτρου εὑρίσκεται εἷς ἀντικειμενικὸς φακὸς διόπτρας (A_1 καὶ A_2). Οὕτω ἐξ ἑνὸς μακρινοῦ ἀντικειμένου Β λαμβάνεται ἓν εἴδωλον β_1 ἕνεκα τοῦ συστήματος $K_1 - A_1$ καὶ ἄλλο εἴδωλον β_2 ἕνεκα τοῦ συστήματος $K_2 - A_2$. Διὰ καταλλήλου χειρισμοῦ φέρομεν τὸ εἴδωλον β_1 ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ σωλῆνος. Αἱ ἐκ τοῦ στόχου Β προερχόμεναι ἀκτῖνες δὲν εἶναι παράλληλοι· ἑπομένως τὸ εἴδωλον β_2, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ σύστημα $K_2 - A_2$, σχηματίζεται ἐκτὸς τοῦ ἄξονος. Οὕτω τὰ δύο εἴδωλα β_1 καὶ β_2 δὲν συμπίπτουν. Διὰ νὰ παρατηρήσωμεν τὰ δύο αὐτὰ εἴδωλα β_1 καὶ β_2 μὲ τὸν αὐτὸν προσοφθάλμιον (Π), αἱ δύο δέσμαι ἐκτρέπονται σχεδὸν κατ' ὀρθὴν γωνίαν χάρις εἰς ἓν σύστημα δύο πρισμάτων ὁλικῆς ἀνακλάσεως (Π_1 καὶ Π_2), τῶν ὁποίων αἱ ὑποτείνουσαι ἀνακλῶσαι ἕδραι εἶναι παράλληλοι πρὸς τὰ κάτοπτρα. Οὕτω διὰ τοῦ προσοφθαλμίου βλέπομεν δύο μὴ συμπίπτοντα φανταστικὰ εἴδωλα τοῦ στόχου. Ἡ ἀπόστασις τῶν εἰδώλων τούτων εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον πλησιέστερον πρὸς ἡμᾶς εὑρίσκεται ὁ στόχος Β. Ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ὑπάρχει λεπτὸν πρῖσμα Π', τὸ ὁποῖον δύναται νὰ μετακινῆται κατὰ μῆκος τοῦ ἄξονος τοῦ σωλῆνος· διὰ τοῦ πρίσματος τούτου διέρχεται μόνον ἡ μία δέσμη ἀκτίνων. Μετακινοῦντες λοιπὸν τὸ πρῖσμα Π', ἐπιτυγχάνομεν νὰ συμπέσουν τὰ δύο εἴδωλα, τὰ ὁποῖα βλέπομεν διὰ τοῦ προσοφθαλμίου. Ἐκ τῆς μετακινήσεως τοῦ πρίσματος Π' εὑρίσκομεν ἀμέσως ἐπὶ μιᾶς καταλλήλου κλίμακος τὴν ἀπόστασιν τοῦ στόχου Β ἀπὸ ἡμᾶς.



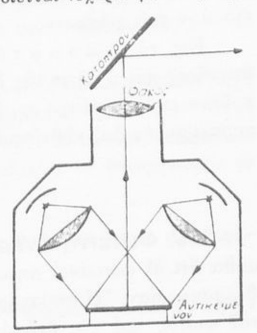
Σχ. 251. Σχηματικὴ διάταξις τηλεμέτρου.

244. Προβολεύς.—Ὁ προβολεὺς χρησιμεύει διὰ τὸν σχηματισμὸν ἐπὶ πετάσματος πραγματικοῦ καὶ μεγεθυσμένου εἰδώλου, τὸ ὁποῖον νὰ εἶναι ὁρατὸν ἀπὸ πολλοὺς συγχρόνως παρατηρητάς. Ἑκάστη συσκευὴ προβολῆς ἀποτελεῖται ἀπὸ συγκλῖνον σύστημα, τὸ ὁποῖον δύναται νὰ ἐξομοιωθῇ μὲ ἕνα φακὸν (ἀντικειμενικός). Ἓν μικρὸν διαφανὲς ἀντικείμενον ΑΒ τοποθετεῖται ὀλίγον πέραν τῆς κυρίας ἑστίας Ε τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ (σχ. 252)· οὗτος δίδει τότε ἐπὶ τοῦ πετάσματος τὸ πραγματικὸν καὶ μεγεθυσμένον εἴδωλον Α'Β'. Ἡ μεγέθυνσις αὐξάνεται, ὅταν τὸ ἀντικείμενον ΑΒ πλησιάζῃ πρὸς τὴν κυρίαν Ε καί, ἑπομένως, ὅταν τὸ εἴδωλον Α'Β' ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὴν συσκευήν. Διὰ νὰ εἶναι φωτεινὸν τὸ λαμβανόμενον μεγεθυσμένον εἴδωλον πρέπει τὸ ἀντι-



Σχ. 252. Σχηματικὴ διάταξις προβολέως.

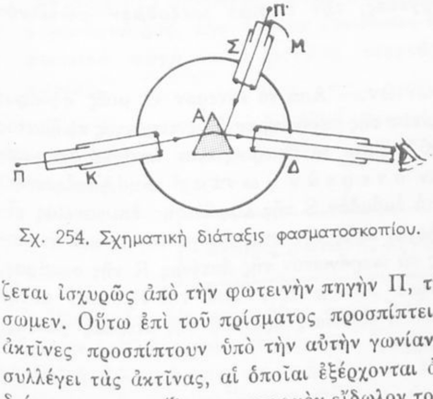
κείμενον νὰ φωτισθῇ πολὺ ἰσχυρῶς. Πρὸς τοῦτο χρησιμοποιεῖται ἰσχυρὰ φωτεινὴ πηγὴ (ἠλεκτρικὸς λαμπτὴρ ἢ ἠλεκτρικὸν τόξον), τῆς ὁποίας τὸ φῶς συγκεντρώνεται ἐπὶ τοῦ ἀντικειμένου δι' ἑνὸς συγκλίνοντος συστήματος (σ υ ν α γ ω γ ό ς). Διὰ τὴν προβολὴν ἀδιαφανῶν ἀντικειμένων (π.χ. φωτογραφιῶν, κειμένων κ.τ.λ.) τὸ φῶς τῆς πηγῆς συγκεντρώνεται ἐπὶ τοῦ ἀντικειμένου· αἱ ἐξ αὐτοῦ προερχόμεναι ἀκτῖνες προσπίπτουν ἐπὶ ἐπιπέδου κατόπτρου καὶ ἀνακλώμεναι ἐπ' αὐτοῦ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ (σχ. 253). Ἡ προβολὴ διαφανῶν ἀντικειμένων ὀνομάζεται δ ι α σ κ ο π ι κ ὴ προβολή, ἡ δὲ προβολὴ ἀδιαφανῶν ἀντικειμένων ὀνομάζεται ἐ π ι σ κ ο π ι κ ή. Αἱ συνήθεις συσκευαὶ προβολῆς ἐπιτρέπουν καὶ τὰ δύο εἴδη προβολῆς καὶ διὰ τοῦτο καλοῦνται ἐ π ι δ ι α σ κ ό π ι α.



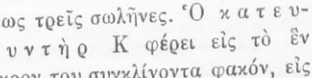
Σχ. 253. Σχηματικὴ διάταξις ἐπιδιασκοπίου.

245. Φασματοσκόπιον.

— Διὰ τὴν σπουδὴν τοῦ φάσματος τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπουν αἱ διάφοροι φωτειναὶ πηγαί, χρησιμοποιεῖται εἰδικὸν ὄργανον, τὸ ὁποῖον καλεῖται φ α σ μ α τ ο σ κ ό π ι ο ν. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓν πρῖσμα Α, τοῦ ὁποίου ἡ ἀκμὴ εἶναι κατακόρυφος (σχ. 254). Τὸ πρῖσμα εἶναι στερεωμένον ἐπὶ ὁριζοντίου κύκλου. Πέριξ τοῦ πρίσματος δύνανται νὰ μετακινοῦνται ὁριζοντίως τρεῖς σωλῆνες. Ὁ κ α τ ε υ θ υ ν τ ὴ ρ Κ φέρει εἰς τὸ ἓν ἄκρον του συγκλίνοντα φακόν, εἰς δὲ τὸ ἄλλο ἄκρον του φέρει λεπτὴν σχισμὴν παράλληλον πρὸς τὴν ἀκμὴν τοῦ πρίσματος. Ἡ σχισμὴ εὑρίσκεται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ συγκλίνοντος φακοῦ καὶ φωτίζεται ἰσχυρῶς ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγὴν Π, τῆς ὁποίας τὸ φῶς θέλομεν νὰ ἀναλύσωμεν. Οὕτω ἐπὶ τοῦ πρίσματος προσπίπτει δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων (ἤτοι αἱ ἀκτῖνες προσπίπτουν ὑπὸ τὴν αὐτὴν γωνίαν προσπτώσεως). Ἡ δ ι ό π τ ρ α Δ συλλέγει τὰς ἀκτῖνας, αἱ ὁποῖαι ἐξέρχονται ἀπὸ τὸ πρῖσμα. Ὁ ἀντικειμενικὸς τῆς διόπτρας σχηματίζει πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ φάσματος, τὸ δὲ εἴδωλον τοῦτο παρατηροῦμεν διὰ τοῦ προσοφθαλμίου τῆς διόπτρας. Ὁ σ ω λ ὴ ν τ ῆ ς κ λ ί μ α κ ο ς Σ φέρει εἰς τὸ ἓν ἄκρον του συγκλίνοντα φακόν, εἰς δὲ τὸ ἄλλο ἄκρον του, τὸ ὁποῖον συμπίπτει μὲ τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ φακοῦ, φέρει διαφανῆ μικρομετρικὴν κλίμακα Μ. Ἡ κλῖμαξ φωτίζεται ἰσχυρῶς ἀπὸ φωτεινὴν πηγήν. Αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες, αἱ προερχόμεναι ἀπὸ τὴν κλίμακα, μετατρέπονται ἀπὸ τὸν φακὸν εἰς δέσμην παραλλήλων ἀκτίνων, ἡ ὁποία ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ πρίσματος καὶ εἰσέρχεται εἰς τὴν διόπτραν. Οὕτω, παρατηροῦντες διὰ τοῦ προσο-



Σχ. 254. Σχηματικὴ διάταξις φασματοσκοπίου.



Σχ. 255. Φασματοσκόπιον εὐθυσκοπίας.

φθαλμίου τῆς διόπτρας, βλέπομεν συμπίπτοντα τὸ εἴδωλον τῆς κλίμακος καὶ το εἴδωλον τοῦ φάσματος.

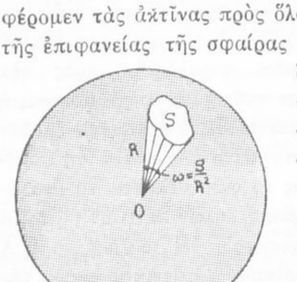
Εἰς τὸ φασματοσκόπιον εὐθυσκοπίας ὁ ἄξων τοῦ κατευθυντῆρος καὶ ὁ ἄξων τῆς διόπτρας συμπίπτουν εἰς μίαν εὐθεῖαν. Τὸ πρῖσμα εἶναι πρῖσμα εὐθυσκοπίας (σχ. 255). Τὸ φασματοσκόπιον τοῦτο ἐπιτρέπει νὰ βλέπῃ ὁ παρατηρητὴς ἀπ' εὐθείας τὴν φωτεινὴν πηγήν, τὴν ὁποίαν ἐξετάζει.

ΦΩΤΟΜΕΤΡΙΑ

246. Φωτεινὴ ἐνέργεια.—'Απὸ τὴν καθημερινὴν παρατήρησιν βεβαιούμεθα ὅτι αἱ φωτειναὶ πηγαὶ εἶναι ὑλικὰ σώματα, τὰ ὁποῖα συνήθως ἔχουν ὑψηλὴν θερμοκρασίαν. 'Η παρατήρησις αὐτὴ ἀποδεικνύει ὅτι ὑπάρχει στενὴ σχέσις μεταξὺ τοῦ φωτὸς καὶ τῆς θερμότητος. 'Αντιστρόφως βεβαιούμεθα ἐπίσης ὅτι, ἂν ἐπὶ ἑνὸς σώματος προσπίπτῃ φῶς, τότε τὸ σῶμα τοῦτο θερμαίνεται. 'Η θέρμανσις τοῦ σώματος εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον περισσότερον εἶναι τὸ ποσὸν τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἀπορροφᾷ τὸ σῶμα τοῦτο, καὶ ὅσον μικρότερον εἶναι τὸ ὑπὸ τοῦ σώματος ἀνακλώμενον φῶς. 'Εκ τῶν ἀνωτέρω στοιχειωδῶν παρατηρήσεων συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

Τὸ φῶς εἶναι μία μορφὴ ἐνεργείας, τὴν ὁποίαν καλοῦμεν φωτεινὴν ἐνέργειαν.

247. Μονὰς τῶν στερεῶν γωνιῶν.—'Απὸ τὸ κέντρον Ο μιᾶς σφαίρας φέρομεν τὰς ἀκτῖνας πρὸς ὅλα τὰ σημεῖα τῆς περιμέτρου ἑνὸς τυχόντος τμήματος τῆς ἐπιφανείας τῆς σφαίρας (σχ. 256). Τότε αἱ θεωρούμεναι ἀκτῖνες σχηματίζουν μίαν στερεὰν γωνίαν ω. 'Αποδεικνύεται ὅτι τὸ ἐμβαδὸν S τῆς ληφθείσης ἐπιφανείας εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὴν στερεὰν γωνίαν ω καὶ ἀνάλογον πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἀκτῖνος R τῆς σφαίρας, ἤτοι εἶναι: $S = \omega \cdot R^2$. 'Απὸ τὴν ἐξίσωσιν αὐτὴν προκύπτει ἡ ἐξίσωσις ὁρισμοῦ τῆς στερεᾶς γωνίας, διότι ἔχομεν:



Σχ. 256. 'Ορισμὸς τῆς μονάδος τῶν στερεῶν γωνιῶν.

$$\omega = \frac{S}{R^2}$$

'Εὰν εἰς τὴν εὑρεθεῖσαν ἐξίσωσιν θέσωμεν $S = 1\ m^2$ καὶ $R = 1\ m$, λαμβάνομεν $\omega = 1$, ἤτοι λαμβάνομεν τὴν μονάδα τῶν στερεῶν γωνιῶν, ἡ ὁποία καλεῖται στερεακτίνιον (1 sterad). "Ωστε:

Μονὰς τῶν στερεῶν γωνιῶν εἶναι τὸ στερεακτίνιον, ἤτοι ἡ στερεὰ γωνία, ἡ ὁποία ἔχει τὴν κορυφήν της εἰς τὸ κέντρον σφαίρας ἀκτῖνος ἴσης μὲ τὴν μονάδα μήκους καὶ βαίνει ἐπὶ τμήματος τῆς σφαιρικῆς ταύτης ἐπιφανείας, τὸ ὁποῖον ἔχει ἐμβαδὸν ἴσον μὲ τὴν μονάδα ἐπιφανείας.

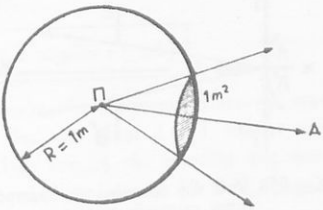
Ἀπὸ τὸν ἀνωτέρω ὁρισμὸν προκύπτει ὅτι ἡ στερεὰ γωνία, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς ὅλον τὸν πέριξ τοῦ σημείου Ο χῶρον, ἰσοῦται μὲ 4π στερεακτίνια.

248. Φωτομετρικὰ μεγέθη.— α) ***Φωτεινὴ ροή.***—Ἑκάστη φωτεινὴ πηγὴ ἐκπέμπει κατὰ δευτερόλεπτον ὡρισμένην φωτεινὴν ἐνέργειαν. Ἡ φωτεινὴ αὐτὴ ἐνέργεια διαδίδεται εἰς τὸ πέριξ τῆς πηγῆς διαφανὲς μέσον, τὸ ὁποῖον θεωροῦμεν ὡς ὁμογενὲς καὶ ἰσότροπον (π.χ. τὸ κενόν). Οὕτω δυνάμεθα νὰ θεωρήσωμεν τὸ φῶς ὡς μίαν ροὴν φωτεινῆς ἐνεργείας.

Φωτεινὴ ροὴ (Φ) καλεῖται ἡ φωτεινὴ ἐνέργεια, ἡ ὁποία κατὰ δευτερόλεπτον διέρχεται διὰ μιᾶς ἐπιφανείας.

β) ***Ἔντασις φωτεινῆς πηγῆς.***—Ἄς θεωρήσωμεν σημειώδη φωτεινὴν πηγὴν Π, ἡ ὁποία εὑρίσκεται εἰς τὸ κέντρον σφαίρας ἀκτῖνος R = 1 m (σχ. 257). Κατὰ μίαν διεύθυνσιν ΠΑ ἡ φωτεινὴ πηγὴ ἐκπέμπει κατὰ δευτερόλεπτον καὶ κατὰ μονάδα στερεᾶς γωνίας ὡρισμένην φωτεινὴν ἐνέργειαν.

Ἔντασις (I) φωτεινῆς πηγῆς καλεῖται ἡ φωτεινὴ ροή, τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει ἡ φωτεινὴ πηγὴ κατὰ μονάδα στερεᾶς γωνίας.



Σχ. 257. Ὁρισμὸς τῆς μονάδος φωτεινῆς ροῆς.

Ἐὰν ἡ φωτεινὴ πηγὴ ἐκπέμπῃ φωτεινὴν ροὴν Φ, ἡ ὁποία περιέχεται ἐντὸς στερεᾶς γωνίας ω, τότε συμφώνως πρὸς τὸν ἀνωτέρω ὁρισμὸν ἔχομεν:

$$\boxed{\text{ἔντασις φωτεινῆς πηγῆς:} \quad I = \frac{\Phi}{\omega}} \qquad (1)$$

Ἔστω ὅτι μία σημειώδης πηγὴ ἐκπέμπει ὁμοιομόρφως φωτεινὴν ἐνέργειαν καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι εὔκολον νὰ εὑρεθῇ ἡ ὁλικὴ φωτεινὴ ἐνέργεια, τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει κατὰ δευτερόλεπτον ἡ φωτεινὴ πηγὴ καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις, ἤτοι ἡ ὁλικὴ φωτεινὴ ροὴ τῆς πηγῆς. Οὕτω εὑρίσκομεν ὅτι:

Ἡ ὁλικὴ φωτεινὴ ροὴ ($\Phi_{ολ}$) μιᾶς σημειώδους φωτεινῆς πηγῆς, τῆς ὁποίας ἡ ἔντασις εἶναι σταθερὰ καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις, ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τῆς ἐντάσεως (I) τῆς πηγῆς ἐπὶ 4π.

$$\boxed{\text{ὁλικὴ φωτεινὴ ροή:} \quad \Phi_{ολ} = 4\pi \cdot I} \qquad (2)$$

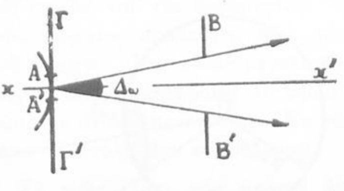
γ) ***Φωτισμὸς ἐπιφανείας.***—Ἡ φωτεινὴ ροή, ἡ ὁποία ἐκπέμπεται ἀπὸ μίαν φωτεινὴν πηγήν, προσπίπτει ἐπὶ μιᾶς ἐπιφανείας, π.χ. ἐπὶ ἑνὸς φύλλου βιβλίου.

Λέγομεν τότε ὅτι ἡ ἐπιφάνεια φ ω τ ί ζ ε τ α ι ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγήν. Οὕτω προκύπτει ὁ ἀκόλουθος ὁρισμός:

Φωτισμὸς* (E) *μιᾶς ἐπιφανείας καλεῖται ἡ φωτεινὴ ροή, ἡ ὁποία προσπίπτει ἐπὶ τῆς μονάδος τῆς ἐπιφανείας ταύτης.

$$\boxed{\text{φωτισμὸς ἐπιφανείας:} \quad E = \frac{\Phi}{S}} \qquad (3)$$

δ) ***Λαμπρότης φωτεινῆς πηγῆς.***— Αἱ χρησιμοποιούμεναι συνήθως αὐτόφωτοι ἢ ἑτερόφωτοι φωτειναὶ πηγαὶ δὲν εἶναι σημεῖα, ἀλλὰ ἔχουν διαστάσεις καὶ παρουσιάζουν μίαν φωτοβολοῦσαν ἐπιφάνειαν. Μὲ ἓν διάφραγμα ΓΓ', εὑρισκόμενον εἰς ἐπαφὴν μὲ τὴν ἐπιφάνειαν τῆς πηγῆς, ἀφήνομεν νὰ ἐκπέμπῃ φῶς ἓν στοιχεῖον $AA' = \Delta S$ τῆς ἐπιφανείας τῆς πηγῆς (σχ. 258). Ἓν ἄλλο διάφραγμα BB' εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τὴν πηγήν. Τὸ κέντρον τῆς κυκλικῆς ὀπῆς τοῦ διαφράγματος BB' καὶ τὸ κέντρον τοῦ στοιχείου AA' εὑρίσκονται ἐπὶ τῆς εὐθείας xx', ἡ ὁποία παριστᾷ τὴν μέσην διεύθυνσιν τῆς φωτεινῆς δέσμης. Τὸ διάφραγμα ἀφήνει νὰ διέλθῃ ἡ φωτεινὴ ροή, ἡ περιεχομένη ἐντὸς τῶν μικρῶν κώνων, οἱ ὁποῖοι ἔχουν ὡς κορυφὰς τὰ διάφορα σημεῖα τοῦ στοιχείου ΔS τῆς ἐπιφανείας τῆς πηγῆς καὶ βάσιν τὸ κυκλικὸν ἄνοιγμα τοῦ διαφράγματος BB'. Οἱ μικροὶ αὐτοὶ κῶνοι ἔχουν αἰσθητῶς τὴν ἰδίαν στερεὰν γωνίαν Δω. Τὰ διάφορα σημεῖα τῆς φωτεινῆς ἐπιφανείας ΔS εἶναι ἀνεξάρτητοι φωτειναὶ πηγαὶ καὶ συνεπῶς αἱ ὑπ' αὐτῶν ἐκπεμπόμεναι ποσότητες ἐνεργείας προστίθενται. Ἡ φωτεινὴ ροὴ ΔΦ, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῆς ὀπῆς τοῦ διαφράγματος BB', εἶναι λοιπὸν τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μεγαλύτερα εἶναι τὰ μεγέθη ΔS καὶ Δω. Δυνάμεθα λοιπὸν νὰ γράψωμεν τὴν σχέσιν:



Σχ. 258. Διὰ τὸν ὁρισμὸν τῆς λαμπρότητος φωτεινῆς πηγῆς.

$$\Delta\Phi = \kappa \cdot \Delta S \cdot \Delta\omega$$

ὅπου κ εἶναι σταθερὰ χαρακτηρίζουσα τὴν φωτοβολοῦσαν ἐπιφάνειαν. Ἐὰν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ ἔντασις τῆς φωτεινῆς πηγῆς κατὰ τὴν διεύθυνσιν xx' εἶναι $I = \Delta\Phi/\Delta\omega$, τότε ἡ ἀνωτέρω σχέσις γράφεται:

$$\kappa = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\omega \cdot \Delta S} \qquad \text{ἢ} \qquad \kappa = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\omega} \cdot \frac{1}{\Delta S}$$

Ἀλλὰ ΔΦ/Δω εἶναι ἡ ἔντασις I τῆς φωτεινῆς πηγῆς. Οὕτω ἡ εὑρεθεῖσα ἐξίσωσις γράφεται ὡς ἑξῆς: $\kappa = I/\Delta S$ καὶ καθορίζει ἓν νέον φωτομετρικὸν μέγεθος, τὸ ὁποῖον καλεῖται λ α μ π ρ ό τ η ς τῆς φωτεινῆς πηγῆς. Ὥστε:

Λαμπρότης* (κ) *φωτεινῆς πηγῆς καλεῖται ἡ ἔντασις, ἡ ὁποία ἐκπέμπεται καθέτως ἀπὸ 1 τετραγωνικὸν ἑκατοστόμετρον* (1 cm²) *τῆς ἐπιφανείας τῆς πηγῆς.

$$\boxed{\text{λαμπρότης φωτεινῆς πηγῆς:} \quad \kappa = \frac{I}{\Delta S}}$$

249. Φωτομετρικαὶ μονάδες.—Ἀνωτέρω ἐγνωρίσαμεν τὰ ἀκόλουθα φυσικὰ μεγέθη: φωτεινὴ ροή, ἔντασις φωτεινῆς πηγῆς, φωτισμὸς ἐπιφανείας καὶ λαμπρότης φωτεινῆς πηγῆς. Διὰ τὴν μέτρησιν τῶν φυσικῶν τούτων μεγεθῶν χρησιμοποιοῦνται κατάλληλοι μονάδες, αἱ ὁποῖαι προκύπτουν ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τῆς μονάδος ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς.

α) ***Μονὰς ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς.***—Ὡς μονὰς ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς πρέπει προφανῶς νὰ ληφθῇ ἡ ἔντασις μιᾶς προτύπου φωτεινῆς πηγῆς, ἡ ὁποία δίδει λευκὸν φῶς, διατηρεῖ σταθερὰν τὴν ἐκπομπήν της καὶ εἶναι εὐκόλως πραγματοποιήσιμος. Εἰς τὴν πρᾶξιν δέχονται ὡς πρότυπον φωτεινὴν πηγὴν ἠλεκτρικὴν λυχνίαν λειτουργοῦσαν ὑπὸ ὡρισμένας συνθήκας. Ἡ ἔντασις τῆς προτύπου φωτεινῆς πηγῆς λαμβάνεται ὡς μονὰς ἐντάσεως καὶ καλεῖται **κηρίον** (candela, σύμβολον 1 cd).

Μονὰς ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς εἶναι τὸ κηρίον (1 cd), ***ἤτοι ἡ ἔντασις μιᾶς ὡρισμένης προτύπου φωτεινῆς πηγῆς.***

μονὰς ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς: 1 κηρίον (1 cd)

β) ***Μονὰς φωτεινῆς ῥοῆς.***—Ἀπὸ τὸν ὁρισμὸν τῆς ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς, ἤτοι ἀπὸ τὴν σχέσιν $I = \Phi/\omega$, συνάγεται ὅτι, ἂν εἶναι $I = 1$ κηρίον καὶ $\omega = 1$ στερεακτίνιον, τότε καὶ ἡ φωτεινὴ ῥοὴ εἶναι ἴση μὲ τὴν μονάδα τῆς φωτεινῆς ῥοῆς ($\Phi = 1$). Ἡ μονὰς φωτεινῆς ῥοῆς καλεῖται **lumen** (1 lm). Ἄρα:

Μονὰς φωτεινῆς ῥοῆς εἶναι τὸ lumen (1 lm), ***ἤτοι ἡ φωτεινὴ ῥοή, τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει φωτεινὴ πηγὴ ἐντάσεως 1 κηρίου*** (1 cd) ***ἐντὸς στερεᾶς γωνίας ἴσης μὲ 1 στερεακτίνιον*** (1 sterad).

μονὰς φωτεινῆς ῥοῆς: $1 \text{ lumen} = \dfrac{1 \text{ cd}}{1 \text{ sterad}}$

Μία λοιπὸν σημειώδης φωτεινὴ πηγή, ἡ ὁποία καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις ἔχει τὴν αὐτὴν ἔντασιν I, ἐκπέμπει ὁλικὴν φωτεινὴν ῥοὴν ἴσην μέ:

ὁλικὴ φωτεινὴ ῥοή: $\Phi_{ολ} = 4\pi \cdot I$ lumen

γ) ***Μονὰς φωτισμοῦ.***—Ἀπὸ τὸν ὁρισμὸν τοῦ φωτισμοῦ ἐπιφανείας, ἤτοι ἀπὸ τὴν σχέσιν: $E = \Phi/S$, συνάγεται ὅτι, ἐὰν ἐπὶ μιᾶς ἐπιφανείας $S = 1\ m^2$ προσπίπτῃ καθέτως φωτεινὴ ῥοὴ $\Phi = 1$ lumen, τότε καὶ ὁ φωτισμὸς τῆς ἐπιφανείας αὐτῆς εἶναι ἴσος μὲ τὴν μονάδα φωτισμοῦ ($E = 1$). Ἡ μονὰς αὐτὴ φωτισμοῦ καλεῖται **lux** (1 lx). Ἄρα:

Μονὰς φωτισμοῦ εἶναι τὸ lux (1 lx), ***ἤτοι ὁ φωτισμός, τὸν ὁποῖον προκαλεῖ φωτεινὴ ῥοὴ*** 1 lumen (1 lm), ***ὅταν προσπίπτῃ καθέτως ἐπὶ ἐπιφανείας 1 τετραγωνικοῦ μέτρου*** ($1\ m^2$).

μονὰς φωτισμοῦ: $1 \text{ lux} = \dfrac{1 \text{ lm}}{1 \text{ m}^2}$

Ἀπὸ τὸν ἀνωτέρω ὁρισμὸν τῆς μονάδος φωτισμοῦ ἕπεται ὅτι: φωτισμὸς 1 lux εἶναι ὁ φωτισμός, τὸν ὁποῖον ἔχει ἐπιφάνεια ἀπέχουσα 1 m ἀπὸ φωτεινὴν πηγὴν ἐντάσεως 1 κηρίου, ὅταν αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες προσπίπτουν καθέτως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας.—Ἐὰν εἰς τὴν ἐξίσωσιν ὁρισμοῦ τοῦ φωτισμοῦ: $E = \Phi/S$ θέσωμεν $\Phi = 1$ lumen καὶ $S = 1\ cm^2$, εὑρίσκομεν τὴν μονάδα φωτισμοῦ εἰς τὸ σύστημα μονάδων C.G.S. Ἡ μονὰς αὕτη καλεῖται phot (1 ph). Ὥστε:

Εἰς τὸ σύστημα C.G.S. μονὰς φωτισμοῦ εἶναι τὸ phot (1 ph), ***ἤτοι ὁ φωτισμὸς τὸν ὁποῖον προκαλεῖ φωτεινὴ ῥοὴ*** 1 lumen (1 lm), ***ὅταν προσπίπτῃ καθέτως ἐπὶ ἐπιφανείας 1 τετραγωνικοῦ ἑκατοστομέτρου*** (1 cm²).

μονὰς φωτισμοῦ C.G.S.: $1\ \text{phot} = \dfrac{1\ \text{lm}}{1\ \text{cm}^2}$ $\quad 1\ \text{ph} = 10^4\ \text{lx}$

δ) ***Μονὰς λαμπρότητος φωτεινῆς πηγῆς.***—Ἀπὸ τὸν ὁρισμὸν τῆς λαμπρότητος φωτεινῆς πηγῆς, ἤτοι ἀπὸ τὴν σχέσιν $\kappa = I/\Delta S$, συνάγεται ὅτι ἡ λαμπρότης φωτεινῆς πηγῆς εἶναι ἴση μὲ τὴν μονάδα λαμπρότητος ($\kappa = 1$), ὅταν εἶναι $I = 1$ cd καὶ $\Delta S = 1\ cm^2$. Ἡ μονὰς λαμπρότητος καλεῖται ***στίλβη*** (1 sb). Ὥστε:

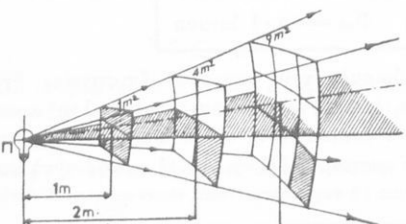
Μονὰς λαμπρότητος εἶναι ἡ στίλβη (1 sb), ***ἤτοι ἡ λαμπρότης φωτεινῆς πηγῆς, ἡ ὁποία ἀπὸ 1 τετραγωνικὸν ἑκατοστόμετρον*** (1 cm²) ***τῆς ἐπιφανείας της ἐκπέμπει καθέτως ἔντασιν ἴσην μὲ 1 κηρίον*** (1 cd).

μονὰς λαμπρότητος: $1\ \text{στίλβη} = \dfrac{1\ \text{cd}}{1\ \text{cm}^2}$

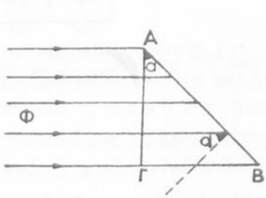
Ἡ λαμπρότης μερικῶν φωτεινῶν πηγῶν ἔχει ὡς ἑξῆς: φλὸξ κηρίου: 0,7 sb· ἡ Σελήνη εἰς τὸ ζενίθ: 1 sb· ἠλεκτρικοὶ λαμπτῆρες διὰ πυρακτώσεως: 500 — 3 000 sb· ἠλεκτρικὸν τόξον (εἰς τὸν κρατῆρα): 18 000 sb· ἐπιφάνεια τοῦ Ἡλίου 120 000 sb.

250. Νόμος τοῦ φωτισμοῦ.

—Ἂς θεωρήσωμεν σημειώδη φωτεινὴν πηγὴν Π, τῆς ὁποίας ἡ ἔντασις I εἶναι σταθερὰ καθ᾽ ὅλας τὰς διευθύνσεις (σχ. 259). Ἡ ὁλικὴ φωτεινὴ ῥοὴ ($\Phi_{ολ} = 4\pi \cdot I$),



Σχ. 259. Μεταβολὴ τοῦ φωτισμοῦ μετὰ τῆς ἀποστάσεως.



Σχ. 259 α. Μεταβολὴ τοῦ φωτισμοῦ μετὰ τῆς γωνίας προσπτώσεως.

τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει ἡ φωτεινὴ πηγή, ἐξαπλοῦται διαδοχικῶς ἐπὶ σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν, τῶν ὁποίων αἱ ἀκτῖνες βαίνουν αὐξανόμεναι. Τὰ ἐμβαδὰ τῶν σφαιρικῶν αὐτῶν ἐπιφανειῶν βαίνουν αὐξανόμενα ἀναλόγως τοῦ τετραγώνου τῶν ἀκτίνων. Ἄρα ὁ φωτισμὸς E_κ ἑκάστης σφαιρικῆς ἐπιφανείας εἶναι:

$$E_\kappa = \frac{\Phi_{o\lambda}}{4\pi \cdot R^2} = \frac{4\pi \cdot I}{4\pi \cdot R^2} \quad \text{ἢ} \quad E_\kappa = \frac{I}{R^2} \qquad (1)$$

Ἡ εὑρεθεῖσα σχέσις προϋποθέτει ὅτι τὸ φῶς προσπίπτει καθέτως ἐπὶ τῆς φωτιζομένης ἐπιφανείας. Ἔστω ὅτι μία δέσμη παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων προσπίπτει ἐπὶ ἐπιφανείας $AB = S$ ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως α (σχ. 259 α). Ἐὰν E εἶναι ὁ φωτισμὸς τῆς ἐπιφανείας, τότε ἐφ' ὁλοκλήρου τῆς ἐπιφανείας AB προσπίπτει φωτεινὴ ροή: $\Phi = E \cdot S$. Ἡ αὐτὴ φωτεινὴ ροὴ προσπίπτουσα καθέτως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας $A\Gamma = S'$ προκαλεῖ κάθετον φωτισμόν: $E_\kappa = \dfrac{I}{R^2}$.

Ἑπομένως εἶναι: $\Phi = E_\kappa \cdot S'$. Ἐπειδὴ ὅμως εἶναι $S' = S \cdot \text{συν}\,\alpha$, ἕπεται ὅτι εἶναι:

$$\Phi = E \cdot S = E_\kappa \cdot S \cdot \text{συν}\,\alpha \quad \text{ἢ} \quad E = E_\kappa \cdot \text{συν}\,\alpha \qquad (2)$$

Ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) συνάγεται ὁ ἀκόλουθος **νόμος τοῦ φωτισμοῦ:**

***Ὁ φωτισμὸς* (E) *μιᾶς ἐπιφανείας εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν* (I) *τῆς φωτεινῆς πηγῆς, ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἀποστάσεως* (R) *τῆς ἐπιφανείας ἀπὸ τὴν πηγὴν καὶ ἀνάλογος πρὸς τὸ συνημίτονον τῆς γωνίας προσπτώσεως* (α).**

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ φωτισμοῦ:} \quad E = \frac{I}{R^2} \cdot \text{συν}\,\alpha}$$

Ἐὰν αἱ ἀκτῖνες προσπίπτουν καθέτως ($\alpha = 0$), τότε ἡ ἐπιφάνεια δέχεται τὸν μέγιστον φωτισμὸν (κάθετος φωτισμός):

$$\boxed{\text{κάθετος φωτισμός:} \quad E_\kappa = \frac{I}{R^2}}$$

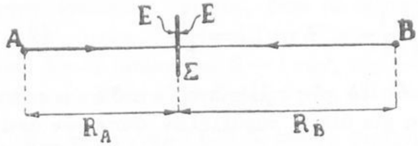
Παράδειγμα.— Μία ὁριζοντία ὁδὸς φωτίζεται ὑπὸ ἠλεκτρικοῦ λαμπτῆρος ἐντάσεως 500 cd. Ὁ λαμπτὴρ εὑρίσκεται εἰς ὕψος 5 m ἄνωθεν τῆς ὁδοῦ. Ὁ φωτισμὸς τῆς ὁδοῦ ἀκριβῶς κάτωθεν τοῦ λαμπτῆρος εἶναι:

$$E_\kappa = \frac{I}{R^2} = \frac{500\ \text{cd}}{25\ \text{m}^2} = 20\ \text{lux}$$

Εἰς ἀπόστασιν 5 m ἀπὸ τὴν κατακόρυφον τὴν διερχομένην διὰ τοῦ λαμπτῆρος ὁ φωτισμὸς τῆς ὁδοῦ εἶναι:

$$E = \frac{I}{R_1^2} \cdot \text{συν}\,\alpha = \frac{500\ \text{cd}}{50\ \text{m}^2} \cdot \text{συν}\,45^\circ = 10 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} = 7\ \text{lux}$$

251. Μέτρησις τῆς ἐντάσεως φωτεινῶν πηγῶν.— Ἡ φωτομετρία ἔχει ὡς σκοπὸν τὴν μέτρησιν τῶν ἐντάσεων τῶν φωτεινῶν πηγῶν. Ἂς θεωρήσωμεν δύο φωτεινὰς πηγὰς Α καὶ Β (σχ. 260), τῶν ὁποίων αἱ ἐντάσεις εἶναι ἀντιστοίχως I_A καὶ I_B. Ἔστω ὅτι αἱ δύο αὐταὶ φωτειναὶ πηγαὶ προκαλοῦν τὸν αὐτὸν κάθετον φωτισμὸν Ε ἐπὶ μιᾶς ἐπιφανείας Σ, ὅταν αἱ ἀποστάσεις τῶν δύο πηγῶν ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν Σ εἶναι ἀντιστοίχως R_A καὶ R_B. Τότε ἔχομεν:



Σχ. 260. Σύγκρισις τῶν ἐντάσεων φωτεινῶν πηγῶν.

$$E = \frac{I_A}{R_A^2} = \frac{I_B}{R_B^2}$$

Ἡ εὑρεθεῖσα σχέσις ἀποτελεῖ τὴν **ἐξίσωσιν τῆς φωτομετρίας** καὶ φανερώνει ὅτι:

Ὅταν δύο φωτειναὶ πηγαὶ φωτίζουν ἐξ ἴσου μίαν ἐπιφάνειαν, αἱ ἐντάσεις τῶν φωτεινῶν πηγῶν εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰ τετράγωνα τῶν ἀποστάσεων τῶν πηγῶν τούτων ἀπὸ τὴν ἐξ ἴσου φωτιζομένην ἐπιφάνειαν.

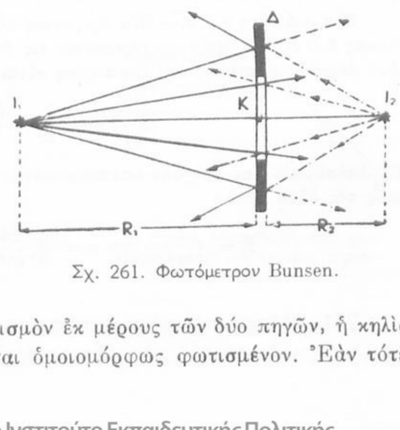
ἐξίσωσις φωτομετρίας: $\boxed{\dfrac{I_A}{I_B} = \dfrac{R_A^2}{R_B^2}}$

Ἐὰν ἡ ἔντασις τῆς φωτεινῆς πηγῆς Α εἶναι $I_A = 30\ \text{cd}$, αἱ δὲ δύο φωτειναὶ πηγαὶ φωτίζουν ἐξ ἴσου τὴν ἐπιφάνειαν Σ ἐξ ἀποστάσεων $R_A = 2\ \text{m}$ καὶ $R_B = 4\ \text{m}$, τότε ἡ ἔντασις τῆς φωτεινῆς πηγῆς Β εἶναι:

$$I_B = \frac{R_B^2}{R_A^2} \cdot I_A = \frac{16\ \text{m}^2}{4\ \text{m}^2} \cdot 30\ \text{cd} = 120\ \text{cd}$$

252. Φωτόμετρον.— Τὸ φωτόμετρον εἶναι ὄργανον, διὰ τοῦ ὁποίου δυνάμεθα νὰ μετρήσωμεν τὴν ἔντασιν μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς.

Τὸ φωτόμετρον Bunsen ἀποτελεῖται ἀπὸ λευκὸν φύλλον χάρτου, ἐπὶ τοῦ ὁποίου ὑπάρχει κυκλικὴ κηλὶς παραχθεῖσα ἀπὸ μίαν λιπαρὰν οὐσίαν. Ἡ κηλὶς εἶναι περισσότερον διαφανὴς ἀπὸ τὸ ὑπόλοιπον μέρος τοῦ χάρτου. Τὸ διάφραγμα Δ μὲ τὴν κηλῖδα Κ τοποθετεῖται μεταξὺ τῶν δύο πρὸς σύγκρισιν φωτεινῶν πηγῶν καὶ καθέτως πρὸς τὴν εὐθεῖαν, ἡ ὁποία συνδέει αὐτὰς (σχ. 261).

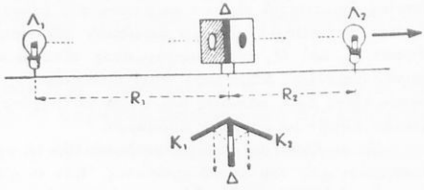


Σχ. 261. Φωτόμετρον Bunsen.

Ὅταν ἡ κηλὶς Κ δέχεται τὸν αὐτὸν φωτισμὸν ἐκ μέρους τῶν δύο πηγῶν, ἡ κηλὶς ἐξαφανίζεται καὶ τὸ διάφραγμα Δ φαίνεται ὁμοιομόρφως φωτισμένον. Ἐὰν τότε αἱ ἀποστάσεις τῶν δύο πηγῶν ἀπὸ τὴν κηλῖδα εἶναι R_1 καὶ R_2, θὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις:

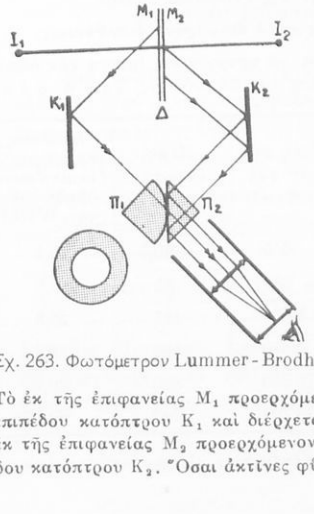
$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_1^2}{R_2^2}$$

Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτὴν εὑρίσκεται ἡ ἔντασις τῆς μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς, ὅταν εἶναι γνωστὴ ἡ ἔντασις τῆς ἄλλης φωτεινῆς πηγῆς. Διὰ νὰ βλέπωμεν συγχρόνως τὰς δύο ὄψεις τοῦ διαφράγματος Δ, ὑπάρχουν ἑκατέρωθεν αὐτοῦ δύο ἐπίπεδα κάτοπτρα, τὰ ὁποῖα σχηματίζουν ἀμβλεῖαν γωνίαν· ὁ ὀφθαλμὸς τίθεται εἰς τὸ ἐπίπεδον τοῦ διαφράγματος Δ (σχ. 262). Εἰς τὰ ἐργαστήρια χρησιμοποιοῦνται πολὺ ἀκριβέστερα φωτόμετρα.



Σχ. 262. Σχηματικὴ διάταξις τοῦ φωτομέτρου Bunsen.

Τὸ φωτόμετρον Lummer-Brodhun ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ὀρθογώνια ὑάλινα πρίσματα Π_1 καὶ Π_2 (σχ. 263)· ἡ ὑποτείνουσα ἕδρα τοῦ πρίσματος Π_1 ἔχει σχῆμα σφαιρικόν, μικρὸν ὅμως τμῆμα της εἶναι ἐπίπεδον, διὰ νὰ ἐφάπτεται τελείως ἐπὶ τῆς ἐπιπέδου ὑποτεινούσης ἕδρας τοῦ πρίσματος Π_2. Οὕτω αἱ ἀκτῖνες, αἱ ὁποῖαι φθάνουν εἰς τὸν κύκλον ἐπαφῆς τῶν δύο πρισμάτων, εἰσέρχονται ἐντὸς τοῦ ἄλλου πρίσματος χωρὶς νὰ ὑποστοῦν διάθλασιν. Μεταξὺ τῶν δύο πρὸς σύγκρισιν φωτεινῶν πηγῶν καὶ καθέτως πρὸς τὴν εὐθεῖαν, ἡ ὁποία τὰς συνδέει, τοποθετεῖται τὸ διάφραγμα Δ· αἱ δύο λευκαὶ ἐπιφάνειαί του M_1 καὶ M_2 ἐκπέμπουν τότε διάχυτον φῶς.



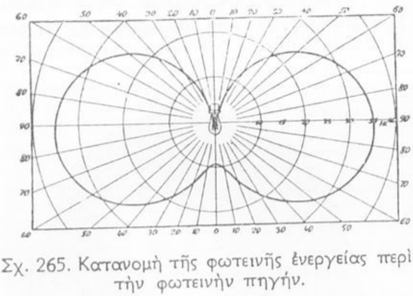
Σχ. 263. Φωτόμετρον Lummer-Brodhun.


Σχ. 264. Φωτοηλεκτρικὸν φωτόμετρον.

Τὸ ἐκ τῆς ἐπιφανείας M_1 προερχόμενον φῶς κατευθύνεται πρὸς τὸ πρῖσμα Π_1 διὰ τοῦ ἐπιπέδου κατόπτρου K_1 καὶ διέρχεται διὰ τοῦ κύκλου ἐπαφῆς τῶν δύο πρισμάτων. Τὸ δὲ ἐκ τῆς ἐπιφανείας M_2 προερχόμενον φῶς κατευθύνεται πρὸς τὸ πρῖσμα Π_2 διὰ τοῦ ἐπιπέδου κατόπτρου K_2. Ὅσαι ἀκτῖνες φθάνουν εἰς τὸν κύκλον ἐπαφῆς, εἰσέρχονται εἰς τὸ πρῖσμα $Π_1$ καὶ χάνονται, ὅσαι ὅμως εὑρίσκονται ἐκτὸς τοῦ κύκλου ἐπαφῆς ὑφίστανται ὁλικὴν ἀνάκλασιν. Οὕτω ὁ ὀφθαλμὸς βλέπει διὰ τῆς διόπτρας ἕνα κεντρικὸν φωτεινὸν κύκλον, ὁ ὁποῖος ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸν φωτισμὸν τῆς ἐπιφανείας M_1, καὶ ἕνα φωτεινὸν δακτύλιον, ὁ ὁποῖος ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸν φωτισμὸν τῆς ἐπιφανείας M_2. Ὅταν ὁ φωτισμὸς τῶν δύο ὄψεων M_1 καὶ M_2 τοῦ διαφράγματος εἶναι ὁ αὐτός, τότε ὁ φωτεινὸς κύκλος καὶ ὁ φωτεινὸς δακτύλιος ἀποτελοῦν μίαν ὁμοιομόρφως φωτιζομένην ἐπιφάνειαν. Τὸ φωτόμετρον τοῦτο εἶναι πολὺ εὐπαθὲς καὶ οὕτω ἐπιτυγχάνομεν τὴν μέτρησιν τῆς ἐντάσεως τῶν φωτεινῶν πηγῶν μὲ μεγάλην ἀκρίβειαν.

Μὲ τὰ ἀνωτέρω φωτόμετρα δυνάμεθα νὰ συγκρίνωμεν δύο φωτεινὰς πηγάς, αἱ ὁποῖαι ἐκπέμπουν φῶς τοῦ αὐτοῦ χρώματος. Ἐὰν τὸ φῶς τῶν δύο πηγῶν εἶναι διαφόρου χρώματος, τότε ὁ ὀφθαλμὸς δὲν δύναται νὰ ἐκτιμήσῃ τὴν ἰσότητα φωτισμοῦ τῶν δύο ἐπιφανειῶν. Σήμερον χρησιμοποιοῦνται εὐρύτατα διὰ τὴν μέτρησιν τοῦ φωτισμοῦ εἰδικὰ ὄργανα· μερικὰ ἐκ τούτων βασίζονται εἰς τὸ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον (σχ. 264).

253. Ἀκτινοβολία κατὰ διαφόρους διευθύνσεις.— Αἱ φωτειναὶ πηγαὶ συνήθως δὲν ἀκτινοβολοῦν φωτεινὴν ἐνέργειαν ὁμοιομόρφως καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις. Ἂς θεωρήσωμεν ἠλεκτρικὸν λαμπτῆρα καὶ ἓν κατακόρυφον ἐπίπεδον διερχόμενον διὰ τοῦ λαμπτῆρος (σχ. 265). Ἐὰν ἡ ἔντασις τῆς πηγῆς ἦτο σταθερὰ καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις τοῦ ἐπιπέδου τούτου, τότε ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως μετὰ τῆς διευθύνσεως θὰ παρίστατο ἀπὸ μίαν περιφέρειαν κύκλου. Αἱ μετρήσεις ὅμως ἀποδεικνύουν ὅτι ἡ ἔντασις τῆς πηγῆς δὲν εἶναι σταθερὰ κατὰ τὰς διαφόρους διευθύνσεις. Οὕτω λαμβάνομεν τὴν καμπύλην κατανομῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ λαμπτῆρος (ἡ καμπύλη τοῦ σχήματος). Ἐὰν χρησιμοποιήσωμεν κατάλληλον ἀνακλαστῆρα (ἀμπαζοὺρ) τροποποιοῦμεν τὴν κατανομὴν τῆς ἐντάσεως. Ὥστε:



Σχ. 265. Κατανομὴ τῆς φωτεινῆς ἐνεργείας περὶ τὴν φωτεινὴν πηγήν.

Ἡ ἔντασις μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς εἶναι διάφορος κατὰ διαφόρους διευθύνσεις.

Οἱ κατασκευασταὶ φωτεινῶν πηγῶν ἐπεκράτησε νὰ μετροῦν εἰς lumen τὴν ὁλικὴν φωτεινὴν ροήν, τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει ἡ πηγὴ καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις. Τότε ἡ μέση ἔντασις τῆς φωτεινῆς πηγῆς εὑρίσκεται εἰς κηρία, ἐὰν διαιρεθῇ ἡ ὁλικὴ φωτεινὴ ροὴ διὰ 4π (βλ. ἐξίσωσιν 2, § 248). Εἰς τὸν παραπλεύρως πίνακα δίδονται τὰ χαρακτηριστικὰ μερικῶν κοινῶν ἠλεκτρικῶν λαμπτήρων οἱ ὁποῖοι περιέχουν ἀδρανὲς ἀέριον καὶ τὸ σύρμα των εἶναι ἀπὸ βολφράμιον.

Ἰσχὺς λαμπτῆρος (Watt)	Ὁλικὴ φωτεινὴ ροὴ (lumen)	Μέση ἔντασις (κηρία)	Ἀπόδοσις λαμπτῆρος % (lumen κατὰ δαπανώμενον Watt)
25	260	20,7	10,4
50	695	55	13,9
100	1 580	125	15,8
200	3 640	290	18,2
500	10 050	800	20,1
1 000	20 700	1 640	20,7

Ἀπὸ τὴν τελευταίαν στήλην τοῦ ἀνωτέρω πίνακος φαίνεται ὅτι, ὅσον αὐξάνεται ἡ δαπανωμένη ἰσχύς, τόσον μεγαλυτέρα γίνεται καὶ ἡ ἱκανότης τοῦ λαμπτῆρος νὰ μετατρέπῃ τὴν ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν εἰς φωτεινὴν ἐνέργειαν.

254. Μηχανικὸν ἰσοδύναμον τοῦ φωτός.— Διὰ νὰ ἔχωμεν φῶς, πρέπει νὰ δαπανήσωμεν ἐνέργειαν. Οὕτω εἰς τὸν ἠλεκτρικὸν λαμπτῆρα δαπανᾶται ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια διὰ τὴν παραγωγὴν φωτός. Κατ' αὐτὴν τὴν μετατροπὴν ἐνεργείας ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος ὁρισμός:

Καλεῖται μηχανικὸν ἰσοδύναμον (M) ***τοῦ φωτὸς ἡ ἰσχὺς εἰς*** Watt, ***ἡ ὁποία πρέπει νὰ δαπανηθῇ, διὰ νὰ παραχθῇ φωτεινὴ ροὴ ἴση μὲ*** 1 lumen.

Ἡ εὕρεσις τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τοῦ φωτὸς ἀπαιτεῖ λεπτοτάτας μετρήσεις. Ἀπὸ ἀκριβεῖς ἐρεύνας εὑρέθη ὅτι:

Εἰς τὰς συνήθεις φωτεινὰς πηγὰς 1 lumen ***λευκοῦ φωτὸς ἰσοδυναμεῖ μὲ*** 0,01 Watt.

μηχανικὸν ἰσοδύναμον τοῦ φωτός: $M = 0{,}01 \dfrac{\text{Watt}}{\text{lumen}}$

Οὕτω μία πηγὴ λευκοῦ φωτός, ἔχουσα ὁμοιόμορφον ἔντασιν 1 κηρίου πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις, ἐκπέμπει ὁλικὴν φωτεινὴν ροὴν ἴσην μὲ 4π lumen. Ἡ φωτεινὴ αὐτὴ ροὴ ἰσοδυναμεῖ μὲ ἰσχύν: $4\pi \cdot 0{,}01 = 0{,}1256$ Watt ἢ κατὰ προσέγγισιν μὲ 0,1 Watt. Ἀπὸ τὸν ὑπολογισμὸν τοῦτον συνάγεται ὅτι:

Ἓν κηρίον λευκοῦ φωτὸς ἰσοδυναμεῖ κατὰ προσέγγισιν μὲ 0,1 Watt.

Δυνάμεθα νὰ εὕρωμεν τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τοῦ φωτὸς δι' ἑκάστην μονοχρωματικὴν ἀκτινοβολίαν. Ὁ ὀφθαλμὸς εἶναι ἰδιαιτέρως εὐαίσθητος εἰς τὴν ἀκτινοβολίαν, ἡ ὁποία ἔχει μῆκος κύματος $\lambda = 0{,}555\,\mu$. Διὰ τὴν ἀκτινοβολίαν αὐτὴν εὑρέθη ὅτι φωτεινὴ ροὴ ἴση μὲ 1 lumen ἰσοδυναμεῖ μὲ ἰσχὺν 0,00147 Watt. Ἄρα εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς μονοχρωματικῆς αὐτῆς ἀκτινοβολίας εἶναι:

μηχανικὸν ἰσοδύναμον φωτός: $M = 0{,}00147 \dfrac{\text{Watt}}{\text{lumen}}$

255. Ἀπόδοσις φωτεινῆς πηγῆς.— Διὰ νὰ ἔχωμεν φῶς, πρέπει νὰ δαπανήσωμεν μίαν ἄλλην μορφὴν ἐνεργείας. Εἰς τὸν ἠλεκτρικὸν λαμπτῆρα, διὰ τὴν παραγωγὴν φωτεινῆς ἐνεργείας, δαπανᾶται ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια. Οὕτω διὰ τὰς φωτεινὰς πηγὰς ἰσχύει ὁ ὁρισμὸς τοῦ συντελεστοῦ ἀποδόσεως μιᾶς μηχανῆς (τόμ. Α', § 233).

Καλεῖται συντελεστὴς ἀποδόσεως φωτεινῆς πηγῆς, ὁ λόγος τῆς παραγομένης φωτεινῆς ἐνεργείας πρὸς τὴν δαπανωμένην ἐνέργειαν.

συντελεστὴς ἀποδόσεως φωτεινῆς πηγῆς: $\eta = \dfrac{\text{ὁλικὴ φωτεινὴ ροὴ}}{\text{δαπανωμένη ἰσχὺς}}$

Συνήθης ἠλεκτρικὸς λαμπτήρ, ἔχων ἰσχὺν καταναλώσεως 25 Watt, παράγει ὁλικὴν φωτεινὴν ροὴν 260 lumen, ἡ ὁποία ἰσοδυναμεῖ μὲ μηχανικὴν ἰσχὺν 2,60 Watt. Ἄρα ὁ συντελεστὴς ἀποδόσεως τοῦ λαμπτῆρος τούτου εἶναι:

$\eta = \dfrac{2{,}60}{25} = 0{,}104$ ἤτοι ἡ ἀπόδοσις τοῦ λαμπτῆρος εἶναι 10 %.

Εἰς τὸν λαμπτῆρα τοῦτον μόνον τὸ 1/10 τῆς δαπανωμένης ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας μετατρέπεται εἰς φωτεινὴν ἐνέργειαν. Ὅπως φαίνεται ἀπὸ τὸν παραπλεύρως πίνακα, ἡ ἀπόδοσις τοῦ κοινοῦ ἠλεκτρικοῦ λαμπτῆρος βαίνει αὐξανομένη, ὅσον αὐξάνεται καὶ ἡ ἰσχὺς καταναλώσεως αὐτοῦ. Ὁ ἀνωτέρω ὁρισμὸς τῆς ἀποδόσεως εἶναι ἐλλιπής, διότι ὅλαι αἱ συνήθεις φωτειναὶ πηγαὶ ἐκπέμπουν πλὴν τῶν ὁρατῶν ἀκτινοβολιῶν καὶ ἀοράτους ἀκτινοβολίας, αἱ ὁποῖαι εἶναι ἄχρηστοι πρακτικῶς.

Ἰσχὺς καταναλώσεως εἰς Watt	Ὁλικὴ φωτεινὴ ροὴ		Ἀπόδοσις %
	εἰς lumen	εἰς Watt	
25	260	2,60	10
50	695	6,95	14
100	1 580	15,80	16
200	3 640	36,40	18
500	10 050	100,50	20
1 000	20 700	207,00	21

Σύγκρισις ἠλεκτρικῶν λαμπτήρων διὰ πυρακτώσεως καὶ λαμπτήρων φθορισμοῦ

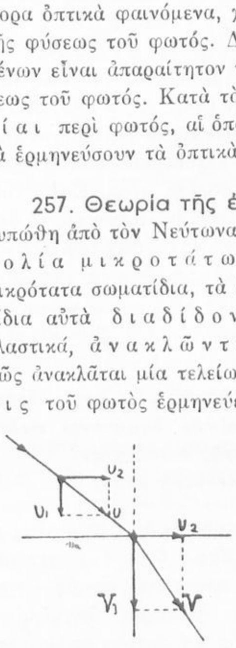
Λαμπτῆρες διὰ πυρακτώσεως			Λαμπτῆρες φθορισμοῦ		
Ἰσχὺς καταναλώσεως Watt	Ὁλικὴ φωτεινὴ ροὴ lumen	Ἀπόδοσις $\frac{\text{lumen}}{\text{Watt}}$	Ἰσχὺς καταναλώσεως Watt	Ὁλικὴ φωτεινὴ ροὴ lumen	Ἀπόδοσις $\frac{\text{lumen}}{\text{Watt}}$
10	78	7,8	5	73	18,2
25	260	10,4	6	210	35,0
40	465	11,7	8	330	41,2
60	835	13,9	14	490	35,0
100	1 630	16,3	20	960	48,0
200	3 650	18,3	30	1 500	50,0
500	9 950	19,9	40	2 320	58,0
1 000	21 500	21,5	100	4 400	44,0

ΦΥΣΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

ΣΥΜΒΟΛΗ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

256. Φύσις τοῦ φωτός.— Εἰς τὴν Γεωμετρικὴν Ὀπτικὴν ἐξετάζονται διάφορα ὀπτικὰ φαινόμενα, χωρὶς νὰ εἶναι ἀπαραίτητον νὰ γνωρίζωμεν τίποτε περὶ τῆς φύσεως τοῦ φωτός. Διὰ τὴν ἐξήγησιν ὅμως πολλῶν ἄλλων ὀπτικῶν φαινομένων εἶναι ἀπαραίτητον νὰ διατυπωθῇ προηγουμένως μία ὑπόθεσις περὶ τῆς φύσεως τοῦ φωτός. Κατὰ τὸν 17ον αἰῶνα διετυπώθησαν δύο φυσικαὶ θεωρίαι περὶ φωτός, αἱ ὁποῖαι, ἀναχωροῦσαι ἀπὸ διαφόρους βάσεις, προσεπάθησαν νὰ ἑρμηνεύσουν τὰ ὀπτικὰ φαινόμενα.

257. Θεωρία τῆς ἐκπομπῆς.—Ἡ θεωρία τῆς ἐκπομπῆς διετυπώθη ἀπὸ τὸν Νεύτωνα (1669). Κατὰ τὸν Νεύτωνα, τὸ φῶς εἶναι ἀκτινοβολία μικροτάτων σωματιδίων, δηλαδὴ τὸ φῶς ἀποτελεῖται ἀπὸ μικρότατα σωματίδια, τὰ ὁποῖα ἐκπέμπονται ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγήν. Τὰ σωματίδια αὐτὰ διαδίδονται εὐθυγράμμως καί, ἐπειδὴ εἶναι τελείως ἐλαστικά, ἀνακλῶνται, ὅταν προσπέσουν ἐπὶ λείων ἐπιφανειῶν, ὅπως ἀκριβῶς ἀνακλᾶται μία τελείως ἐλαστικὴ σφαῖρα (τόμ. Α', § 243). Ἡ διάθλασις τοῦ φωτὸς ἑρμηνεύεται ἀπὸ τὴν θεωρίαν τῆς ἐκπομπῆς ὡς ἑξῆς: Ὅταν τὸ σωματίδιον τοῦ φωτὸς πλησιάζῃ πρὸς τὸ πυκνότερον μέσον, ὑφίσταται ἐκ μέρους τοῦ μέσου τούτου ἕλξιν, σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τῆς ἕλξεως τῶν μαζῶν· ἀποτέλεσμα τῆς ἕλξεως αὐτῆς εἶναι νὰ αὐξηθῇ ἡ κατακόρυφος συνιστῶσα $υ_1$ τῆς ταχύτητος υ τοῦ σωματιδίου, ἐνῷ ἡ συνιστῶσα $υ_2$ μένει ἀμετάβλητος (σχ. 266). Τὸ σωματίδιον τοῦ φωτὸς κινεῖται λοιπὸν ἐντὸς τοῦ πυκνοτέρου μέσου μὲ τὴν ταχύτητα V, καὶ συνεπῶς ἡ γωνία διαθλάσεως εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως. Ἡ τοιαύτη ἑρμηνεία τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτὸς ὁδηγεῖ εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι μεγαλυτέρα εἰς τὰ πυκνότερα μέσα παρὰ εἰς τὰ ἀραιότερα μέσα. Τέλος κατὰ τὴν θεωρίαν τῆς ἐκπομπῆς ἡ ἀνάλυσις τοῦ λευκοῦ φωτὸς ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι τὸ λευκὸν φῶς ἀποτελεῖται ἀπὸ διάφορα σωματίδια, τὰ ὁποῖα ὑφίστανται ἐκ μέρους τοῦ δευτέρου διαφανοῦς μέσου διαφορετικὰς ἕλξεις. Ὥστε:



Σχ. 266. Ἑρμηνεία τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτός.

Ἡ θεωρία τῆς ἐκπομπῆς δέχεται ὅτι τὸ φῶς εἶναι ἀκτινοβολία σωματιδίων καὶ ἑρμηνεύει τὴν εὐθύγραμμον διάδοσιν, τὴν ἀνάκλασιν, τὴν διάθλασιν καὶ τὴν ἀνάλυσιν τοῦ λευκοῦ φωτός.

Ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι μεγαλυτέρα εἰς τὰ πυκνότερα μέσα.

258. Θεωρία τῶν κυμάνσεων.—Ἡ θεωρία τῶν κυμάνσεων διετυπώθη ἀπὸ τὸν Huygens (1677) σχεδὸν συγχρόνως μὲ τὴν θεωρίαν τῆς ἐκπομπῆς. Κατὰ τὸν Huygens, τὸ φῶς εἶναι κυμάνσεις, αἱ ὁποῖαι διαδίδονται διὰ τοῦ αἰθέρος· οὗτος εἶναι ἀβαρὲς μέσον, ἀπολύτως ἐλαστικόν, τὸ ὁποῖον γεμίζει ὅλον τὸν χῶρον τοῦ Σύμπαντος καὶ τὰ μεταξὺ τῶν μορίων τῶν σωμάτων κενὰ διαστήματα. Ἐντὸς ὁμογενοῦς καὶ ἰσοτρόπου μέσου κάθε κύμανσις διαδίδεται κατὰ σφαιρικὰ κύματα (τόμ. Α', § 379). Αἱ ἀκτῖνες τῶν ὁμοκέντρων σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν κύματος εἶναι αἱ ἀκτῖνες κυμάνσεως. Οὕτω ἡ θεωρία τῆς ἐκπομπῆς ἑρμηνεύει τὴν εὐθύγραμμον διάδοσιν τοῦ φωτὸς καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις πέριξ τῆς φωτεινῆς πηγῆς. Ἡ ἀνάκλασις καὶ ἡ διάθλασις τοῦ φωτὸς ἑρμηνεύονται ἐπίσης ἁπλούστατα ἀπὸ τοὺς νόμους τῆς ἀνακλάσεως καὶ τῆς διαθλάσεως τῶν κυμάνσεων (τόμ. Α', § 389, 390). Ἀλλὰ ἡ ἑρμηνεία τὴν ὁποίαν δίδει ἡ θεωρία τῶν κυμάνσεων εἰς τὸ φαινόμενον τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτός, ὁδηγεῖ εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι μικροτέρα εἰς τὰ πυκνότερα μέσα παρὰ εἰς τὰ ἀραιότερα μέσα. Κατὰ τὴν θεωρίαν τῶν κυμάνσεων, ἡ ἀνάλυσις τοῦ λευκοῦ φωτὸς ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως μιᾶς κυμάνσεως ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἐλαστικοῦ μέσου καὶ ὄχι ἀπὸ τὴν συχνότητα τῆς κυμάνσεως. Τέλος ἡ θεωρία τῶν κυμάνσεων ἑρμηνεύει ἁπλούστατα τὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς καὶ τῆς παραθλάσεως τοῦ φωτός, τὰ ὁποῖα δὲν δύναται νὰ ἑρμηνεύσῃ ἡ θεωρία τῆς ἐκπομπῆς. Ὥστε:

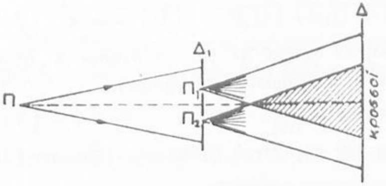
Ἡ θεωρία τῶν κυμάνσεων δέχεται ὅτι τὸ φῶς εἶναι κυμάνσεις ἑνὸς ὑποθετικοῦ ἐλαστικοῦ μέσου, τὸ ὁποῖον ἐκλήθη αἰθήρ· ἑρμηνεύει πολὺ περισσότερα ὀπτικὰ φαινόμενα ἀπὸ τὴν θεωρίαν τῆς ἐκπομπῆς.
Ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι μικροτέρα εἰς τὰ πυκνότερα μέσα.

259. Ἐπικράτησις τῆς θεωρίας τῶν κυμάνσεων.— Αἱ δύο ἀνωτέρω φυσικαὶ θεωρίαι περὶ φωτὸς συνυπῆρξαν ἐπὶ 150 ἔτη, μέχρις ὅτου ὁ Foucault κατώρθωσε (§ 145 γ) νὰ ἀποδείξῃ πειραματικῶς ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι μικροτέρα εἰς τὰ πυκνότερα μέσα, ὅπως προέβλεψεν ἡ θεωρία τῶν κυμάνσεων. Ἐξ ἄλλου αἱ ἔρευναι τοῦ Fresnel ἐπὶ τῆς συμβολῆς τοῦ φωτὸς κατέδειξαν ἀναμφισβητήτως τὴν κυματικὴν φύσιν τοῦ φωτὸς καὶ ἐπέτρεψαν νὰ μετρηθῇ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός. Ἀργότερον ὁ Maxwell ἀπέδειξεν ὅτι:

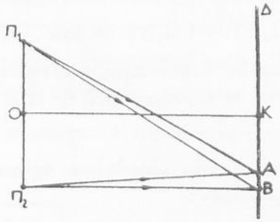
Τὸ φῶς εἶναι ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία.

Ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ θεωρία τοῦ Maxwell (τὴν ὁποίαν θὰ γνωρίσωμεν εἰς τὸ κεφάλαιον τοῦ Ἠλεκτρισμοῦ) μᾶς ἀπαλλάσσει ἀπὸ τὴν ἀνάγκην νὰ δεχθῶμεν τὴν ὕπαρξιν τοῦ παραδόξου αἰθέρος, ἀλλὰ δὲν καταργεῖ τὴν ἀντίληψιν ὅτι τὸ φῶς εἶναι κυμάνσεις. Διὰ τοῦτο κατὰ τὴν ἐξέτασιν τῶν ἑπομένων ὀπτικῶν φαινομένων θὰ λάβωμεν μόνον ὑπ' ὄψιν ὅτι τὸ φῶς εἶναι κυμάνσεις.

260. Παραγωγὴ κροσσῶν συμβολῆς.—Ὑπάρχουν διάφοροι μέθοδοι παραγωγῆς φαινομένων, τὰ ὁποῖα ὀφείλονται εἰς συμβολὴν τοῦ φωτός. Ὅλαι ὅμως αὐταὶ αἱ μέθοδοι στηρίζονται εἰς τὴν δημιουργίαν δύο γειτονικῶν μονοχρωματικῶν φωτεινῶν πηγῶν Π_1 καὶ Π_2, αἱ ὁποῖαι νὰ εἶναι σημεῖα καὶ νὰ ἐκπέμπουν ἀπολύτως συγχρόνους κυμάνσεις τῆς αὐτῆς συχνότητος (σχ. 267). Αἱ κυμάνσεις, αἱ προερχόμεναι ἀπὸ τὰς δύο πηγὰς Π_1 καὶ Π_2 φθάνουν εἰς ἓν διάφραγμα Δ, ὅπου συμβάλλουν καὶ οὕτω παράγονται κροσσοὶ συμβολῆς



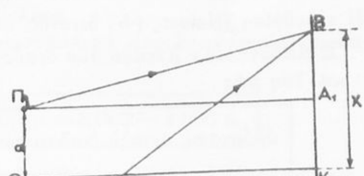
Σχ. 267. Δημιουργία δύο συγχρόνων φωτεινῶν πηγῶν διὰ τὴν παρατήρησιν τοῦ φαινομένου τῆς συμβολῆς τοῦ φωτός.



Σχ. 268. Ἑρμηνεία τοῦ σχηματισμοῦ φωτεινῶν καὶ σκοτεινῶν κροσσῶν συμβολῆς.

(τόμ. Α΄, § 327). Εἰς ὅσα σημεῖα, ὅπως π.χ. τὸ Α (σχ. 268), ἡ διαφορὰ δρόμου τῶν δύο κυμάνσεων εἶναι $\Pi_1A - \Pi_2A = 2\nu \cdot \lambda/2$, ἡ συνισταμένη κύμανσις ἔχει μέγιστον πλάτος· εἰς τὰ σημεῖα αὐτὰ τοῦ διαφράγματος παράγονται φωτεινοὶ κροσσοί. Ἀντιθέτως εἰς ὅσα σημεῖα, ὅπως π.χ. τὸ Β, ἡ διαφορὰ δρόμου τῶν δύο κυμάνσεων εἶναι $\Pi_1B - \Pi_2B = (2\nu + 1) \cdot \lambda/2$, ἡ συνισταμένη κύμανσις καταργεῖται· εἰς τὰ σημεῖα αὐτὰ τοῦ διαφράγματος παράγονται σκοτεινοὶ κροσσοί.

261. Ὑπολογισμὸς τῆς θέσεως τῶν κροσσῶν.—Ἂς ὀνομάσωμεν 2α (σχ. 269) τὴν ἀπόστασιν τῶν δύο φωτεινῶν πηγῶν ($\Pi_1\Pi_2 = 2\alpha$) καὶ d τὴν ἀπόστασιν τοῦ διαφράγματος Δ ἀπὸ ἑκάστην φωτεινὴν πηγὴν ($\Pi_1A_1 = \Pi_2A_2 = OK = d$). Εἰς τὸ σημεῖον Κ σχηματίζεται ὁ κεντρικὸς φωτεινὸς κροσσός, διότι ὁ δρόμοι Π_1K καὶ Π_2K εἶναι ἴσοι καὶ ἑπομένως αἱ δύο κυμάνσεις φθάνουν εἰς τὸ σημεῖον Κ μὲ διαφορὰν φάσεως ἴσην μὲ μηδέν. Ἔστω λ τὸ μῆκος κύματος τοῦ μονοχρωματικοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπουν αἱ δύο φωτειναὶ πηγαί. Εἰς ἓν σημεῖον Β, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν x ἀπὸ τὸ σημεῖον Κ, θὰ σχηματισθῇ φωτεινὸς κροσσός, ἐὰν ἡ διαφορὰ δρόμου δ τῶν δύο κυμάνσεων εἶναι ἴση μὲ ἀκέραιον ἀριθμὸν k μηκῶν κύματος, δηλαδὴ ἐὰν εἶναι:



Σχ. 269. Φωτεινοὶ καὶ σκοτεινοὶ κροσσοὶ παραγόμενοι ἀπὸ δύο σχισμὰς τοῦ Young.

$$\delta = \Pi_2B - \Pi_1B = 2k \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{ἢ} \quad \delta = k \cdot \lambda \qquad (1)$$

Ἃς ὑπολογίσωμεν τὴν διαφορὰν δρόμου τῶν δύο κυμάνσεων. Ἀπὸ τὰ ὀρθογώνια τρίγωνα $\Pi_2 A_2 B$ καὶ $\Pi_1 A_1 B$ εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι:

$$(\Pi_2 B)^2 = (\Pi_2 A_2)^2 + (A_2 B)^2 \quad \text{ἢ} \quad (\Pi_2 B)^2 = d^2 + (x + \alpha)^2$$
$$(\Pi_1 B)^2 = (\Pi_1 A_1)^2 + (A_1 B)^2 \quad \text{ἢ} \quad (\Pi_1 B)^2 = d_2 + (x - \alpha)^2$$

Ἀφαιροῦντες κατὰ μέλη τὰς ἀνωτέρω ἐξισώσεις ἔχομεν:

$$(\Pi_2 B)^2 - (\Pi_1 B)^2 = 4\alpha x \quad \text{ἢ} \quad (\Pi_2 B + \Pi_1 B)\cdot(\Pi_2 B - \Pi_1 B) = 4\alpha x \qquad (2)$$

Ἐπειδὴ ἡ ἀπόστασις d εἶναι πολὺ μεγάλη ἐν σχέσει μὲ τὴν ἀπόστασιν α, δυνάμεθα νὰ λάβωμεν $\Pi_2 B + \Pi_1 B = 2d$, ὁπότε ἡ ἐξίσωσις (2) γράφεται:

$$2d \cdot \delta = 4\alpha \cdot x \qquad (3)$$

Ἐὰν εἰς τὴν εὑρεθεῖσαν σχέσιν θέσωμεν τὴν τιμὴν τοῦ δ ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (1), εὑρίσκομεν:

$$2d \cdot k \cdot \lambda = 4\alpha \cdot x \quad \text{ἢ} \quad \boxed{d \cdot k \cdot \lambda = 2\alpha \cdot x} \qquad (4)$$

Διὰ τὸν κεντρικὸν κροσσὸν εἶναι $k = 0$ καὶ $x = 0$. Ἡ ἐξίσωσις (4) φανερώνει ὅτι εἰς τὸ σημεῖον B σχηματίζεται ὁ ὑπ' ἀριθμὸν k φωτεινὸς κροσσός. Ἡ ἀπόστασις λοιπὸν x τῶν φωτεινῶν κροσσῶν ἀπὸ τὸν κεντρικὸν τοιοῦτον δίδεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (4), ἐὰν δώσωμεν εἰς τὸ k ὅλας τὰς ἀκεραίας τιμάς. Ἄρα:

Ἡ ἀπόστασις* x *τῶν φωτεινῶν κροσσῶν ἀπὸ τὸν κεντρικὸν φωτεινὸν κροσσὸν δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\boxed{\text{θέσις φωτεινῶν κροσσῶν: } x = k \cdot \frac{d \cdot \lambda}{2\alpha}} \qquad (5)$$

Ἡ εὑρεθεῖσα ἐξίσωσις (5) δεικνύει ἐπὶ πλέον ὅτι:

Ἡ ἀπόστασις ε μεταξὺ δύο διαδοχικῶν φωτεινῶν κροσσῶν εἶναι σταθερὰ καὶ ἴση μέ:

$$\boxed{\text{ἀπόστασις μεταξὺ διαδοχικῶν φωτεινῶν κροσσῶν: } \varepsilon = \frac{d \cdot \lambda}{2\alpha}} \qquad (6)$$

Διὰ νὰ σχηματισθῇ εἰς τὸ σημεῖον B **σκοτεινὸς κροσσός**, πρέπει ἡ διαφορὰ δρόμου δ τῶν δύο κυμάνσεων νὰ εἶναι ἴση μὲ περιττὸν ἀριθμὸν ἡμικυμάτων, ἤτοι πρέπει νὰ εἶναι:

$$\delta \doteq (2k+1)\cdot\frac{\lambda}{2} \quad \text{ἢ} \quad 2d\cdot(2k+1)\cdot\frac{\lambda}{2} = 4\alpha \cdot x$$
$$\text{καὶ} \quad d\cdot(2k+1)\cdot\lambda = 4\alpha \cdot x$$

Ἡ ἀπόστασις* x *τῶν σκοτεινῶν κροσσῶν ἀπὸ τὸν κεντρικὸν φωτεινὸν κροσσὸν δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\boxed{\text{θέσις σκοτεινῶν κροσσῶν: } x = (2k+1)\cdot\frac{d \cdot \lambda}{4\alpha}} \qquad (7)$$

Ἡ εὑρεθεῖσα ἐξίσωσις (7) δεικνύει ἐπίσης ὅτι:

Ἡ ἀπόστασις ε μεταξὺ δύο διαδοχικῶν σκοτεινῶν κροσσῶν εἶναι σταθερὰ καὶ ἴση μέ:

ἀπόστασις μεταξὺ διαδοχικῶν σκοτεινῶν κροσσῶν: $\varepsilon = \dfrac{d \cdot \lambda}{2\alpha}$

(8)

262. Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος φωτεινῆς ἀκτινοβολίας.— Ἐπειδὴ ἡ ἀπόστασις μεταξὺ δύο διαδοχικῶν φωτεινῶν ἢ σκοτεινῶν κροσσῶν εἶναι σ τ α θ ε ρ ὰ καὶ ἴση μὲ $\varepsilon = \dfrac{d \cdot \lambda}{2\alpha}$, δυνάμεθα νὰ εὕρωμεν τὸ μῆκος κύματος λ τῆς φωτεινῆς ἀκτινοβολίας ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:

μῆκος κύματος: $\lambda = \dfrac{2\alpha \cdot \varepsilon}{d}$

ἐὰν μετρήσωμεν τὰς ἀποστάσεις d, 2α καὶ τὴν ἀπόστασιν ε δύο διαδοχικῶν φωτεινῶν ἢ σκοτεινῶν κροσσῶν. Ἡ ἀπόστασις αὐτὴ ε μετρεῖται, ἂν παρατηροῦμεν τοὺς κροσσοὺς μὲ ἁπλοῦν μικροσκόπιον. Συνήθως μετρεῖται ἡ ἀπόστασις μεταξὺ ὡρισμένου ἀριθμοῦ κροσσῶν.

263. Ἐξαγόμενα τῶν μετρήσεων τοῦ μήκους κύματος.—Ἀπὸ τὰς μετρήσεις τοῦ μήκους κύματος τῶν ὁρατῶν ἀκτινοβολιῶν συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα:

I. Τὸ μῆκος κύματος τῆς ἐρυθρᾶς ἀκτινοβολίας εἶναι μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τῆς ἰώδους ἀκτινοβολίας.
II. Τὰ μήκη κύματος τῶν ὁρατῶν ἀκτινοβολιῶν περιλαμβάνονται μεταξὺ 0,8 μ καὶ 0,4 μ.

ὁραταὶ ἀκτινοβολίαι: $0{,}8 - 0{,}4\ \mu = 8\,000 - 4\,000\ \text{Å}$

Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ ταχύτης διαδόσεως c μιᾶς κυμάνσεως, ἡ συχνότης αὐτῆς ν καὶ τὸ μῆκος κύματος λ συνδέονται μὲ τὴν σχέσιν: $c = \nu \cdot \lambda$ (τόμ. Α΄, § 377). Ἐπειδὴ ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἶναι $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec, δυνάμεθα νὰ εὕρωμεν τὴν συχνότητα ν μιᾶς φωτεινῆς ἀκτινοβολίας, ὅταν γνωρίζωμεν τὸ μῆκος κύματος λ. Οὕτω εὑρίσκομεν:

διὰ τὴν ἐ ρ υ θ ρ ὰ ν ἀ κ τ ι ν ο β ο λ ί α ν: $\lambda = 0{,}8\,\mu = 0{,}8 \cdot 10^{-4}$ cm

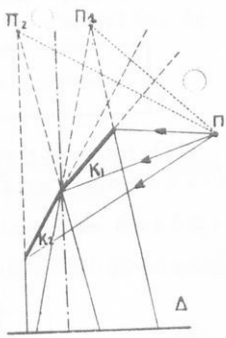
ἄρα $\nu = \dfrac{c}{\lambda} = \dfrac{3 \cdot 10^{10}}{0{,}8 \cdot 10^{-4}} = 375 \cdot 10^{12}$ Hz

διὰ τὴν ἰ ώ δ η ἀ κ τ ι ν ο β ο λ ί α ν : $\lambda = 0{,}4\,\mu = 0{,}4 \cdot 10^{-4}$ cm

ἄρα $\nu = \dfrac{c}{\lambda} = \dfrac{3 \cdot 10^{10}}{0{,}4 \cdot 10^{-4}} = 750 \cdot 10^{12}$ Hz

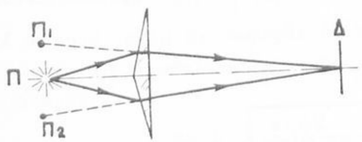
Ἄρα ἡ περιοχὴ τῶν ὁρατῶν ἀκτινοβολιῶν ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ διάστημα μιᾶς ὀγδόης.

264. Πειραματικαὶ διατάξεις διὰ τὴν παραγωγὴν κροσσῶν συμβολῆς.— Εἶναι γνωστὸν (§ 260) ὅτι διὰ τὴν παραγωγὴν κροσσῶν συμβολῆς πρέπει νὰ ὑπάρχουν δύο ἀπολύτως σύγχρονοι φωτειναὶ πηγαί. Μὲ διαφόρους διατάξεις ἐπιτυγχάνομεν, ὥστε αἱ δύο αὐταὶ φωτειναὶ πηγαὶ νὰ εἶναι δύο εἴδωλα μιᾶς καὶ τῆς αὐτῆς φωτεινῆς πηγῆς. Κατωτέρω ἀναφέρομεν στοιχειωδῶς τὰς ἁπλουστέρας τοιαύτας πειραματικὰς διατάξεις.



Σχ. 271. Κάτοπτρα Fresnel.

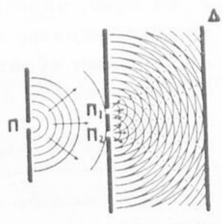
α) ***Δίπρισμα.***— Δύο ὅμοια λεπτὰ πρίσματα ἔχουν συγκολληθῆ κατὰ τὰς βάσεις των (σχ. 270). Ὡς φωτεινὴ πηγὴ χρησιμοποιεῖται πολὺ λεπτὴ φωτεινὴ σχισμὴ Π, ἡ ὁποία εἶναι παράλληλος πρὸς τὰς ἀκμὰς τῶν δύο πρισμάτων. Τὰ δύο πρίσματα δίδουν δύο φανταστικὰ εἴδωλα $Π_1$ καὶ $Π_2$ τῆς σχισμῆς, τὰ ὁποῖα ἐπέχουν θέσιν δύο συγχρόνων φωτεινῶν πηγῶν.



Σχ. 270. Δίπρισμα τοῦ Fresnel.

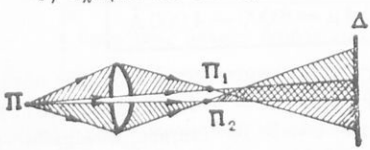
β) ***Κάτοπτρα τοῦ* Fresnel.**— Δύο ἐπίπεδα κάτοπτρα K_1 καὶ K_2 (σχ. 271) σχηματίζουν μεταξύ των γωνίαν ἴσην περίπου μὲ 180°. Μία λεπτὴ φωτεινὴ σχισμὴ Π εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν τομὴν τῶν δύο κατόπτρων. Ταῦτα δίδουν δύο φανταστικὰ εἴδωλα $Π_1$ καὶ $Π_2$ τῆς σχισμῆς, τὰ ὁποῖα παίζουν τὸν ρόλον δύο συγχρόνων φωτεινῶν πηγῶν.

γ) ***Ἡμιφακοὶ τοῦ* Billet.**— Εἷς συγκλίνων φακὸς ἔχει διαιρεθῆ εἰς δύο μέρη, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀπομακρυνθῆ ὀλίγον τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο (σχ. 272). Μία λεπτὴ φωτεινὴ σχισμὴ Π εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν διάμετρον, κατὰ τὴν ὁποίαν ἐκόπη ὁ φακός. Οὕτω σχηματίζονται δύο πραγματικὰ εἴδωλα $Π_1$ καὶ $Π_2$ τῆς σχισμῆς, τὰ ὁποῖα εἶναι δύο σύγχρονοι φωτειναὶ πηγαί.



Σχ. 273. Ἑρμηνεία τῆς συμβολῆς τοῦ φωτὸς εἰς τὴν περίπτωσιν τῶν σχισμῶν τοῦ Young.

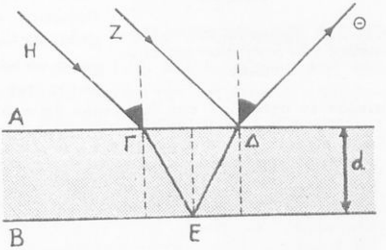
δ) ***Σχισμαὶ τοῦ* Young.**— Μία λεπτὴ φωτεινὴ σχισμὴ Π φωτίζει ἰσχυρῶς τὰς δύο παραλλήλους λεπτὰς σχισμὰς $Π_1$ καὶ $Π_2$ τοῦ διαφράγματος $Δ_1$ (σχ. 273). Αἱ σχισμαὶ $Π_1$ καὶ $Π_2$ εἶναι παράλληλοι πρὸς τὴν σχισμὴν Π· ἡ ἀπόστασις μεταξὺ τῶν σχισμῶν $Π_1$ καὶ $Π_2$ εἶναι πολὺ μικρὰ (τῆς τάξεως τοῦ χιλιοστομέτρου). Αἱ δύο σχισμαὶ $Π_1$ καὶ $Π_2$ εἶναι τότε δύο σύγχρονοι φωτειναὶ πηγαί. Ἡ διάταξις τοῦ Young εἶναι ἡ ἁπλουστέρα διάταξις διὰ τὴν παραγωγὴν κροσσῶν συμβολῆς.



Σχ. 272. Ἡμιφακοὶ τοῦ Billet.

265. Συμβολὴ διὰ λεπτῶν πλακῶν.—Ὅταν τὸ λ ε υ κ ὸ ν φ ῶ ς ἀνακλᾶται ἢ διέρχεται διὰ πολὺ λεπτῶν διαφανῶν πλακῶν, παρατηροῦνται ὡραῖοι καὶ διάφοροι χρωματισμοί. Ὡς λεπτὴν πλάκα χαρακτηρίζομεν ἓν στρῶμα διαφανοῦς σώματος, τοῦ ὁποίου τὸ πάχος εἶναι ἐλάχιστον (μερικὰ μόνον μικρά)· τοιαῦτα λεπτὰ στρώματα ἔχομεν εἰς τὰς φυσαλίδας τοῦ σάπωνος, εἰς λεπτὸν στρῶμα ἐλαίου ἐπὶ ὕδατος, εἰς λεπτὰ πλακίδια ὑάλου ἢ μαρμαρυγίου, εἰς τὰς πτέρυγας μερικῶν ἐντόμων κ.ἄ. Ὁ παρατηρούμενος χρωματισμὸς τῶν λεπτῶν πλακιδίων εἶναι ἀποτέλεσμα συμβολῆς τοῦ φωτός.

Ἂς θεωρήσωμεν λεπτὸν πλακίδιον ἔχον πάχος d (σχ. 274). Ἑκατέρωθεν τοῦ πλακιδίου ὑπάρχει ἀήρ. Ἐπὶ τοῦ πλακιδίου προσπίπτει δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων μονοχρωματικοῦ φωτός. Ἡ ἀκτὶς Z, προσπίπτουσα ἐπὶ τῆς ἀνωτέρας ἐπιφανείας A τοῦ πλακιδίου, ἐν μέρει διαθλᾶται καὶ ἐν μέρει ἀνακλᾶται κατὰ τὴν ΔΘ. Τὸ διαθλώμενον μέρος τῆς ἀκτῖνος H, ἀφοῦ ὑποστῇ ἀνάκλασιν ἐπὶ τῆς κατωτέρας ἐπιφανείας B τοῦ πλακιδίου, καὶ διάθλασιν εἰς τὴν ἀνωτέραν ἐπιφάνειαν A τοῦ πλακιδίου, ἐξέρχεται εἰς τὸν ἀέρα καὶ συμβάλλει μὲ τὴν ἀνακλωμένην τῆς ἀκτῖνος Z. Οὕτω, παρατηροῦντες κατὰ τὴν διεύθυνσιν ΘΔ, θὰ ἴδωμεν τὸ σημεῖον Δ φωτεινὸν ἢ σκοτεινόν, καθ' ὅσον ἡ διαφορὰ δρόμου δ τῶν δύο συμβαλλουσῶν ἀκτίνων εἶναι ἴση μὲ ἄρτιον ἢ περιττὸν ἀριθμὸν ἡμικυμάτων. Ἐὰν τὸ φῶς προσπίπτῃ καθέτως ἐπὶ τοῦ πλακιδίου, τότε ἡ πραγματικὴ διαφορὰ δρόμου εἶναι ἴση μὲ τὸ διπλάσιον τοῦ πάχους τοῦ πλακιδίου $\delta = 2d$. Πρέπει ὅμως νὰ ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ ἀνάκλασις τῆς ἀκτῖνος Z ἐπὶ τῆς ἀνωτέρας ἐπιφανείας A τοῦ πλακιδίου γίνεται τότε ἐπὶ ὀπτικῶς πυκνοτέρου μέσου καὶ ἑπομένως προκαλεῖται ἀντιστροφὴ τῆς φάσεως τῆς προσπιπτούσης κυμάνσεως (τόμ. Α΄, § 386 α)· ἡ ἀντιστροφὴ αὐτὴ τῆς φάσεως ἰσοδυναμεῖ μὲ πρόσθετον δρόμον λ/2. Ὥστε εἰς τὴν περίπτωσιν καθέτου προσπτώσεως τοῦ μονοχρωματικοῦ φωτὸς ἔχομεν:



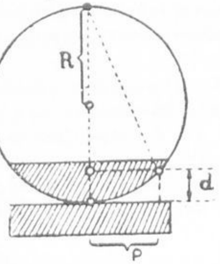
Σχ. 274. Συμβολὴ τοῦ φωτὸς ἀπὸ μία λεπτὴν πλάκα.

φῶς : ἐὰν $\delta = 2d + \frac{\lambda}{2} = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$ ἄρα $2d = (2k - 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$ (1)

σκότος: ἐὰν $\delta = 2d + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}$ ἄρα $2d = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$ (2)

Ὅταν ἐπὶ τῆς λεπτῆς πλακὸς προσπέσῃ λευκὸν φῶς, τότε δι' ὡρισμένα μήκη κύματος συμβαίνει κατάργησις τῆς κυμάνσεως, δηλαδὴ ὡρισμένα χρώματα ἐξαφανίζονται· ἀντιθέτως δι' ἄλλα μήκη κύματος συμβαίνει πρόσθεσις τῶν κυμάνσεων, δηλαδὴ ὡρισμένα χρώματα ἐνισχύονται. Οὕτω ἡ λεπτὴ πλὰξ ἀποκτᾷ ἓν νέον χρῶμα μίξεως, τὸ ὁποῖον ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ πάχος τῆς λεπτῆς πλακὸς καὶ τὴν διεύθυνσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν παρατηροῦμεν τὴν πλάκα.

266. Δακτύλιοι τοῦ Νεύτωνος.— Μὲ τὸ ὄνομα δακτύλιοι τοῦ Νεύτωνος εἶναι γνωστὴ ἡ ἀκόλουθος διάταξις: Εἰς ἐπιπεδόκυρτος φακός, ἔχων μεγάλην ἀκτῖνα καμπυλότητος, στηρίζεται ἐπὶ ἐπιπέδου ὑαλίνης πλακὸς (σχ. 275). Ἐπὶ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ καθέτως μία δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων μονοχρωματικοῦ φωτός. Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὸ σημεῖον ἐπαφῆς τοῦ φακοῦ μὲ τὴν πλάκα σχηματίζεται σύστημα ἐναλλασσόμενων φωτεινῶν καὶ σκοτεινῶν δακτυλίων· τὸ κέντρον τούτων εὑρίσκεται εἰς τὸ σημεῖον ἐπαφῆς (σχ. 276). Τὸ φαινόμενον τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸ λεπτὸν στρῶμα ἀέρος, τὸ ὁποῖον παρεμβάλλεται μεταξὺ τοῦ φακοῦ καὶ τῆς πλακός. Ἔστω R ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τοῦ φακοῦ καὶ ρ ἡ ἀκτὶς τοῦ k τάξεως σκοτεινοῦ δακτυλίου· εἰς τὴν θέσιν αὐτὴν τὸ στρῶμα τοῦ ἀέρος ἔχει πάχος d. 'Εὰν λ εἶναι τὸ μῆκος κύματος τῆς χρησιμοποιουμένης ἀκτινοβολίας, τότε ἰσχύει (§ 265 ἐξ. 2) ἡ σχέσις:

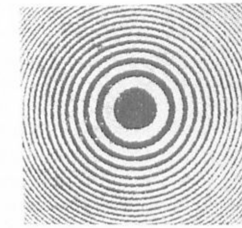


Σχ. 275. 'Ερμηνεία τοῦ σχηματισμοῦ τῶν δακτυλίων τοῦ Νεύτωνος.

$$2d = 2k \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{ἢ}$$

$$d = k \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

'Από τὸ σχηματιζόμενον ὀρθογώνιον τρίγωνον ἔχομεν: $\rho^2 = (2R - d) \cdot d$. 'Επειδὴ ὅμως τὸ πάχος d τοῦ στρώματος τοῦ ἀέρος εἶναι πολὺ μικρὸν ἐν σχέσει μὲ τὴν διάμετρον 2R τοῦ φακοῦ, δυνάμεθα νὰ λάβωμεν: $\rho^2 = 2R \cdot d$.



Σχ. 276. Δακτύλιοι τοῦ Νεύτωνος.

"Αρα εἶναι: πάχος στρώματος ἀέρος: $d = \dfrac{\rho^2}{2R}$ (2)

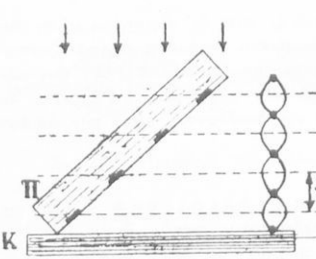
'Από τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) δυνάμεθα νὰ εὕρωμεν τὸ μῆκος κύματος λ. "Ωστε:

Οἱ δακτύλιοι τοῦ Νεύτωνος εἶναι μία ἁπλῆ διάταξις διὰ τὴν μέτρησιν τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτός.

μῆκος κύματος τοῦ φωτός: $\lambda = \dfrac{\rho^2}{k \cdot R}$

'Η ἀνωτέρω ἐξίσωσις δεικνύει ὅτι ἡ ἀκτὶς ρ τοῦ δακτυλίου εἶναι μεγαλυτέρα διὰ τὸ ἐρυθρὸν φῶς καὶ μικροτέρα διὰ τὸ ἰῶδες· τοῦτο ἐπιβεβαιώνεται εὔκολα καὶ πειραματικῶς. 'Εὰν ἐπὶ τοῦ φακοῦ προσπέσῃ λευκὸν φῶς, τότε τὸ μὲν σημεῖον ἐπαφῆς εἶναι πάλιν μία σκοτεινὴ κηλίς, πέριξ ὅμως αὐτῆς σχηματίζεται σύστημα ἐγχρώμων δακτυλίων. Τοῦτο συμβαίνει, διότι εἰς ἑκάστην τιμὴν τοῦ d ἀντιστοιχεῖ ἐξαφάνισις ὡρισμένων ἀκτινοβολιῶν καὶ ἐνίσχυσις ἄλλων.

267. Στάσιμα φωτεινὰ κύματα.—"Ας θεωρήσωμεν ἐπίπεδον κάτοπτρον, ἐπὶ τοῦ ὁποίου προσπίπτει καθέτως μονοχρωματικὸν φῶς, ἔχον μῆκος κύματος λ. Τότε ἀπὸ τὴν συμβολὴν τῆς προσπιπτούσης καὶ τῆς ἀνακλωμένης κυμάνσεως πρέπει νὰ παραχθοῦν στάσιμα φωτεινὰ κύματα (τόμ. Α', § 386). 'Επειδὴ δὲ ἡ ἀνάκλασις γίνεται εἰς ὀπτικῶς πυκνότερον μέσον, πρέπει ἐπὶ τοῦ κατόπτρου νὰ σχηματίζεται δεσμὸς (τόμ. Α', § 386 α). "Ωστε ἡ ἐπιφάνεια τοῦ κατόπτρου εἶναι μία ἐπιφάνεια δεσμῶν. Αἱ ἄλλαι ἐπιφάνειαι δεσμῶν εἶναι ἐπίπεδα παράλληλα πρὸς τὸ κάτοπτρον, ἀπὸ τὸ ὁποῖον ἀπέχουν ἀντιστοίχως λ/2, 2λ/2, 3λ/2... 'Ομοίως αἱ ἐπιφάνειαι κοιλιῶν εἶναι ἐπίπεδα παράλληλα πρὸς τὸ κάτοπτρον, ἀπὸ τὸ ὁποῖον ἀπέχουν ἀντιστοίχως λ/4, 3λ/4, 5λ/4... Πειραματικῶς δύναται νὰ ἀποδειχθῇ ἡ

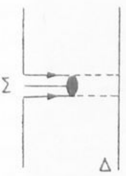


Σχ. 277. Σχηματισμὸς στασίμων φωτεινῶν κυμάτων.

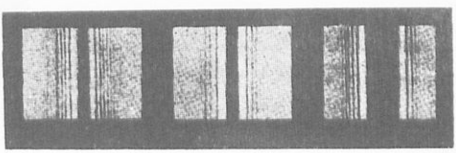
παραγωγὴ τῶν στασίμων φωτεινῶν κυμάτων ὡς ἑξῆς: "Εμπροσθεν τοῦ ἐπιπέδου κατόπτρου (σχ. 277) τοποθετεῖται μία ὑαλίνη πλὰξ Π, τῆς ὁποίας ἡ μία ἐπιφάνεια ἔχει καλυφθῆ μὲ πολὺ λεπτὸν στρῶμα φωτοπαθοῦς ἑνώσεως (π.χ. χλωριούχου ἀργύρου)· τὸ πάχος τοῦ στρώματος τῆς φωτοπαθοῦς ἑνώσεως εἶναι μικρὸν κλάσμα τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτός. Ἡ μία πλευρὰ τῆς ὑαλίνης πλακὸς στηρίζεται ἐπὶ τοῦ κατόπτρου οὕτως, ὥστε ἡ πλὰξ νὰ σχηματίζῃ μὲ τὸ κάτοπτρον μίαν πολὺ μικρὰν γωνίαν καὶ ἡ ἐπιφάνεια τῆς πλακός, ἡ φέρουσα τὴν φωτοπαθῆ ἕνωσιν, νὰ εἶναι ἀπέναντι τοῦ κατόπτρου. Τότε τὸ φωτοπαθὲς στρῶμα προσβάλλεται μόνον εἰς τὰς θέσεις τῶν κοιλιῶν, ἐνῶ εἰς τὰς θέσεις τῶν δεσμῶν δὲν ὑφίσταται καμμίαν προσβολήν. Αἱ θέσεις τῶν κοιλιῶν ἀναγνωρίζονται λοιπὸν ἐπὶ τῆς πλακὸς ἀπὸ τοὺς μικροὺς μαύρους σωροὺς τοῦ ἀργύρου. Εὑρίσκομεν δὲ ὅτι αἱ θέσεις αὐταὶ τῶν κοιλιῶν εὑρίσκονται ἐπὶ ἐπιπέδων, τὰ ὁποῖα εἶναι παράλληλα πρὸς τὸ κάτοπτρον καὶ ἀπέχουν ἀπὸ αὐτὸ $\lambda/4$, $3\lambda/4$, $5\lambda/4$...

ΠΑΡΑΘΛΑΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

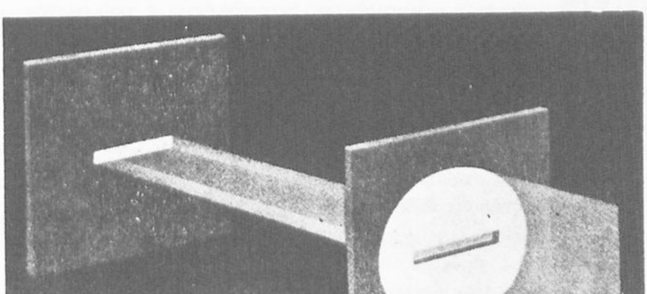
268. Φαινόμενα παραθλάσεως τοῦ φωτός.— Μία λεπτὴ σχισμὴ Σ φωτίζεται ἰσχυρῶς μὲ μονοχρωματικὸν φῶς (σχ. 278). Ἐντὸς τῆς δέσμης τῶν ἀκτίνων καὶ παραλλήλως πρὸς τὴν σχισμὴν Σ τοποθετοῦμεν πολὺ λεπτὸν σύρμα. Ἐπὶ τοῦ πετάσματος Δ δὲν σχηματίζεται σαφῶς ἡ σκιὰ τοῦ ἀδιαφανοῦς σώματος, ὅπως προβλέπει ὁ νόμος τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτὸς (§ 143), ἀλλὰ σύστημα φωτεινῶν καὶ σκοτεινῶν κροσσῶν (σχ. 278 α). Εἰς τὸ μέσον μάλιστα τῆς γεωμετρικῆς σκιᾶς εἶναι δυνατὸν νὰ ὑπάρχῃ φωτεινὸς κροσσός.



Σχ. 278. Φαινόμενα παραθλάσεως διὰ μικροῦ διαφράγματος.

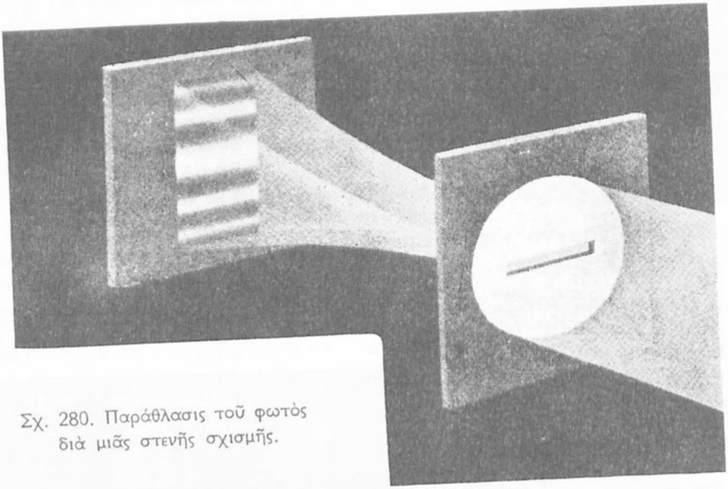


Σχ. 278 α. Φαινόμενα παραθλάσεως διὰ μικρῶν διαφραγμάτων.



Σχ. 279. Εἴδωλον μιᾶς εὐρείας φωτεινῆς σχισμῆς.

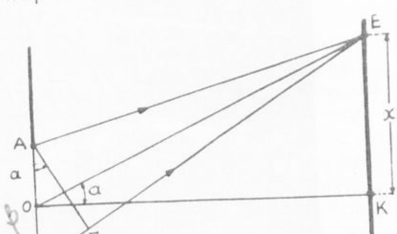
Ἡ φωτιζομένη σχισμή, ὅταν εἶναι εὐρεῖα, σχηματίζει ἐπὶ τοῦ πετάσματος τὸ φωτεινὸν εἴδωλον τῆς σχισμῆς (σχ. 279). Ὅταν ὅμως ἡ σχισμὴ εἶναι πολὺ στενή, τότε ἐπὶ τοῦ πετάσματος σχηματίζεται μία στενὴ φωτεινὴ ράβδωσις καὶ



Σχ. 280. Παράθλασις τοῦ φωτὸς διὰ μιᾶς στενῆς σχισμῆς.

ἑκατέρωθεν αὐτῆς σκοτειναὶ καὶ φωτειναὶ ραβδώσεις (σχ. 280). Τὰ ἀνωτέρω φαινόμενα δεικνύουν ὅτι τὸ φῶς, ὅταν διέρχεται διὰ πολὺ **μικρῶν** ὀπῶν, ὑφίσταται παράθλασιν (τόμ. Α', § 391).

269. Ἐξήγησις τῶν φαινομένων παραθλάσεως τοῦ φωτός. — Ἡ ἐμφάνισις φαινομένων παραθλάσεως τοῦ φωτὸς εἶναι συνέπεια τῆς ἀρχῆς τοῦ Huygens (τόμ. Α', § 388), συμφώνως πρὸς τὴν ὁποίαν κάθε σημεῖον τῆς σχισμῆς γίνεται κέντρον κυμάνσεων καὶ ἐκπέμπει νέα στοιχειώδη κύματα. Χάριν ἁπλότητος θὰ θεωρήσωμεν ὅτι ἐπὶ τῆς πολὺ στενῆς σχισμῆς ΑΒ καὶ καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον αὐτῆς προσπίπτει δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων μονοχρωματικοῦ φωτός. Τὸ πέτασμα ἐπὶ τοῦ ὁποίου σχηματίζονται αἱ φωτειναὶ καὶ σκοτειναὶ ραβδώσεις εὑρίσκεται εἰς πολὺ μεγάλην ἀπόστασιν ἀπὸ τὴν σχισμήν, ὥστε αἱ συμβάλλουσαι ἐπὶ τοῦ πετάσματος ἀκτῖνες νὰ θεωροῦνται κατὰ μεγάλην προσέγγισιν παράλληλοι. Ἔστω β

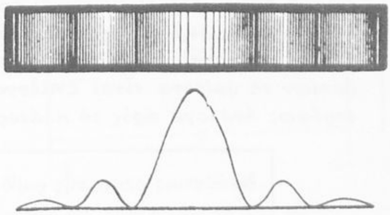


Σχ. 281. Ἑρμηνεία τῆς παραθλάσεως διὰ μιᾶς στενῆς σχισμῆς.

τὸ ἄνοιγμα τῆς σχισμῆς ΑΒ (σχ. 281). Αἱ ἀκτῖνες αἱ προερχόμεναι ἀπὸ τὰ περιφερειακὰ σημεῖα Α καὶ Β τῆς σχισμῆς φθάνουν εἰς τὸ σημεῖον Κ τοῦ πετάσματος Δ χωρὶς διαφορὰν δρόμου καὶ συμβάλλουσαι δίδουν μίαν φωτεινὴν ράβδωσιν εἰς τὸ σημεῖον Κ. Εἰς μίαν τιμὴν α τῆς γωνίας παραθλάσεως ἀντιστοιχεῖ διαφορὰ δρόμου δ = ΒΓ τῶν περιφερειακῶν ἀκτίνων ἴση μὲ ἓν μῆκος κύματος, ἤτοι εἶναι :

$$\delta = \mathrm{B\Gamma} = 2\cdot\frac{\lambda}{2} \qquad \text{ἢ} \qquad \beta\cdot\eta\mu\,\alpha = 2\cdot\frac{\lambda}{2}$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν δυνάμεθα νὰ χωρίσωμεν τὴν ὅλην δέσμην τῶν ἀκτίνων εἰς δύο ἡμίση ΑΕΟ καὶ ΒΕΟ. Εἰς ἑκάστην ἀκτῖνα τοῦ πρώτου ἡμίσεος ἀντιστοιχεῖ μία ἀκτὶς τοῦ δευτέρου ἡμίσεος, ἡ ὁποία παρουσιάζει ὡς πρὸς τὴν πρώτην διαφορὰν δρόμου λ/2. Οὕτω ὅλαι αἱ ἀκτῖνες τῆς δέσμης, συμβάλλουσαι ἐπὶ τοῦ πετάσματος Δ, καταργοῦνται. Αἱ θέσεις αὐταὶ τοῦ πετάσματος εἶναι τελείως σκοτειναὶ (πρώτη σκοτεινὴ ράβδωσις). Ὅλαι αἱ ἄλλαι ἀκτῖνες, αἱ ἀντιστοιχοῦσαι εἰς γωνίας παραθλάσεως ἀπὸ 0° ἕως α, προκαλοῦν ἐπὶ τοῦ πετάσματος Δ φωτισμόν, ὁ ὁποῖος βαίνει ἐλαττούμενος ἀπὸ ἓν μέγιστον ἕως τὸ πλῆρες σκότος, ὅπως φαίνεται εἰς τὴν καμπύλην φωτισμοῦ (σχ. 282β). Ὅταν ἡ διαφορὰ δρόμου τῶν περιφερειακῶν ἀκτίνων εἶναι ἴση μὲ 3·λ/2, τότε ἔχομεν :



Σχ, 282. Ἑρμηνεία τοῦ σχηματισμοῦ τῶν κροσσῶν συμβολῆς.

$$\delta = \mathrm{B\Gamma} = 3\cdot\lambda/2 \qquad \text{ἢ} \qquad \beta\cdot\eta\mu\,\alpha_1 = 3\cdot\lambda/2$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ ὅλη δέσμη ἀναλύεται εἰς τρία ἴσα μέρη· τὸ πρῶτον καὶ δεύτερον μέρος καταργοῦνται τελείως, ἀπομένει δὲ τὸ τρίτον μέρος τῆς ἀρχικῆς δέσμης. Οὕτω ἐπὶ τοῦ πετάσματος Δ σχηματίζεται φωτεινὴ ράβδωσις (σχ. 282α), πολὺ μικροτέρας ὅμως ἐκτάσεως.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι ἔχομεν :

σκοτεινὴν ράβδωσιν ὅταν εἶναι : $\delta = 2\cdot\frac{\lambda}{2}$

ἢ γενικῶς : $$\delta = 2k\cdot\frac{\lambda}{2} \qquad (1)$$

φωτεινὴν ράβδωσιν ὅταν εἶναι : $\delta = 3\cdot\frac{\lambda}{2}$

ἢ γενικῶς : $$\delta = (2k+1)\cdot\frac{\lambda}{2} \qquad (2)$$

Ἐὰν εἰς τὰς ἀνωτέρω ἐξισώσεις (1) καὶ (2) ἐκφράσωμεν τὴν διαφορὰν δρόμου δ συναρτήσει τοῦ ἀνοίγματος β τῆς σχισμῆς καὶ τῆς γωνίας παραθλάσεως α, εὑρίσκομεν τὰς σχέσεις:

διὰ σκοτεινὴν ράβδωσιν: $\beta \cdot \eta\mu\,\alpha = 2k \cdot \dfrac{\lambda}{2}$

διὰ φωτεινὴν ράβδωσιν: $\beta \cdot \eta\mu\,\alpha = (2k+1) \cdot \dfrac{\lambda}{2}$

'Από τὴν ἀνωτέρω ἔρευναν τῆς παραθλάσεως τοῦ φωτὸς διὰ στενῆς σχισμῆς καταλήγομεν εἰς τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα:

I. "Οταν μονοχρωματικὸν φῶς διέρχεται διὰ πολὺ στενῆς σχισμῆς, τότε ἑκατέρωθεν τοῦ φωτεινοῦ εἰδώλου τῆς σχισμῆς σχηματίζονται συμμετρικῶς ἀσθενέστεραι φωτειναὶ ῥαβδώσεις· αὗται χωρίζονται μεταξύ των μὲ σκοτεινὰς ῥαβδώσεις, αἱ ὁποῖαι ἔχουν ἀσαφῆ ὅρια.

II. Αἱ σκοτειναὶ ῥαβδώσεις ἀντιστοιχοῦν εἰς γωνίας παραθλάσεως, τῶν ὁποίων τὰ ἡμίτονα εἶναι ἀνάλογα πρὸς τὸ μῆκος κύματος λ καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογα πρὸς τὸ πλάτος β τῆς σχισμῆς.

διεύθυνσις σκοτεινῆς ῥαβδώσεως: $\boxed{\eta\mu\,\alpha = \dfrac{2k}{\beta} \cdot \dfrac{\lambda}{2}}$ (3)

III. Αἱ φωτειναὶ ῥαβδώσεις ἀντιστοιχοῦν εἰς γωνίας παραθλάσεως, τῶν ὁποίων τὰ ἡμίτονα εἶναι ἀνάλογα πρὸς τὸ μῆκος κύματος λ καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογα πρὸς τὸ πλάτος β τῆς σχισμῆς.

διεύθυνσις φωτεινῆς ῥαβδώσεως: $\boxed{\eta\mu\,\alpha = \dfrac{(2k+1)}{\beta} \cdot \dfrac{\lambda}{2}}$ (4)

IV. Αἱ φωτειναὶ ῥαβδώσεις, αἱ παραγόμεναι ὑπὸ ἰώδους φωτός, εὑρίσκονται πλησιέστερα πρὸς τὴν κεντρικὴν φωτεινὴν ῥάβδωσιν ἀπὸ ὅσον εὑρίσκονται αἱ ὑπὸ ἐρυθροῦ φωτὸς παραγόμεναι φωτειναὶ ῥαβδώσεις.

V. 'Εὰν ἐπὶ τῆς σχισμῆς προσπέσῃ λευκὸν φῶς, ἑκατέρωθεν τοῦ κεντρικοῦ λευκοῦ εἰδώλου τῆς σχισμῆς σχηματίζονται φάσματα τοῦ λευκοῦ φωτὸς χωριζόμενα ἀπὸ σκοτεινὰς ῥαβδώσεις.

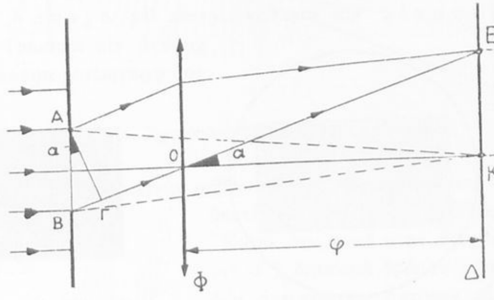
270. Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος φωτεινῆς ἀκτινοβολίας.— Εὐκόλως μετροῦμεν τὴν ἀπόστασιν ΚΕ = x (σχ. 281) τῆς πρώτης σκοτεινῆς ραβδώσεως Ε ἀπὸ τὸ μέσον Κ τῆς κεντρικῆς φωτεινῆς ῥαβδώσεως. Τότε ἰσχύει ἡ ἐξίσωσις:

$$\eta\mu\,\alpha = \frac{2k}{\beta} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Διὰ k = 1 ἔχομεν: $\eta\mu\,\alpha = \lambda/\beta$. 'Επειδὴ αἱ ἀκτῖνες τῆς δέσμης θεωροῦνται παράλληλοι, ἡ γωνία ΕΟΚ εἶναι ἴση μὲ τὴν γωνίαν παραθλάσεως α. Οὕτω ἀπὸ τὸ ὀρθογώνιον τρίγωνον ΟΚΕ εὑρίσκομεν τὴν σχέσιν: $x = OK \cdot \text{εφ}\,\alpha$ ἤτοι $\text{εφ}\,\alpha = x/d$. Ἡ γωνία α εἶναι μικρά, καὶ διὰ τοῦτο δυνάμεθα νὰ λάβωμεν: $\text{ημ}\,\alpha = \text{εφ}\,\alpha$. Οὕτω εὑρίσκομεν:

$$\frac{\lambda}{\beta} = \frac{x}{d} \quad \text{ἄρα} \quad \boxed{\text{μῆκος κύματος: } \lambda = \frac{x \cdot \beta}{d}}$$

Ἐπειδὴ εἶναι ἀδύνατον νὰ τοποθετηθῇ τὸ πέτασμα Δ εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν, διὰ τοῦτο χρησιμοποιεῖται συγκλίνων φακὸς Φ, τὸ δὲ πέτασμα Δ τοποθετεῖται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ φακοῦ (σχ. 283). Τότε αἱ ἀκτῖνες αἱ ἀντιστοιχοῦσαι εἰς ὡρισμένην γωνίαν παραθλάσεως α συγκεντρώνονται εἰς τὴν δευτερεύουσαν ἑστίαν Ε′ τοῦ φακοῦ, ἡ ὁποία εὑρίσκεται ἐπὶ ἑνὸς δευτερεύοντος ἄξονος, παραλλήλου πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς δέσμης ταύτης. Οὕτω αἱ ἀκτῖνες τῶν διαφόρων δεσμῶν συγκεντρώνονται εἰς τὰς διαφόρους ἑστίας τοῦ φακοῦ. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἀπὸ τὸ τρίγωνον ΟΚΕ ἔχομεν: $\text{εφ}\,\alpha = x/\varphi$ καὶ συνεπῶς τὸ μῆκος κύματος εἶναι $\lambda = x \cdot \beta/\varphi$.



Σχ. 283. Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτός.

271. Εὐθύγραμμος διάδοσις τοῦ φωτός.

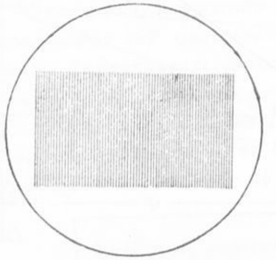
—Ὅταν μία δέσμη μονοχρωματικοῦ φωτὸς διέρχεται διὰ στενῆς σχισμῆς, τότε ἡ ἀπόστασις x τῆς πρώτης σκοτεινῆς ραβδώσεως ἀπὸ τὴν κεντρικὴν φωτεινὴν ράβδωσιν (§ 270) δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν: $x = \lambda \cdot \frac{d}{\beta}$. Ἐὰν τὸ ἄνοιγμα β τῆς σχισμῆς εἶναι μεγάλο, τότε ἡ ἀπόστασις x τῆς πρώτης σκοτεινῆς ραβδώσεως ἀπὸ τὸ μέσον τοῦ εἰδώλου τῆς σχισμῆς εἶναι ἐξαιρετικῶς μικρά. Οὕτω ἡ πρώτη σκοτεινὴ ράβδωσις ὡς καὶ αἱ ἑπόμεναι σκοτειναὶ ραβδώσεις δὲν γίνονται ἀντιληπταὶ ἀπὸ τὸν ὀφθαλμόν μας. Ἐὰν π.χ. εἶναι $\beta = 1$ cm, $d = 100$ cm καὶ $\lambda = 0{,}6\,\mu$, τότε ἔχομεν:

$$x = \lambda \cdot \frac{d}{\beta} = \frac{0{,}6}{10^4}\,\text{cm} \cdot \frac{100\,\text{cm}}{1\,\text{cm}} = 0{,}006\,\text{cm} \quad \text{ἢ} \quad x = 0{,}06\,\text{mm}$$

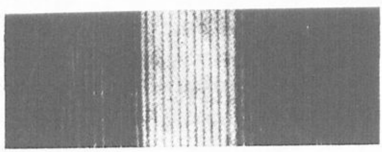
Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

Ὅταν τὸ φῶς διέρχεται διὰ εὐρείας σχισμῆς, δὲν παρατηροῦμεν φαινόμενα παραθλάσεως καὶ ἕνεκα τούτου συνάγομεν ὅτι τὸ φῶς διαδίδεται εὐθυγράμμως.

272. Φράγματα παραθλάσεως. — Τὰ σχηματιζόμενα ἐκ παραθλάσεως εἴδωλα τῆς σχισμῆς εἶναι πολὺ φωτεινότερα, ἐὰν ἀντὶ μιᾶς σχισμῆς χρησιμοποιηθῇ σύστημα πολλῶν ὁ μ ο ί ω ν σ χ ι σ μ ῶ ν, αἱ ὁποῖαι εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου καὶ εἰς π ο λ ὺ μ ι κ ρ ὰ ς καὶ ἴ σ α ς μεταξύ των ἀποστάσεις· τὸ σύστημα τοῦτο καλεῖται **φράγμα παραθλάσεως.** Τοιοῦτον φράγμα παραθλάσεως λαμβάνομεν, ἐὰν ἐπὶ ὑαλίνης πλακὸς χαράξωμεν μὲ ἀδάμαντα λεπτὰς παραλλήλους γραμμὰς κατὰ ἴσας ἀποστάσεις· συνήθως χαράσσονται 500 — 1 000 γραμμαὶ κατὰ χιλιοστόμετρον (σχ. 284). Τὸ μεταξὺ δύο γραμμῶν διάστημα τῆς πλακὸς εἶναι δ ι α φ α ν ὲ ς καὶ συμπεριφέρεται ὡς σ χ ι σ μ ή, ἐνῷ ἡ γραμμὴ (δηλαδὴ ἡ χαραγὴ τῆς πλακὸς) εἶναι ἀδιαφανής. Ἐὰν ἐπὶ τοῦ φράγματος προσπέσῃ καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπε-



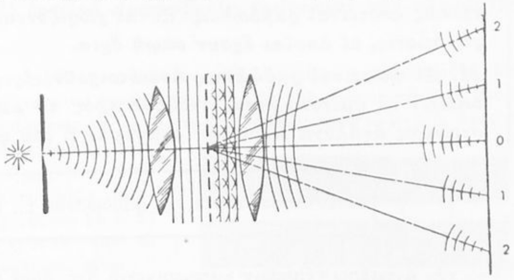
Σχ. 284. Φράγμα παραθλάσεως.



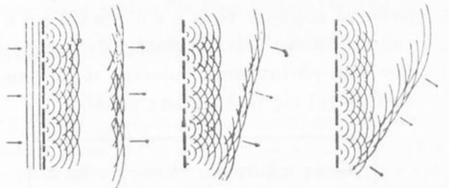
Σχ. 285. Κροσσοὶ σχηματιζόμενοι ἀπὸ φράγμα παραθλάσεως.

δον τοῦ φράγματος δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων μ ο ν ο χ ρ ω μ α τ ι κ ο ῦ φωτός, τότε ἐπὶ τοῦ διαφράγματος λαμβάνομεν πάλιν μίαν κεντρικὴν φωτεινὴν ράβδωσιν καὶ ἑκατέρωθεν αὐτῆς συμμετρικῶς μίαν σειρὰν ἄλλων φωτεινῶν ραβδώσεων, αἱ ὁποῖαι ὅμως εἶναι τώρα περισσότεραι καὶ πολὺ φωτεινότεραι ἀπὸ ἐκείνας, τὰς ὁποίας ἔχομεν μὲ τὴν μίαν μόνον σχισμὴν (σχ. 285). Ἐὰν ἐπὶ τοῦ φράγματος προσπέσῃ λ ε υ κ ὸ ν φῶς, τότε ἐπὶ τοῦ διαφράγματος λαμβάνομεν ἓν κεντρικὸν λευκὸν εἴδωλον καὶ ἑκατέρωθεν αὐτοῦ συμμετρικῶς μίαν σ ε ι ρ ὰ ν φ α σ μ ά τ ω ν τοῦ λευκοῦ φωτός. Τὰ ἀπὸ τῆς τρίτης τάξεως καὶ πέραν φάσματα ἐν μέρει συμπίπτουν καὶ ἑπομένως εἰς αὐτὴν τὴν περιοχὴν δὲν ἔχομεν καθαρὰ φάσματα, ἀλλὰ χρῶμα μίξεως (σχ. 290 Λ).

273. Ἡ λειτουργία τοῦ φράγματος παραθλάσεως. — Ἡ λειτουργία τοῦ φράγματος παραθλάσεως στηρίζεται εἰς τὴν ἀ ρ χ ὴ ν τ ο ῦ H u y g e n s· κάθε σημεῖον ἑκάστης σχισμῆς γίνεται κέντρον ἐκπομπῆς κυμάνσεων. Ἂς θεωρήσωμεν ὅτι ἐπὶ τοῦ φράγματος προσπίπτει μ ο ν ο χ ρ ω μ α τ ι κ ὸ ν φῶς. Τότε ἀπὸ κάθε μίαν σχισμὴν διέρχεται μία δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων· αἱ μερικαὶ αὐταὶ δέσμαι ἀποτελοῦν μίαν γενικὴν δέσμην, ἡ ὁποία συγκεντρουμένη ἐπὶ τοῦ διαφράγματος παράγει τὸ κ ε ν τ ρ ι κ ὸ ν φ ω τ ε ι ν ὸ ν ε ἴ δ ω λ ο ν. Ἡ δέσμη συγκεντρώνεται διὰ συγκλίνοντος φακοῦ ἐπὶ τοῦ διαφράγματος, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ φακοῦ (σχ. 286). Ὀνομάζομεν ἀ ν τ ί σ τ ο ι χ α σ η μ ε ῖ α, τὰ σημεῖα τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν αὐτὴν σχετικὴν θέσιν εἰς δύο διαδοχικὰς σχισμὰς τοῦ φράγματος (π.χ. τὸ πρὸς τὰ ἀριστερὰ ἄκρον μιᾶς σχισμῆς καὶ τὸ αὐτὸ ἄκρον τῆς ἀμέσως ἑπομένης σχισμῆς). Ἡ ἀπόστασις β μεταξὺ δύο ἀντιστοίχων σημείων εἶναι σταθερὰ διὰ τὸ φράγμα τοῦτο καὶ καλεῖται **σταθερὰ τοῦ φράγματος.** Εἰς τὸ σχῆμα 287 δεικνύεται ὅτι ἐπὶ τοῦ φράγματος προσπίπτει ἐπίπεδον κῦμα. Ἐκ τοῦ φράγματος ἀναχωροῦν κύματα, τὰ ὁποῖα σχηματίζουν νέας ἐπιφανείας κύματος. Εἰς τὸ σχῆμα δεικνύονται αἱ νέαι ἐπιφάνειαι κύματος, αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν τὴν κεντρικὴν φωτεινὴν ράβδωσιν καὶ τὴν πρώτην καὶ τὴν δευτέραν φωτεινὴν ράβδωσιν.



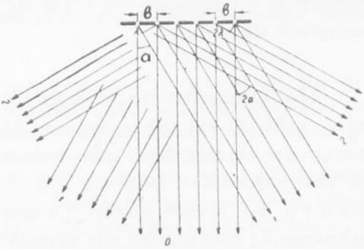
Σχ. 286. Σχηματικὴ διάταξις φασματογράφου.


Σχ. 287. Ἑρμηνεία τοῦ σχηματισμοῦ τῶν ἐπιφανειῶν κύματος, αἱ ὁποῖαι δίδουν τοὺς κροσσοὺς ἑκάστης τάξεως.

Ἔστω ὅτι κατὰ μίαν διεύθυνσιν α ἡ διαφορὰ δρόμου μεταξὺ δύο ἀντιστοίχων ἀκτίνων εἶναι ἴση μὲ ἄρτιον ἀριθμὸν ἡμικυμάτων, ἤτοι εἶναι ἴση μὲ ἀκέραιον ἀριθμὸν κυμάτων: $\delta = k \cdot \lambda$ (σχ. 288). Τότε ὅλαι αἱ ἀκτῖνες αὐτῆς τῆς δέσμης, συμβάλλουσαι, δίδουν μέγιστον φωτισμοῦ, δηλαδὴ τὴν φ ω τ ε ι ν ὴ ν ρ ά β δ ω σ ι ν k τ ά ξ ε ω ς. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἔχομεν:

$$\delta = \beta \cdot \eta\mu\, \alpha \qquad \text{ἢ}$$

$$\beta \cdot \eta\mu\, \alpha = k \cdot \lambda \qquad (1)$$



Σχ. 288. Ἡ παραγωγὴ τῶν φωτεινῶν κροσσῶν ἀπὸ φράγμα παραθλάσεως.

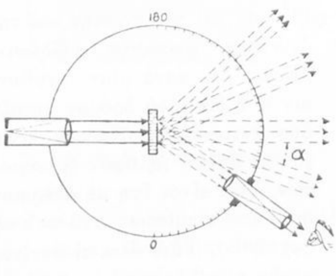
Διὰ κάθε ἄλλην διεύθυνσιν, ἐκτὸς ἐκείνων, τὰς ὁποίας καθορίζει ἡ ἐξίσωσις (1), θὰ ἔχωμεν πλήρη κ α τ ά ρ γ η σ ι ν τοῦ φωτός, ἐὰν ὁ ἀριθμὸς τῶν σχισμῶν εἶναι πολὺ μεγάλος. Διότι, ἂν κατὰ μίαν διεύθυνσιν ω ἡ διαφορὰ δρόμου μεταξὺ δύο ἀντιστοίχων ἀκτίνων εἶναι π.χ. $\lambda/10$, τότε αἱ ἀντίστοιχοι ἀκτῖνες τῆς πρώτης καὶ τῆς ἕκτης σχισμῆς θὰ παρουσιάζουν διαφορὰν δρόμου $5 \cdot \lambda/10$, ἤτοι $\lambda/2$· τὸ αὐτὸ συμβαίνει καὶ μεταξὺ τῶν ἀντιστοίχων ἀκτίνων τῆς δευτέρας καὶ τῆς ἑβδόμης σχισμῆς, τῆς τρίτης καὶ τῆς ὀγδόης σχισμῆς κ.ο.κ. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:

I. "Όταν μονοχρωματικὸν φῶς προσπίπτῃ ἐπὶ φράγματος παραθλάσεως, τότε ἑκατέρωθεν τοῦ κεντρικοῦ φωτεινοῦ εἰδώλου σχηματίζονται συμμετρικῶς φωτειναὶ ραβδώσεις· αὗται χωρίζονται μεταξύ των μὲ σκοτεινὰς ραβδώσεις, αἱ ὁποῖαι ἔχουν σαφῆ ὅρια.

II. Αἱ φωτειναὶ ραβδώσεις ἀντιστοιχοῦν εἰς γωνίας παραθλάσεως, τῶν ὁποίων τὰ ἡμίτονα εἶναι ἀνάλογα πρὸς τὸ μῆκος κύματος λ καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογα πρὸς τὴν σταθερὰν β τοῦ φράγματος.

διεύθυνσις φωτεινῆς ραβδώσεως: $ημ\,α = \dfrac{k \cdot λ}{β}$

'Από τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν καταφαίνεται ὅτι, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ σταθερὰ β τοῦ φράγματος, τόσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ γωνία α· κατεσκευάσθησαν φράγματα φέροντα 1 700 γραμμὰς εἰς 1 mm μήκους. 'Επὶ τῇ βάσει τῆς ἀνωτέρω ἐξισώσεως δυνάμεθα νὰ εὕρωμεν τὸ μ ῆ κ ο ς κ ύ μ α τ ο ς τοῦ χρησιμοποιηθέντος φωτός, ἂν μετρήσωμεν τὴν γωνίαν παραθλάσεως α, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ k τάξεως εἴδωλον.



Σχ. 289. Μέτρησις τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτὸς διὰ φράγματος παραθλάσεως.

μῆκος κύματος: $λ = \dfrac{β}{k} \cdot ημ\,α$

Μὲ τὴν βοήθειαν μιᾶς διόπτρας, κινουμένης ἄνωθεν γωνιομετρικοῦ κύκλου (σχ. 289), μετροῦμεν εὔκολα τὴν γωνίαν α, τὴν ὁποίαν σχηματίζει ἡ διεύθυνσις τῆς k τάξεως φωτεινῆς ραβδώσεως μὲ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κεντρικοῦ εἰδώλου.

274. Φάσματα παραθλάσεως.— 'Εὰν ἀντὶ μονοχρωματικοῦ φωτὸς προσπέσῃ καθέτως ἐπὶ τοῦ φράγματος δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων λ ε υ κ ο ῦ φ ω τ ό ς, τότε εἰς τὴν θέσιν τῶν φωτεινῶν ραβδώσεων, τὰς ὁποίας λαμβάνομεν μὲ τὸ μονοχρωματικὸν φῶς (1, 2, 3,... σχ. 290), σχηματίζονται ὡραιότατα φ ά σ μ α τ α τοῦ λευκοῦ φωτός. Τὰ φάσματα ταῦτα εἶναι συνεχῆ καὶ σχηματίζονται συμμετρικῶς ἑκατέρωθεν τῆς κεντρικῆς λευκῆς ραβδώσεως. Σύμφωνα μὲ τὴν ἐξίσωσιν: $ημ\,α = k \cdot λ/β$, εἰς τὸ μικρότερον μῆκος κύματος ἀντιστοιχεῖ μικροτέρα γωνία παραθλάσεως. 'Επομένως εἰς τὸ φάσμα πρώτης τάξεως ἡ ἰώδης ἀκτινοβολία εἶναι πλησιεστέρα πρὸς τὴν κεντρικὴν λευκὴν ράβδωσιν, ἐνῶ ἡ ἐρυθρὰ ἀκτινοβολία εὑρίσκεται εἰς πολὺ μεγαλυτέραν ἀπόστασιν. 'Επειδὴ ἡ ἔκτασις ἑκάστου φάσματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῆς τάξεως τοῦ φάσματος, διὰ τοῦτο τὰ ἀπὸ τῆς δευτέρας τάξεως καὶ πέραν φάσματα συμπίπτουν ἐν μέρει διαρκῶς καὶ περισσότερον. "Ωστε:

Ὅταν λευκὸν φῶς προσπίπτῃ ἐπὶ φράγματος, σχηματίζονται φάσματα παραθλάσεως, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ μὲν ἰώδης ἀκτινοβολία ὑφίσταται τὴν μικροτέραν ἐκτροπήν, ἡ δὲ ἐρυθρὰ ἀκτινοβολία ὑφίσταται τὴν μεγαλυτέραν ἐκτροπήν.

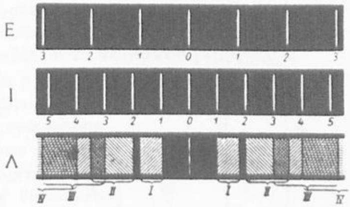
Εἰς τὰ φάσματα παραθλάσεως ἡ ἔκτασις ἑκάστου χρώματος εἶναι περίπου ἡ αὐτή. Μὲ τὰ φάσματα παραθλάσεως ἐπιτυγχάνεται εὔκολος ὑπολογισμὸς τοῦ μήκους κύματος, διότι δι' ἑκάστην ἀκτινοβολίαν τοῦ φάσματος ἰσχύει ἡ γνωστὴ σχέσις: $\eta\mu\ \alpha = k \cdot \lambda/\beta$, ὅπου k εἶναι ἡ τάξις τοῦ φάσματος. Οὕτω, ἐὰν ἓν φράγμα φέρῃ 5 000 γραμμὰς εἰς 1 cm, τότε εἶναι $\beta = 1/5000\ \text{cm} = 2\ \mu$. Ἐὰν διὰ τὴν ἰώδη ἀκτινοβολίαν τοῦ φάσματος πρώτης τάξεως ($k = 1$) ἀντιστοιχῇ γωνία παραθλάσεως $\alpha = 12^0$, τότε τὸ μῆκος κύματος τῆς ἰώδους ἀκτινοβολίας εἶναι:

$$\lambda = \frac{\beta \cdot \eta\mu\ \alpha}{k} = \frac{2\,\mu \cdot 0{,}20}{1} = 0{,}40\ \mu$$

Διὰ τὴν ἰδίαν ἀκτινοβολίαν ἡ γωνία παραθλάσεως εἰς τὸ φάσμα δευτέρας τάξεως ($k = 2$) θὰ εἶναι:

$$\eta\mu\ \alpha = \frac{k \cdot \lambda}{\beta} = \frac{2 \cdot 0{,}40\,\mu}{2\,\mu} = 0{,}40$$

ἄρα $\alpha = 24^0$



Σχ. 290. Φωτεινοὶ κροσσοὶ καὶ φάσματα παραθλάσεως.
(E κροσσοὶ παραγόμενοι ἀπὸ ἐρυθρὸν φῶς.
I κροσσοὶ παραγόμενοι ἀπὸ ἰῶδες φῶς.
Λ φάσματα παραγόμενα ἀπὸ λευκὸν φῶς.)

Ἔγχρωμα φαινόμενα παραθλάσεως παρατηροῦνται εἰς ὅλας τὰς μικρὰς ὀπάς, τὰς λεπτὰς σχισμὰς καὶ τὰ πολὺ μικρῶν διαστάσεων ἀντικείμενα. Τοιαῦτα φαινόμενα δίδουν π.χ. μία βελόνη, ἓν πτερόν, αἱ βλεφαρίδες τοῦ ὀφθαλμοῦ, ὁ ἱστὸς τῆς ἀράχνης κ.ἄ.

275. Ἀτμοσφαιρικὴ παράθλασις.— Πολλάκις πέριξ τοῦ Ἡλίου ἢ τῆς Σελήνης παρατηροῦμεν ὁμοκέντρους ἐγχρώμους δακτυλίους. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται ἅλως καὶ ὀφείλεται εἰς τὴν παράθλασιν τὴν ὁποίαν ὑφίσταται τὸ φῶς τοῦ Ἡλίου ἢ τῆς Σελήνης ὑπὸ ἑνὸς στρώματος ἰσομεγέθων σταγόνων ὕδατος ἢ κρυστάλλων πάγου. Ἀνάλογον φαινόμενον παρατηροῦμεν, ὅταν μία σημειώδης φωτεινὴ πηγὴ περιβληθῇ ἀπὸ μικρὰ σταγονίδια δρόσου ἢ μικροὺς κρυστάλλους πάγου.

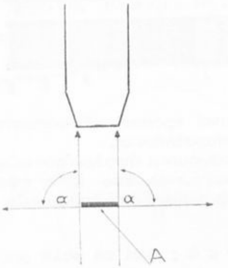
276. Φαινόμενα παραθλάσεως εἰς τὰ ὀπτικὰ ὄργανα.—Ἃς ὑποθέσωμεν ὅτι ἀντὶ τοῦ ἀντικειμένου θέτομεν ἔμπροσθεν τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ τοῦ μικροσκοπίου ἓν πολὺ λεπτὸν φράγμα παραθλάσεως. Διὰ νὰ σχηματίσῃ ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς σαφὲς πραγματικὸν εἴδωλον, πρέπει νὰ διέλθουν δι' αὐτοῦ, ἐκτὸς τῆς λεπτῆς δέσμης ἀκτίνων, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ φράγματος χωρὶς παράθλασιν, τουλάχιστον καὶ αἱ δύο παραθλώμεναι δέσμαι ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν τὰ δύο ἑκατέρωθεν φάσματα πρώτης τάξεως. Ἑπομένως πρέπει ἡ ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν $\eta\mu\ \alpha = \lambda/\beta$ ὁριζομένη γωνία παραθλάσεως α, νὰ εἶναι $\alpha < 90^0$ (σχ. 291). Τοῦτο ὅμως συμβαίνει, ὅταν ἡ σταθερὰ β τοῦ φράγματος εἶναι: $\beta > \lambda$. Ἀνάλογος συλλογισμὸς ἰσχύει καὶ διὰ τὸν σχηματισμὸν τοῦ εἰδώλου οἱουδήποτε μικροῦ ἀντικειμένου. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω καταλήγομεν εἰς τὰ ἑξῆς συμπεράσματα:

I. Μὲ τὰ ἰσχυρότερα μικροσκόπια εἶναι ἀδύνατον νὰ παρατηρηθοῦν ὡς χωριστὰ δύο σημεῖα, ἂν ἡ μεταξύ των ἀπόστασις εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τοῦ χρησιμοποιουμένου φωτός.

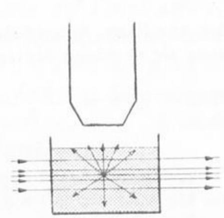
II. Ἕνεκα τῆς κυματικῆς φύσεως τοῦ φωτὸς ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης τοῦ μικροσκοπίου ἔχει ὅριον.

Διὰ νὰ ἐπιτύχομεν αὔξησιν τῆς διαχωριστικῆς ἱκανότητος τοῦ μικροσκοπίου, καταφεύγομεν εἰς τὰ ἑξῆς μέσα: α) Χρησιμοποιοῦμεν ἀντικειμενικὸν φακὸν μὲ ὅσον τὸ δυνατὸν μεγαλύτερον ἄνοιγμα, ὥστε καὶ αἱ ἰσχυρῶς παραθλώμεναι ἀκτῖνες νὰ δύνανται νὰ μετάσχουν εἰς τὸν σχηματισμὸν τοῦ εἰδώλου.— β) Τοποθετοῦμεν μεταξὺ τοῦ ἀντικειμένου καὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ ἓν ὑγρὸν μὲ ὅσον τὸ δυνατὸν μεγαλύτερον δείκτην διαθλάσεως. Εἰς τοιοῦτον σύστημα καταδύσεως (§ 234) ἐπιτυγχάνομεν σημαντικὴν ἐλάττωσιν τοῦ μήκους κύματος, διότι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ ὑγρὸν εἶναι μικροτέρα παρὰ εἰς τὸν ἀέρα· οὕτω αὐξάνεται ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης, διότι ἐλαττώνεται ἡ γωνία παραθλάσεως α.— γ) Τέλος χρησιμοποιοῦμεν ἀκτινοβολίας μὲ μικρότατον μῆκος κύματος, ἤτοι τὰς ἀοράτους ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίας. τότε τὸ εἴδωλον λαμβάνεται ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακός.

Τὸ **ὑπερμικροσκόπιον** εἶναι διάταξις, διὰ τῆς ὁποίας δυνάμεθα νὰ διαπιστώσωμεν τὴν παρουσίαν καὶ τὴν κίνησιν σωματιδίων, τὰ ὁποῖα ἔχουν διάμετρον 3 mμ. Τὰ σωματίδια αὐτὰ εἶναι ἀόρατα καὶ μὲ τὸ ἰσχυρότερον μικροσκόπιον. Ἐν τούτοις δυνάμεθα νὰ διαπιστώσωμεν τὴν ὕπαρξίν των, ἐὰν τὰ σωματίδια αὐτὰ φωτισθοῦν ἰσχυρῶς καὶ τὰ παρατηρήσωμεν ἐντὸς τελείως σκοτεινοῦ χώρου. Οὕτω βλέπομεν κατὰ τὴν νύκτα διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ τοὺς ἀπλανεῖς ἀστέρας, ἂν καὶ ἡ φαινομένη διάμετρός των εἶναι πολὺ μικροτέρα ἀπὸ τὴν διαχωριστικὴν ἱκανότητα τοῦ ὀφθαλμοῦ. Κατὰ τὸν ἴδιον τρόπον διαπιστώνομεν τὴν ὕπαρξιν τῶν ἐντὸς τοῦ ἀέρος αἰωρουμένων σωματιδίων, ὅταν παρατηροῦμεν ἐκ τῶν πλαγίων μίαν λεπτὴν δέσμην φωτός, ἡ ὁποία εἰσέρχεται ἐντὸς σκοτεινοῦ δωματίου. Ἐπὶ τῆς ἀνωτέρω ἀρχῆς στηρίζεται ἡ λειτουργία τοῦ ὑπερμικροσκοπίου. Τοῦτο εἶναι διάταξις, διὰ τῆς ὁποίας τὰ ὑπερμικροσκοπικὰ σωματίδια φωτίζονται ἐκ τῶν πλαγίων ἰσχυρῶς (σχ. 292)· ἐντὸς τοῦ μικροσκοπίου δὲν εἰσέρχεται οὐδὲν ἴχνος τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον χρησιμοποιεῖται διὰ τὸν φωτισμόν, ἀλλὰ μόνον τὸ ἐπὶ τῶν σωματιδίων τούτων παραθλώμενον φῶς. Τὰ σωματίδια αὐτὰ ἀδιαφόρως τοῦ σχήματός των φαίνονται ὡς μικροὶ φωτεινοὶ δίσκοι.

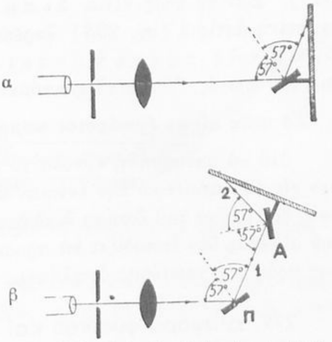


Σχ. 291. Παρατήρησις μικροσκοπικοῦ ἀντικειμένου.

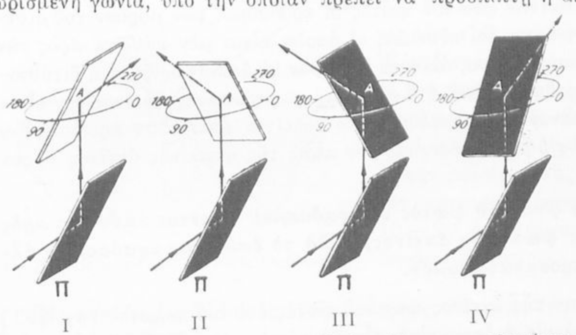

Σχ. 292. Παρατήρησις ὑπερμικροσκοπικοῦ ἀντικειμένου.

ΠΟΛΩΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

277. Πόλωσις τοῦ φωτός.— Τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον προέρχεται ἀπὸ μίαν φωτεινὴν πηγήν, καλεῖται **φυσικὸν φῶς,** ὅταν δὲν ἔχῃ ὑποστῆ καμμίαν ἀνάκλασιν ἢ διάθλασιν. Ἀφήνομεν μίαν ἀκτῖνα φυσικοῦ φωτὸς νὰ προσπέσῃ πλαγίως ἐπὶ ἑνὸς ἐπιπέδου κατόπτρου (σχ. 293 α). Στρέφομεν τὸ κάτοπτρον περὶ τὴν προσπίπτουσαν ἀκτῖνα ὡς ἄξονα, διατηροῦντες σταθερὰν τὴν γωνίαν προσπτώσεως. Ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς διαγράφει ἐπιφάνειαν κώνου, ἀλλὰ ἡ ἔντασις τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος δὲν μεταβάλλεται. Χρησιμοποιοῦμεν τώρα ὡς κάτοπτρον μία ὑαλίνην πλάκα Π, τῆς ὁποίας ἡ ὀπισθία ἐπιφάνεια ἔχει καλυφθῆ μὲ στρῶμα αἰθάλης. Ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ ἐπὶ τῆς πλακὸς Π μία ἀκτὶς φυσικοῦ φωτὸς ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως 57° (σχ. 293β). Ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς 1 προσπίπτει ἐπὶ δευτέρας ὁμοίας κατοπτρικῆς πλακὸς Α καὶ ὑπὸ τὴν αὐτὴν γωνίαν προσπτώσεως 57°. Ἂς ἐξετάσωμεν τὰς ἰδιότητας τῆς νέας ἀνακλωμένης ἀκτῖνος 2. Πρὸς τοῦτο στρέφομεν τὸ κάτοπτρον Α περὶ τὴν ἀκτῖνα 1 ὡς ἄξονα. Ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς 2 διαγράφει πάλιν ἐπιφάνειαν κώνου, ἀλλὰ ἡ ἔντασις τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος *μεταβάλλεται περιοδικῶς*. Παρατηροῦμεν δὲ ὅτι ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς 2 ἔχει τὴν *μεγίστην* ἔντασιν, ὅταν τὰ δύο ἐπίπεδα προσπτώσεως *συμπίπτουν* (θέσεις I, III εἰς τὸ σχῆμα 294). Ἀντιθέτως ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς 2 ἔχει ἔντασιν *μηδέν*, δηλαδὴ καταργεῖται, ὅταν τὰ δύο ἐπίπεδα προσπτώσεως εἶναι *κάθετα* μεταξύ των (θέσεις II, IV εἰς τὸ σχῆμα 294). Εἰς τὰς ἐνδιαμέσους θέσεις ἡ ἔντασις τῆς ἀκτῖνος 2 λαμβάνει ἐνδιαμέσους τιμάς. Ἀπὸ τὸ πείραμα τοῦτο συνάγεται ὅτι ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς 1 δὲν ἔχει τὰς αὐτὰς ἰδιότητας μὲ τὴν ἀκτῖνα τοῦ φυσικοῦ φωτός. Ἡ ἀκτὶς 1 δύναται νὰ καταργηθῇ διὰ μιᾶς δευτέρας ἀνακλάσεως. Λέγομεν ὅτι ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς 1 εἶναι ἀκτὶς **πεπολωμένου φωτὸς** (ἢ καὶ *πεπολωμένη ἀκτίς*). Ἡ ὡρισμένη γωνία, ὑπὸ τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ προσπίπτῃ ἡ ἀκτὶς τοῦ φυσικοῦ φωτὸς ἐπὶ τοῦ κατόπτρου Π, διὰ νὰ ὑποστῇ τὴν πόλωσιν, καλεῖται **γωνία πολώσεως.** Τέλος τὸ μὲν πρῶτον κάτοπτρον Π καλεῖται **πολωτής**, τὸ δὲ δεύτερον κάτοπτρον Α καλεῖται **ἀναλύτης.** Ἐὰν ἡ ἀκτὶς τοῦ φυσικοῦ φωτὸς προσπέσῃ ἐπὶ τοῦ πολωτοῦ Π ὑπὸ γωνίαν διάφορον τῆς γωνίας πολώσεως, τότε παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς 1 δὲν δύναται νὰ καταργηθῇ τελείως διὰ μιᾶς δευτέρας ἀνακλάσεώς της ἐπὶ τοῦ ἀναλύτου Α. Κατὰ μίαν ὁλόκληρον στροφὴν τοῦ ἀναλύτου ἡ ἔντασις τῆς ἀκτῖνος 2 λαμβάνει δύο μεγίστας καὶ δύο ἐλαχίστας τιμάς, ἀλλὰ οὐδέποτε μηδενίζεται. Λέγομεν τότε ὅτι ἡ ἀκτὶς 1 εἶναι **μερικῶς πεπολωμένη.** Ὥστε:



Σχ. 293. Διάταξις διὰ τὴν ἀπόδειξιν τῆς πολώσεως τοῦ φωτός.



Σχ. 294. Ἔρευνα τῶν ἰδιοτήτων τοῦ ἐξ ἀνακλάσεως πεπολωμένου φωτός.

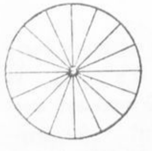
Ὅταν τὸ φυσικὸν φῶς ἀνακλᾶται, ἐπέρχεται ὁλικὴ ἢ μερικὴ πόλωσις αὐτοῦ.

278. Τὸ φῶς ὡς ἐγκάρσιοι κυμάνσεις.— Τὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς καὶ τῆς παραθλάσεως τοῦ φωτὸς ἀποδεικνύουν σαφῶς ὅτι τὸ φῶς εἶναι κυμάνσεις. Ἀλλὰ γνωρίζομεν ὅτι ὑπάρχουν ἐγκάρσιοι καὶ διαμήκεις κυμάνσεις (Α', § 376, 378). Ἐὰν τὸ φῶς εἶναι διαμήκεις κυμάνσεις, τότε ἡ ἀνακλωμένη φωτεινὴ ἀκτὶς 1 (σχ. 293) ἔπρεπε νὰ ἔχῃ τὰς αὐτὰς ἰδιότητας πρὸς ὅλας τὰς κατευθύνσεις· ἐπομένως θὰ ἦτο ἀδύνατον νὰ συμβῇ πόλωσις τοῦ φωτός. Ὥστε τὸ φαινόμενον τῆς πολώσεως τοῦ φωτὸς ἀποδεικνύει ὅτι:

Τὸ φῶς εἶναι ἐγκάρσιοι κυμάνσεις.

Διὰ νὰ κατανοηθῇ εὔκολα τὸ φαινόμενον τῆς πολώσεως, θὰ χρησιμοποιήσωμεν εἰς τὰ κατωτέρω τὴν ἔννοιαν τοῦ αἰθέρος (§ 258), δηλαδὴ τοῦ ἐλαστικοῦ μέσου, διὰ μέσου τοῦ ὁποίου διαδίδεται τὸ φῶς. Ἡ τοιαύτη προσωρινὴ παραδοχὴ τοῦ αἰθέρος δὲν ἐμποδίζει νὰ προσαρμόσωμεν ἔπειτα τὰς περὶ τοῦ φωτὸς γνώσεις μας πρὸς τὰς νεωτέρας ἀντιλήψεις περὶ τῆς φύσεως τοῦ φωτός.

279. Διαφορὰ φυσικοῦ καὶ πεπολωμένου φωτός.— Διὰ νὰ ἑρμηνεύσωμεν τὸ φαινόμενον τῆς πολώσεως τοῦ φωτός, πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι τὸ φῶς εἶναι ἐγκάρσιοι κυμάνσεις· δεχόμεθα δηλαδὴ ὅτι οἱ κραδασμοὶ τῶν μορίων τοῦ αἰθέρος γίνονται καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν διαδόσεως τῆς κυμάνσεως, ἤτοι καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος. Εἰς μίαν ἀκτῖνα φυσικοῦ φωτὸς οἱ κραδασμοὶ τῶν μορίων τοῦ αἰθέρος γίνονται ἐπὶ εὐθειῶν, αἱ ὁποῖαι εἶναι μὲν κάθετοι πρὸς τὴν φωτεινὴν ἀκτῖνα, ἀλλὰ τὸ ἐπίπεδον τὸ ὁποῖον ὁρίζουν ἡ διεύθυνσις κραδασμοῦ καὶ ἡ διεύθυνσις τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος δὲν εἶναι ὡρισμένον. Τὸ ἐπίπεδον τοῦτο καλεῖται **ἐπίπεδον κραδασμῶν** καὶ δύναται νὰ λάβῃ οἱανδήποτε θέσιν εἰς τὸν πέριξ τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος χῶρον (σχ. 295). Ὥστε:



Σχ. 295. Κραδασμοὶ εἰς φυσικὴν ἀκτῖνα φωτός.

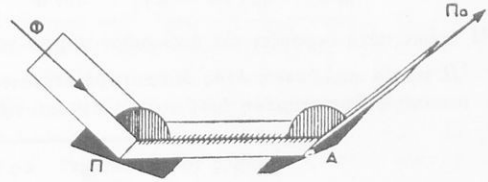
Ι. Εἰς μίαν ἀκτῖνα φυσικοῦ φωτὸς οἱ κραδασμοὶ γίνονται καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος, ἀλλὰ τὸ ἐπίπεδον κραδασμῶν ἀλλάσσει ταχύτατα προσανατολισμόν.

Κατὰ τὴν ἀνάκλασιν τῆς ἀκτῖνος φυσικοῦ φωτὸς ἐπὶ τοῦ πολωτοῦ (σχ. 293) προκύπτει ἀνακλωμένη ἀκτίς, ἡ ὁποία εἶναι ὁλικῶς πεπολωμένη. Τοῦτο σημαίνει ὅτι εἰς τὴν πεπολωμένην ἀκτῖνα οἱ κραδασμοὶ τῶν μορίων τοῦ αἰθέρος γίνονται ἐπὶ εὐθειῶν, αἱ ὁποῖαι εἶναι κάθετοι πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος, ἀλλὰ τὸ ἐπίπεδον κραδασμῶν εἶναι τώρα ὡρισμένον· δηλαδὴ ὅλαι αἱ διευθύνσεις τῶν κραδασμῶν εὑρίσκονται ἐπὶ ἑνὸς ἐπιπέδου, τὸ ὁποῖον διέρχεται καὶ διὰ τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος. Λέγομεν τότε ὅτι ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς εἶναι **εὐθυγράμμως πεπολωμένη.** Ὥστε:

ΙΙ. Εἰς μίαν ἀκτῖνα εὐθυγράμμως πεπολωμένου φωτὸς οἱ κραδασμοὶ γίνονται καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος, ἀλλὰ τὸ ἐπίπεδον κραδασμῶν εἶναι ὡρισμένον.

Ἀπομένει νὰ διευκρινίσωμεν ποίαν θέσιν ἔχει τὸ ἐπίπεδον κραδασμῶν εἰς τὴν ἐξ ἀνακλάσεως εὐθυγράμμως πεπολωμένην ἀκτῖνα. Ἀπὸ τὴν σπουδὴν τοῦ φαινομένου τῆς πολώσεως τοῦ φωτὸς συνάγεται τὸ ἑξῆς συμπέρασμα:

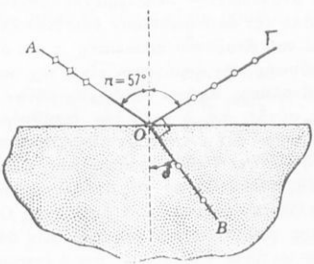
III. Εἰς τὴν ἐξ ἀνακλάσεως εὐθυγράμμως πεπολωμένην ἀκτῖνα φωτὸς τὸ ἐπίπεδον κραδασμῶν εἶναι κάθετον πρὸς τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως.



Σχ. 296. Κραδασμοὶ εἰς πεπολωμένην ἀκτῖνα φωτός.

Τὸ ἀνωτέρω συμπέρασμα φανερώνει ὅτι εἰς τὴν πεπολωμένην ἀκτῖνα, ἡ ὁποία προέκυψεν ἐκ τῆς ἀνακλάσεως τῆς φυσικῆς ἀκτῖνος, οἱ κραδασμοὶ γίνονται παραλλήλως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ κατόπτρου (σχ. 296).

280. Πόλωσις τοῦ φωτός ἐκ διαθλάσεως.—Ὡς πολωτὴν χρησιμοποιοῦμεν μίαν ὑαλίνην πλάκα. Ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ ἐπὶ τῆς πλακὸς μία ἀκτὶς φυσικοῦ φωτὸς ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως $\pi = 57^\circ$ (σχ. 297). Ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς εἶναι τότε εὐθυγράμμως πεπολωμένη (§ 277). Ἐὰν ἐξετάσωμεν τὴν διαθλωμένην ἀκτῖνα μὲ ἕνα ἀναλύτην, θὰ παρατηρήσωμεν ὅτι ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς εἶναι μερικῶς πεπολωμένη. Δυνάμεθα νὰ ἐπιτύχωμεν ὁλικὴν πόλωσιν τῆς διαθλωμένης ἀκτῖνος, ἐὰν χρησιμοποιήσωμεν μίαν δέσμην ἀπὸ 10—20 ἐπαλλήλους πλάκας. Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι:



Σχ. 297. Πόλωσις τοῦ φωτὸς ἐκ διαθλάσεως.

Εἰς τὴν ἐκ διαθλάσεως εὐθυγράμμως πεπολωμένην ἀκτῖνα τὸ ἐπίπεδον κραδασμῶν συμπίπτει μὲ τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως. Ἑπομένως τὰ ἐπίπεδα κραδασμῶν τῆς ἀνακλωμένης καὶ τῆς διαθλωμένης ἀκτῖνος εἶναι κάθετα μεταξύ των.

281. Νόμος τοῦ Brewster.— Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι κατὰ τὴν ἀνάκλασιν τοῦ φωτὸς ἐπὶ ὅλων τῶν σωμάτων καὶ ὑπὸ οἱανδήποτε γωνίαν προσπτώσεως συμβαίνει πάντοτε μερικὴ πόλωσις τοῦ φωτός. Ὁλικὴ εὐθύγραμμος πόλωσις τοῦ φωτὸς συμβαίνει μόνον κατὰ τὴν ἀνάκλασιν τοῦ φωτὸς ἐπὶ διαφανῶν σωμάτων καὶ ὑπὸ μίαν ὡρισμένην γωνίαν προσπτώσεως π τοιαύτην, ὥστε ἡ ἀνακλωμένη καὶ ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς νὰ εἶναι κάθετοι μεταξύ των. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτήν, ἐὰν ν εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ διαφανοῦς σώματος, ἔχομεν :

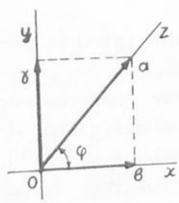
$$\nu = \frac{\eta\mu\,\pi}{\eta\mu\,\delta} = \frac{\eta\mu\,\pi}{\eta\mu\,(90^\circ - \pi)} = \frac{\eta\mu\,\pi}{\sigma\upsilon\nu\,\pi} \qquad \text{ἤτοι} \qquad \nu = \varepsilon\varphi\,\pi$$

'Η σχέσις αὐτὴ ἐκφράζει τὸν ἀκόλουθον **νόμον τοῦ Brewster :**

'Η γωνία πολώσεως ἑνὸς διαφανοῦς σώματος εἶναι ἡ γωνία ἐκείνη, τῆς ὁποίας ἡ ἐφαπτομένη ἰσοῦται μὲ τὸν δείκτην διαθλάσεως τοῦ σώματος.

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Brewster}: \quad \varepsilon\varphi\,\pi = \nu}$$

282. 'Ερμηνεία τοῦ ρόλου τοῦ πολωτοῦ καὶ τοῦ ἀναλύτου.— 'Ο πολωτὴς καὶ ὁ ἀναλύτης εἶναι ὄργανα, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν ἰδιότητα νὰ ἀ ν α λ ύ ο υ ν μίαν κύμανσιν εἰς δύο κυμάνσεις, παραλλήλους πρὸς σ τ α θ ε ρ ὰ ς διευθύνσεις, καὶ ἐπιτρέπουν νὰ διέλθῃ μόνον ἡ μ ί α σ υ ν ι σ τ ῶ σ α κύμανσις. Ὅταν ἐπὶ τοῦ πολωτοῦ προσπίπτῃ φ υ σ ι κ ὸ ν φῶς, τοῦτο ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν πολωτὴν ὡς πεπολωμένον φῶς. 'Η πόλωσις δὲν προκαλεῖ τροποποίησιν τοῦ φωτός, ἀλλ' ἀποτελεῖ ἁπλῶς ἐκλογὴν μιᾶς συνιστώσης ἐξ ὅλων τῶν δυνατῶν συνιστωσῶν τῆς κυμάνσεως. Οὕτω κατὰ τὴν πόλωσιν τοῦ φυσικοῦ φωτὸς ἐξ ἀνακλάσεως αὐτοῦ ἐπὶ τῆς ἀμαυρωθείσης πλακός, ἓν μέρος τοῦ προσπίπτοντος φωτὸς τὸ εὑρίσκομεν εἰς τὴν ἀνακλωμένην πεπολωμένην ἀκτῖνα, τὸ δὲ ὑπόλοιπον ἀπορροφᾶται ἀπὸ τὴν ἀμαυρωθεῖσαν ὀπισθίαν ἐπιφάνειαν τῆς πλακός. Ὅταν ἐπὶ τοῦ ἀναλύτου προσπίπτῃ π ε π ο λ ω μ έ ν ο ν φῶς καὶ ἡ διεύθυνσις τῆς κυμάνσεως εἶναι π.χ. κατὰ τὴν Oz (σχ. 298), τότε ὁ ἀναλύτης ἀφήνει νὰ διέλθῃ μόνον ἡ μία συνιστῶσα τῆς κυμάνσεως αὐτῆς, π.χ. ἡ κατὰ τὴν διεύθυνσιν Ox. Εἶναι εὔκολον νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν ἔντασιν I_ε τῆς ἐξερχομένης ἀκτῖνος, ἂν εἶναι γνωστὴ ἡ ἔντασις I τῆς προσπιπτούσης ἀκτῖνος. 'Εὰν α εἶναι τὸ πλάτος τῆς ταλαντώσεως τῆς προσπιπτούσης κυμάνσεως καὶ φ ἡ γωνία, τὴν ὁποίαν σχηματίζει ἡ διεύθυνσις Ox μὲ τὴν διεύθυνσιν Oz τῆς κυμάνσεως, τότε τὸ πλάτος ταλαντώσεως ἑκάστης τῶν δύο συνιστωσῶν κυμάνσεων εἶναι : $\beta = \alpha \cdot \sigma\upsilon\nu\,\varphi$ καὶ $\gamma = \alpha \cdot \eta\mu\,\varphi$. Γνωρίζομεν ὅτι ἡ ἔντασις τῆς ταλαντώσεως εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τοῦ πλάτους τῆς ταλαντώσεως (τόμ. Α', § 286 α). 'Η ἔντασις κατὰ τὴν διεύθυνσιν Oz τῆς προσπτώσεως εἶναι : $I = k \cdot \alpha^2$, ἐνῷ κατὰ τὴν διεύθυνσιν Ox, κατὰ τὴν ὁποίαν ὁ ἀναλύτης ἐπιτρέπει τὴν διέλευσιν τῆς συνιστώσης κυμάνσεως, εἶναι :



Σχ. 298. 'Ανάλυσις μιᾶς κυμάνσεως εἰς δύο καθέτους συνιστώσας κυμάνσεις.

$$I_\varepsilon = k \cdot \beta^2 = k \cdot \alpha^2 \cdot \sigma\upsilon\nu^2\,\varphi$$

'Απὸ τὴν εὑρεθεῖσαν σχέσιν συνάγεται ἡ ἑπομένη ἐξίσωσις, ἡ ὁποία ἐκφράζει τὸν **νόμον τοῦ Malus :**

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Malus}: \quad I_\varepsilon = I \cdot \sigma\upsilon\nu^2\,\varphi}$$

Οὕτω σύμφωνα μὲ τὸν ἀνωτέρω νόμον τοῦ Malus ἔχομεν :

διὰ	$\varphi = 0^\circ$	$I_\varepsilon = I$	θέσις	I	εἰς	τὸ	σχῆμα	294
διὰ	$\varphi = 90^\circ$	$I_\varepsilon = 0$	»	II	»	»	»	294
διὰ	$\varphi = 180^\circ$	$I_\varepsilon = I$	»	III	»	»	»	294
διὰ	$\varphi = 270^\circ$	$I_\varepsilon = 0$	»	IV	»	»	»	294

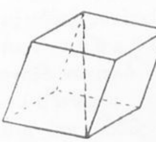
ΔΙΠΛΗ ΔΙΑΘΛΑΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

283. Ὀπτικῶς ἰσότροπα σώματα.— Εἶναι γνωστὸν ὅτι ὀνομάζομεν γενικῶς *ἰσότροπα σώματα* (τόμ. Α', § 345) τὰ σώματα, τὰ ὁποῖα παρουσιάζουν τὰς αὐτὰς φυσικὰς ἰδιότητας καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις. Ἡ *κρυσταλλογραφία* κατατάσσει ὅλους τοὺς κρυστάλλους εἰς *ἑπτὰ κρυσταλλικὰ συστήματα*, ἀναλόγως τοῦ ἀριθμοῦ καὶ τῆς κλίσεως τῶν κρυσταλλογραφικῶν ἀξόνων. Τὰ κρυσταλλικὰ συστήματα εἶναι τὰ ἑξῆς: 1) τὸ *κυβικόν*, 2) τὸ *τριγωνικόν*, 3) τὸ *τετραγωνικόν*, 4) τὸ *ἑξαγωνικόν*, 5) τὸ *ρομβικόν*, 6) τὸ *μονοκλινὲς* καὶ 7) τὸ *τρικλινὲς* σύστημα. Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι:

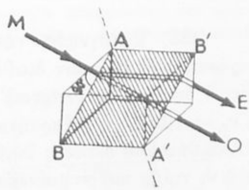
I. Ὅλα τὰ ἄμορφα σώματα καὶ οἱ κρύσταλλοι τοῦ κυβικοῦ συστήματος εἶναι ὀπτικῶς ἰσότροπα σώματα.

II. Οἱ κρύσταλλοι ὅλων τῶν ἄλλων κρυσταλλικῶν συστημάτων, ἐκτὸς τοῦ κυβικοῦ συστήματος, εἶναι ὀπτικῶς ἀνισότροπα σώματα.

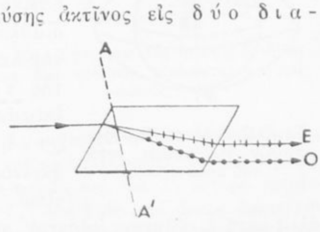
284. Διπλῆ διάθλασις τοῦ φωτός.— Ἡ *ἰσλανδικὴ κρύσταλλος* εἶναι ποικιλία τοῦ ἀσβεστίτου ($CaCO_3$)· εἶναι τελείως διαυγὴς καὶ σχίζεται εὐκόλως δίδουσα ρομβόεδρον, δηλαδὴ στερεὸν τοῦ ὁποίου αἱ ἓξ ἕδραι εἶναι ρόμβοι (σχ. 299). Ἡ ἰσλανδικὴ κρύσταλλος ἀνήκει εἰς τὸ τριγωνικὸν σύστημα. Ἐὰν ἐπὶ τῆς μιᾶς ἕδρας τοῦ ρομβοέδρου ἀφήσωμεν νὰ προσπέσῃ καθέτως *μία* φωτεινὴ ἀκτίς, τότε ἀπὸ τὴν ἀπέναντι ἕδραν ἐξέρχονται *δύο* παράλληλοι φωτειναὶ ἀκτῖνες, ἡ Ο καὶ ἡ Ε (σχ. 300). Τὸ φαινόμενον τοῦτο, κατὰ τὸ ὁποῖον ἐπέρχεται *διχασμὸς* τῆς προσπιπτούσης ἀκτῖνος εἰς *δύο διαθλωμένας* ἀκτῖνας, καλεῖται **διπλῆ διάθλασις** τοῦ φωτός. Ἡ δὲ ἰσλανδικὴ κρύσταλλος, ἡ ὁποία προκαλεῖ τὴν διπλῆν διάθλασιν, καλεῖται *διπλοθλαστικὸν* σῶμα. Ἐκ τῶν δύο διαθλωμένων ἀκτίνων ἡ ἀκτὶς Ο ἐξέρχεται κατὰ τὴν *προέκτασιν* τῆς προσπιπτούσης ἀκτῖνος, διότι ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς Μ προσπίπτει καθέτως ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ ρομβοέδρου. Ἡ ἀκτὶς λοιπὸν Ο *ἀκολουθεῖ* τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως, ὄχι μόνον εἰς τὴν περίπτωσιν καθέτου προσπτώσεως τῆς ἀκτῖνος Μ, ἀλλὰ καὶ δι' οἱανδήποτε ἄλλην γωνίαν προσπτώσεως· διὰ τοῦτο ἡ ἀκτὶς Ο καλεῖται **τακτικὴ ἀκτίς.** Ἀντιθέτως



Σχ. 299. Κρύσταλλος ἀσβεστίτου.



Σχ. 300. Διπλῆ διάθλασις τοῦ φωτός. (Ο τακτικὴ ἀκτίς. Ε ἔκτακτος ἀκτίς.)



Σχ. 301. Ὁλικὴ πόλωσις τῆς τακτικῆς (Ο) καὶ τῆς ἐκτάκτου (Ε) ἀκτῖνος.

ἡ ἀκτὶς Ε δὲν ἀκολουθεῖ τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως καὶ καλεῖται **ἔκτακτος ἀκτίς.**

'Εὰν μὲ ἕνα ἀναλύτην ἐξετάσωμεν τὴν τακτικὴν καὶ τὴν ἔκτακτον ἀκτῖνα, θὰ εὕρωμεν ὅτι καὶ αἱ δύο αὐταὶ ἀκτῖνες εἶναι ὁλικῶς πεπολωμέναι (σχ. 301). Τὰ ἐπίπεδα κραδασμῶν εἰς τὰς δύο αὐτὰς ἀκτῖνας εἶναι κάθετα μεταξύ των. Ὑπάρχει ὅμως μία διεύθυνσις ΑΑ΄, κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ προσπίπτουσα ἐπὶ τῆς ἰσλανδικῆς κρυστάλλου ἀκτὶς ἐξέρχεται χωρὶς νὰ ὑποστῇ διπλῆν διάθλασιν. Ἡ διεύθυνσις αὐτὴ ΑΑ΄ καλεῖται **ὀπτικὸς ἄξων** τοῦ κρυστάλλου. Πᾶν ἐπίπεδον, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος ἢ εἶναι παράλληλον πρὸς αὐτόν, καλεῖται **κυρία τομὴ** τοῦ κρυστάλλου (ἡ γραμμωτὴ ἐπιφάνεια ΑΒΑ΄Β΄ εἰς τὸ σχ. 300). 'Εκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:

I. 'Εὰν φωτεινὴ ἀκτὶς προσπέσῃ ἐπὶ ἰσλανδικῆς κρυστάλλου οὕτως, ὥστε νὰ μὴ εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα, τότε προκύπτουν δύο παράλληλοι διαθλώμεναι ἀκτῖνες, ἡ τακτικὴ καὶ ἡ ἔκτακτος ἀκτίς.

II. Ἡ τακτικὴ ἀκτὶς ἀκολουθεῖ τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως, ἐνῷ ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς δὲν ἀκολουθεῖ τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως.

III. Ἡ τακτικὴ καὶ ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς εἶναι ὁλικῶς πεπολωμέναι, τὰ δὲ ἐπίπεδα κραδασμῶν εἶναι κάθετα μεταξύ των.

IV. Ἡ τακτικὴ καὶ ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς εὑρίσκονται πάντοτε ἐπὶ τῆς αὐτῆς κυρίας τομῆς.

285. Ἑρμηνεία τοῦ φαινομένου τῆς διπλῆς διαθλάσεως.— Αἱ μετρήσεις τῶν δεικτῶν διαθλάσεως τῆς τακτικῆς καὶ τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος ἀπέδειξαν ὅτι ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος ἔχει σταθερὰν τιμὴν ($\nu_O = 1{,}658$), ἀνεξαρτήτως τῆς προσπτώσεως ἐν σχέσει πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα. 'Αντιθέτως ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος ἔχει μεταβλητὴν τιμὴν καὶ κυμαίνεται μεταξὺ μιᾶς μεγίστης τιμῆς ($\nu_E = 1{,}658$) καὶ μιᾶς ἐλαχίστης τιμῆς ($\nu_E = 1{,}486$), ἀναλόγως τῆς προσπτώσεως ὡς πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα. Ἡ μεγίστη τιμὴ τοῦ δείκτου διαθλάσεως ν ἀντιστοιχεῖ εἰς πρόσπτωσιν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος, ἡ δὲ ἐλαχίστη τιμὴ τοῦ δείκτου διαθλάσεως ν ἀντιστοιχεῖ εἰς πρόσπτωσιν κάθετον πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα. 'Εκ τούτου συνάγεται ὅτι ἡ ταχύτης τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος εἶναι σταθερὰ καὶ ἡ ἐπιφάνεια κύματος τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος εἶναι σφαιρικὴ ἐπιφάνεια. Ἡ ταχύτης ὅμως τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος κατὰ μὲν τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος εἶναι ἴση μὲ τὴν ταχύτητα τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος, ἀλλὰ κατὰ διεύθυνσιν κάθετον πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν ταχύτητα τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος. Οὕτω ἡ ἐπιφάνεια κύματος τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος εἶναι ἐλλειψοειδὴς ἐκ περιστροφῆς ἐπιφάνεια. Ὥστε ἡ ἰσλανδικὴ κρύσταλλος εἶναι ὀπτικῶς ἀνισότροπον σῶμα.

Σχ. 302. Διάδοσις δύο φωτεινῶν κυμάνσεων ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου.

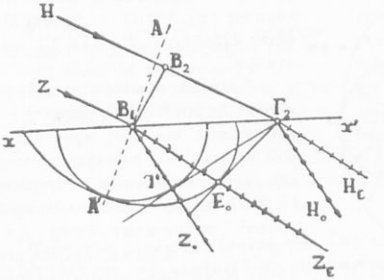
'Εὰν ἓν σημεῖον Β τοῦ κρυστάλλου γίνῃ κέντρον φωτεινῶν κυμάνσεων, τότε σχηματίζεται πέριξ τοῦ σημείου Β μία σφαιρικὴ ἐπιφάνεια κύματος, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν τακτικὴν ἀκτῖνα, καὶ μία ἐλλειψοειδὴς ἐκ περιστροφῆς ἐπιφάνεια κύματος, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν ἔκτακτον ἀκτῖνα (σχ. 302). Ἐπειδὴ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος ἡ ταχύτης καὶ τῶν δύο ἀκτίνων εἶναι ἡ αὐτή, αἱ δύο ἐπιφάνειαι κύματος πρέπει νὰ ἐφάπτωνται εἰς δύο σημεῖα Α καὶ Α΄ μιᾶς εὐθείας ΑΑ΄, ἡ ὁποία εἶναι παράλληλος πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα:

I. Ἡ διπλῆ διάθλασις τοῦ φωτὸς εἶναι ἀποτέλεσμα ὀπτικῆς ἀνισοτροπίας.

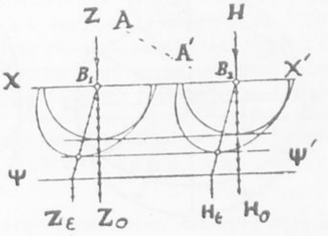
II. Ἡ ταχύτης διαδόσεως τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος εἶναι σταθερά, ἐνῶ ἡ ταχύτης διαδόσεως τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος εἶναι διάφορος κατὰ τὰς διαφόρους διευθύνσεις.

III. Κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος ἡ τακτικὴ καὶ ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς ἔχουν τὴν αὐτὴν ταχύτητα διαδόσεως.

* Εἰς τὸ σχῆμα 303 ἑρμηνεύεται ἡ διπλῆ διάθλασις σύμφωνα μὲ τὴν θεωρίαν τῶν κυμάνσεων. Μία δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων ΖΗ προσπίπτει πλαγίως ἐπὶ τῆς ἕδρας xx΄ τοῦ κρυστάλλου, ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος. Τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος εἶναι μία κυρία τομή, διότι περιέχει τὸν ὀπτικὸν ἄξονα ΑΑ΄. Ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τῆς κυρίας τομῆς (δηλαδὴ εἰς τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος) εὑρίσκεται ἡ προσπίπτουσα δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων ΖΗ. Ἕως ὅτου φθάσῃ ἡ ἐκ τοῦ B_2 κύμανσις εἰς τὸ σημεῖον Γ_2 τῆς ἐπιφανείας xx΄, ἡ ἐκ τοῦ B_1 κύμανσις ἔχει σχηματίσει ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου δύο ἐπιφανείας κύματος, μίαν σφαιρικὴν ἐπιφάνειαν καὶ μίαν ἐλλειψοειδῆ ἐκ περιστροφῆς ἐπιφάνειαν, αἱ ὁποῖαι ἐφάπτονται κατὰ



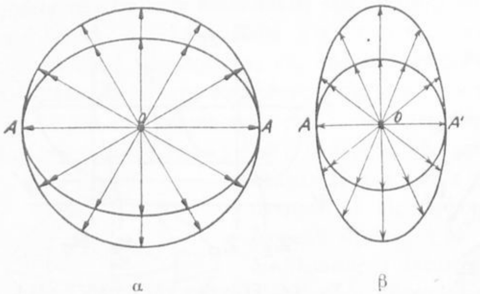
Σχ. 303. Ἐξήγησις τῆς διπλῆς διαθλάσεως διὰ πλαγίαν πρόσπτωσιν τοῦ φωτός.



Σχ. 304. Ἐξήγησις τῆς διπλῆς διαθλάσεως διὰ κάθετον πρόσπτωσιν τοῦ φωτός.

τὸν πόλον Α΄ τῆς σφαιρικῆς ἐπιφανείας. Τὸ σημεῖον Α΄ καθορίζεται ἀπὸ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος. Αἱ σφαιρικαὶ ἐπιφάνειαι καθὼς καὶ αἱ ἐλλειψοειδεῖς ἐκ περιστροφῆς ἐπιφάνειαι κύματος, αἱ προερχόμεναι ἀπὸ τὰ μεταξὺ τοῦ B_1 καὶ τοῦ Γ_2 κέντρα κυμάνσεων, ἔχουν ἀντιστοίχως κοινὰ ἐφαπτόμενα ἐπίπεδα $\Gamma_2 T$ καὶ $\Gamma_2 E_0$, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὰς ἐπιφανείας κύματος τῆς τακτικῆς καὶ τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος. Ἡ προσπίπτουσα δέσμη ἀκτίνων διαχωρίζεται λοιπὸν εἰς μίαν τακτικὴν δέσμην ($Z_O H_O$) καὶ εἰς μίαν ἔκτακτον δέσμην ($Z_E H_E$). Μόνον ἡ πρώτη δέσμη ἀκολουθεῖ τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως. Ἐπομένως πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι εἰς τὴν τακτικὴν ἀκτῖνα οἱ κραδασμοὶ γίνονται καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῆς κυρίας τομῆς, εἰς δὲ τὴν ἔκτακτον ἀκτῖνα γίνονται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τῆς κυρίας τομῆς. Ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς τότε μόνον εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τῆς προσπτώσεως, ἐὰν τοῦτο εἶναι μία κυρία τομή, ἄλλως ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς εὑρίσκεται ἐκτὸς τοῦ ἐπιπέδου προσπτώσεως· ὥστε ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς δὲν ἀκολουθεῖ γενικῶς τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως. Εἰς τὸ σχῆμα 304 φαίνεται ὅτι ἡ δέσμη τῶν παραλλήλων ἀκτίνων ΖΗ προσπίπτει καθέτως ἐπὶ τῆς ἕδρας xx΄ τοῦ κρυστάλλου· τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος εἶναι πάλιν μία κυρία τομή. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ ἕδρα xx΄ εἶναι μία ἐπιφάνεια κύματος τῆς προσπιπτούσης δέσμης. 'Από τὰ σημεῖα τῆς ἐπιφανείας αὐτῆς ἀναχωροῦν συγχρόνως τὰ δύο εἴδη στοιχειωδῶν κυμάνσεων· τόσον αἱ σφαιρικαὶ ἐπιφάνειαι κύματος, ὅσον καὶ αἱ ἐλλειψοειδεῖς ἐκ περιστροφῆς ἐπιφάνειαι κύματος ἀποτελοῦν ἀντιστοίχως μίαν κοινὴν ἐπιφάνειαν κύματος παράλληλον πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν xx΄. 'Επομένως καὶ ἡ ἄλλη ἕδρα ψψ΄ τοῦ κρυστάλλου, ἡ ὁποία εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν ἕδραν xx΄, εἶναι μία ἐπιφάνεια κύματος καὶ διὰ τὰς δύο διαθλωμένας δέσμας. Οὕτω καθεμία προσπίπτουσα ἀκτὶς (π.χ. ἡ ZB_1) διαχωρίζεται εἰς μίαν τακτικὴν ἀκτῖνα Z_O, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ κρυστάλλου χωρὶς νὰ ὑποστῇ ἐκτροπήν, καὶ εἰς μίαν ἔκτακτον ἀκτῖνα Z_E, ἡ ὁποία ὑπέστη παράλληλον μετατόπισιν. 'Εὰν τώρα στρέψωμεν τὸν κρύσταλλον περὶ τὴν ZB_1 ὡς ἄξονα, τότε καὶ τὸ ἐλλειψοειδὲς στρέφεται περὶ τὸ B_1 καὶ περὶ τὸν αὐτὸν ἄξονα· ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς Z_E διαγράφει τὴν ἐπιφάνειαν κυλίνδρου, ὁ ὁποῖος ἔχει ἄξονα τὴν ZB_1.

286. Μονάξονες καὶ διάξονες κρύσταλλοι.— Διὰ τὴν ἔρευναν τοῦ φαινομένου τῆς διπλῆς διαθλάσεως ἰδιαιτέρως κατάλληλος εἶναι ἡ ἰσλανδικὴ κρύσταλλος, διότι εἰς αὐτὴν ὁ λόγος τῶν ταχυτήτων τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος καθέτως καὶ παραλλήλως πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα εἶναι ἀρκετὰ μεγάλος. Εἰς τὴν ἰσλανδικὴν κρύσταλλον ἡ ἐλλειψοειδὴς ἐκ περιστροφῆς ἐπιφάνεια κύματος περιβάλλει τὴν σφαιρικὴν ἐπιφάνειαν κύματος (σχ. 305 β)· οἱ κρύσταλλοι οὗτοι καλοῦνται ἀρνητικοὶ κρύσταλλοι. 'Αντιθέτως εἰς ἄλλους κρυστάλλους, ὅπως π.χ. τὸν χαλαζίαν, ἡ σφαιρικὴ ἐπιφάνεια κύματος περιβάλλει τὴν ἐλλειψοειδῆ ἐκ περιστροφῆς ἐπιφάνειαν κύματος (σχ. 305 α)· οἱ κρύσταλλοι οὗτοι καλοῦνται θετικοὶ κρύσταλλοι.

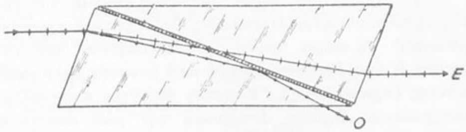


Σχ. 305. 'Εξήγησις τῆς διπλῆς διαθλάσεως εἰς μονάξονα κρύσταλλον.
(α θετικός, β ἀρνητικὸς κρύσταλλος.)

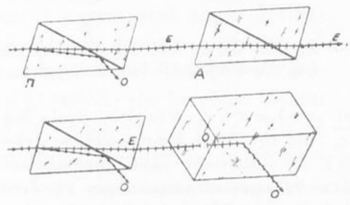
"Ολα τὰ ἀνωτέρω φαινόμενα τῆς διπλῆς διαθλάσεως παρατηροῦνται γενικῶς εἰς τοὺς κρυστάλλους τοῦ τριγωνικοῦ, τοῦ τετραγωνικοῦ καὶ τοῦ ἑξαγωνικοῦ συστήματος (§ 283). Οἱ κρύσταλλοι τῶν τριῶν τούτων συστημάτων ἔχουν ἕνα ὀπτικὸν ἄξονα, δηλαδὴ μίαν μόνον διεύθυνσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν δὲν συμβαίνει διπλῆ διάθλασις· οἱ κρύσταλλοι αὐτοὶ καλοῦνται **μονάξονες κρύσταλλοι.** Εἰς τοὺς κρυστάλλους τοῦ ρομβικοῦ, τοῦ μονοκλινοῦς καὶ τοῦ τρικλινοῦς συστήματος ὑπάρχουν δύο ὀπτικοὶ ἄξονες καὶ διὰ τοῦτο οἱ κρύσταλλοι αὐτοὶ καλοῦνται **διάξονες κρύσταλλοι.** Εἰς τοὺς διάξονας δηλαδὴ κρυστάλλους ὑπάρχουν δύο διευθύνσεις, κατὰ τὰς ὁποίας δὲν συμβαίνει διπλῆ διάθλασις. Καθ' οἱανδήποτε ἄλλην διεύθυνσιν συμβαίνει διπλῆ διάθλασις, ἀλλὰ καμμία ἐκ τῶν διαθλωμένων ἀκτίνων δὲν ἀκολουθεῖ τὸν νόμον τῆς διαθλάσεως.

287. Πολωτικαὶ συσκευαί.—'Επειδὴ οἱ διπλοθλαστικοὶ κρύσταλλοι δίδουν δύο τελείως πεπολωμένας ἀκτῖνας, διὰ τοῦτο οἱ κρύσταλλοι οὗτοι χρησιμοποιοῦνται ὡς **πολωτικαὶ συσκευαί.**

α) *Πρῖσμα* Nicol.— Τὸ π ρ ῖ σ μ α N i c o l (ἢ ἁπλούστερον nicol) εἶναι ἀρκετὰ ἐπιμήκης κρύσταλλος ἰσλανδικῆς κρυστάλλου, ὁ ὁποῖος ἔχει κοπῆ εἰς δύο δι' ἑνὸς ἐπιπέδου καθέτου πρὸς μίαν κυρίαν τομὴν (σχ. 306). Τὰ δύο αὐτὰ ἡμίση τοῦ κρυστάλλου ἔχουν ἔπειτα συγκολληθῆ μὲ λεπτὸν στρῶμα καναδικοῦ βαλσάμου. Ὅταν μία ἀκτὶς φυσικοῦ φωτὸς προσπίπτῃ ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου παραλλήλως πρὸς τὰς πλευρικὰς ἀκμάς του, τότε ἡ τακτικὴ ἀκτὶς ὑφίσταται ὁλικὴν ἀνάκλασιν ἐπὶ τοῦ καναδικοῦ βαλσάμου καὶ διευθύνεται πρὸς τὰ πλάγια, ὅπου καὶ ἀπορροφᾶται. Οὕτω ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν κρύσταλλον μόνον ἡ ἔ κ τ α κ τ ο ς ἀ κ τ ὶ ς κατὰ διεύθυνσιν παράλληλον πρὸς τὴν προσπίπτουσαν ἀκτῖνα. Ἡ ἐ ξ ε ρ χ ο μ έ ν η ἔ κ τ α κ τ ο ς ἀ κ τ ὶ ς εἶ ν α ι ὁ λ ι κ ῶ ς π ε π ο λ ω μ έ ν η, τὸ δὲ ἐ π ί π ε δ ο ν κ ρ α δ α σ μ ῶ ν σ υ μ π ί π τ ε ι μ ὲ τ ὴ ν κ υ ρ ί α ν τ ο μ ή ν. Ἂς λάβωμεν τώρα δύο πρίσματα Nicol, τὰ ὁποῖα τοποθετοῦμεν οὕτως, ὥστε οἱ κατὰ μῆκος ἄξονες αὐτῶν νὰ συμπίπτουν (σχ. 307). Ἐπὶ τοῦ πρώτου πρίσματος Π, (π ο λ ω τ ὴ ς) προσπίπτει λεπτὴ δέσμη ἀκτίνων φυσικοῦ μονοχρωματικοῦ φωτός. Ἐπὶ τοῦ δευτέρου πρίσματος Α (ἀ ν α λ ύ τ η ς) προσπίπτει τότε δέσμη ὁλικῶς πεπολωμένη. Στρέφομεν τὸν ἀναλύτην περὶ τὸν ἄξονα τοῦ συστήματος. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἔντασις τῆς ἐξερχομένης ἀπὸ τὸν ἀναλύτην δέσμης μεταβάλλεται. Ἡ ἔντασις αὐτῆς ἔχει τὴν μ ε γ ί σ τ η ν τιμήν, ὅταν αἱ κύριαι τομαὶ τῶν δύο πρισμάτων εἶναι παράλληλοι, καὶ τὴν ἐ λ α χ ί σ τ η ν τιμήν, ὅταν αἱ κύριαι τομαὶ εἶναι κάθετοι· εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν τὰ ἐπίπεδα κραδασμῶν τοῦ πολωτοῦ καὶ τοῦ ἀναλύτου εἶναι παράλληλα (n i c o l π α ρ ά λ λ η λ α), ἐνῶ εἰς τὴν δευτέραν περίπτωσιν τὰ ἐπίπεδα κραδασμῶν εἶναι κάθετα μεταξύ των (n i c o l δ ι α σ τ α υ ρ ω μ έ ν α). Ἀπὸ τὸ πείραμα τοῦτο εὑρίσκεται ὅτι:



Σχ. 306. Τομὴ ἑνὸς πρίσματος Nicol. (Ο τακτική, Ε ἔκτακτος ἀκτίς.)



Σχ. 307. Δύο πρίσματα Nicol χρησιμοποιούμενα τὸ ἓν ὡς πολωτὴς (Π) καὶ τὸ ἄλλο ὡς ἀναλύτης (Α). (α πρίσματα Nicol παράλληλα. β τὰ πρίσματα Nicol διασταυρωμένα.)

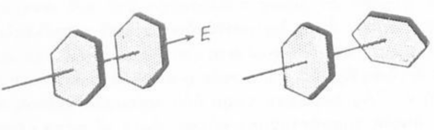
Ἡ ἔντασις (I_E) τῆς ἐξερχομένης ἀπὸ τὸν ἀναλύτην δέσμης εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τοῦ συνημιτόνου τῆς γωνίας α, τὴν ὁποίαν σχηματίζουν μεταξύ των αἱ κύριαι τομαὶ τῶν δύο πρισμάτων.

$$I_E = I \cdot \text{συν}^2 \alpha$$

Διὰ $\alpha = 0^o$ (nicol παράλληλα) ἡ ἔντασις ἔχει τὴν μ ε γ ί σ τ η ν τιμήν: $I_E = I$· διὰ $\alpha = 90^o$ (nicol διασταυρωμένα) ἡ ἔντασις ἔχει τὴν ἐ λ α χ ί σ τ η ν τιμήν.

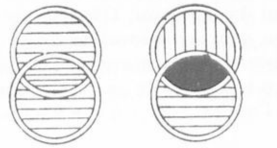
β) *Πλακίδια τουρμαλίνου.*— Ὁ τ ο υ ρ μ α λ ί ν η ς εἶναι ὀρυκτὸν ἀπαντώμενον ὑπὸ μορφὴν κρυστάλλων ἐρυθροῦ ἢ πρασίνου χρώματος. Ἓν πλακίδιον τουρμαλίνου, τὸ ὁποῖον ἔχει κοπῆ καθέτως πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα καὶ ἔχει πάχος 2 mm, παρουσιάζει τὴν ἑξῆς ἰδιότητα: ὅταν μία ἀκτὶς φυσικοῦ φωτὸς προσπέσῃ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ πλακιδίου, τοῦτο ἀπορροφᾷ τὴν τ α κ τ ι κ ὴ ν ἀκτῖνα καὶ ἀφήνει νὰ διέλθῃ μόνον ἡ ἔ κ τ α κ τ ο ς ἀκτίς, ἡ ὁποία εἶναι ὁλικῶς πεπολωμένη. Τὸ ἐπίπεδον κραδασμῶν εἶναι παράλληλον πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα. Οὕτω τὸ πλακίδιον τοῦτο ἀποτελεῖ ἕνα π ο λ ω τ ή ν. Ἓν ὅμοιον δεύτερον πλακίδιον δύναται νὰ χρησιμοποιηθῇ ὡς ἀ ν α λ ύ τ η ς. Ὅταν τὰ δύο πλακίδια εἶναι διασταυρωμένα, τότε ἀπὸ τὸν ἀναλύτην δὲν ἐξέρχεται διόλου φῶς· ἐνῶ ὅταν τὰ δύο πλακίδια εἶναι παράλληλα, ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν ἀναλύτην ἡ προσπίπτουσα ἐπ' αὐτοῦ πεπολωμένη δέσμη (σχ. 308).

γ) ***Πολωτικὸν σῶμα*** (polaroid).— Διὰ τὴν εὔκολον παραγωγὴν πεπολωμένου φωτὸς χρησιμοποιεῖται τελευταίως ἓν τεχνητῶς παρασκευαζόμενον σῶμα, τὸ ὁποῖον ἐκλήθη polaroid. Τὸ σῶμα τοῦτο κατασκευάζεται ὑπὸ μορφὴν πολὺ λεπτοῦ στρώματος, τοῦ ὁποίου ἡ ὕλη ἔχει διαποτισθῆ ἀπὸ μικροὺς βελονοειδεῖς κρυστάλλους μιᾶς ἑνώσεως τῆς κινίνης (ἐραπαθίτης). Ἕκαστος τοιοῦτος κρύσταλλος συμπεριφέρεται ὅπως ἓν πλακίδιον τουρμαλίνου, δηλαδὴ ἀπορροφᾷ τὴν μίαν ἀκτῖνα καὶ ἀφήνει νὰ διέλθῃ μόνον ἡ ἄλλη ἀκτίς, ἡ ὁποία εἶναι σχεδὸν ὁλικῶς πεπολωμένη. Οἱ κρύσταλλοι οὗτοι ἁπλώνονται οὕτως, ὥστε οἱ ἄξονές των νὰ εἶναι παράλληλοι. Τὸ πολωτικὸν σῶμα τοποθετεῖται μεταξὺ δύο



α β

Σχ. 308. Πλακίδια τουρμαλίνου.
(α παράλληλα, β διασταυρωμένα.)



α β

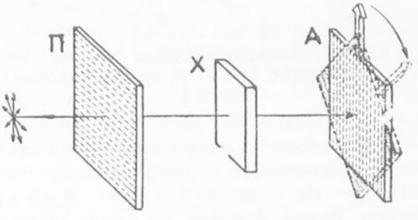
Σχ. 309. Δίσκοι ἀπὸ πολωτικὸν σῶμα.
(α παράλληλοι, β διασταυρωμένοι.)

λεπτῶν ὑαλίνων πλακῶν· ἡ διάταξις αὐτὴ ἀποτελεῖ π ο λ ω τ ή ν. Μία ἄλλη ὁμοία διάταξις δύναται νὰ χρησιμοποιηθῇ ὡς ἀ ν α λ ύ τ η ς. Εἰς τὴν θέσιν διασταυρώσεως ἐπέρχεται κατάργησις τοῦ διερχομένου φωτὸς (σχ. 309). Τὸ πολωτικὸν σῶμα χρησιμοποιεῖται εἰς πολλὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς καὶ εἰδικῶς ὅταν θέλωμεν νὰ μετριάσωμεν τὴν ἔντασιν τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον εἰσέρχεται εἰς τὸν ὀφθαλμόν μας. Οὕτω οἱ φάροι τῶν αὐτοκινήτων καὶ ἡ ὑαλίνη πλάξ, διὰ μέσου τῆς ὁποίας βλέπει ὁ ὁδηγός, φέρουν πολωτικὸν σῶμα (πολωτής), τοῦ ὁποίου ὁ ἄξων σχηματίζει γωνίαν 45° μὲ τὸ ὁριζόντιον ἐπίπεδον. Εἰς ὅλα τὰ αὐτοκίνητα ἡ γωνία α εἶναι ἡ ἰδία καὶ κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν. Κατὰ τὴν διασταύρωσιν δύο ἀντιθέτως κινουμένων αὐτοκινήτων, ἡ ἔμπροσθεν τοῦ ὁδηγοῦ ὑαλίνη πλὰξ λειτουργεῖ ὡς ἀναλύτης διὰ τὸ πεπολωμένον φῶς τῶν φάρων τοῦ ἄλλου αὐτοκινήτου καὶ δὲν ἀφήνει νὰ διέλθῃ διὰ τῆς πλακὸς τὸ φῶς τοῦτο· διότι οἱ ἄξονες πολωτοῦ καὶ ἀναλύτου εἶναι κάθετοι. Οὕτω ἀποφεύγεται ἡ ἐνόχλησις ἑκάστου ὁδηγοῦ ἀπὸ τὸ φῶς τῶν φάρων τοῦ ἄλλου αὐτοκινήτου.

288. Στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου κραδασμῶν εἰς τὸ πεπολωμένον φῶς.— Οἱ κρύσταλλοι τοῦ χαλαζίου ἀνήκουν εἰς τὸ ἑξαγωνικὸν σύστημα. Λαμβάνομεν πλακίδιον χαλαζίου, τὸ ὁποῖον ἔχει ἀποκοπῆ οὕτως, ὥστε αἱ δύο παράλληλοι ἐπιφάνειαι αὐτοῦ νὰ εἶναι κ ά θ ε τ ο ι πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα τοῦ κρυστάλλου. Δύο πρίσματα Nicol εὑρίσκονται εἰς τὴν θέσιν διασταυρώσεως καὶ ἐπὶ τοῦ πολωτοῦ προσπίπτει ἀκτὶς μ ο ν ο χ ρ ω μ α τ ι κ ο ῦ φωτός· τότε διὰ τοῦ ἀναλύτου δ ὲ ν δ ι έ ρ χ ε τ α ι φῶς. Μεταξὺ τῶν δύο πρισμάτων τοποθετοῦμεν τὸ ἀνωτέρω πλακίδιον τοῦ χαλαζίου (σχ. 310). Παρατηροῦμεν ὅτι διὰ τοῦ ἀναλύτου δ ι έ ρ χ ε τ α ι φῶς, ἂν καὶ τὰ ἐπίπεδα κραδασμῶν τοῦ πολωτοῦ καὶ τοῦ ἀναλύτου εἶναι κάθετα. Διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν τὴν κατάργησιν τοῦ διερχομένου ἀπὸ τὸν ἀναλύτην φωτός, πρέπει νὰ σ τ ρ έ ψ ω μ ε ν τὸν ἀναλύτην περὶ τὸν ἄξονα τοῦ συστήματος κατὰ μίαν ὡρισμένην γωνίαν ω. Τὸ πείραμα τοῦτο ἑρμηνεύεται, μόνον ἂν δεχθῶμεν ὅτι τὸ πλακίδιον τοῦ χαλαζίου προκαλε στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου κραδασμῶν τοῦ πεπολωμένου φωτὸς κατὰ μίαν ὡρισμένην γωνίαν ω. Ἐκ τῶν μετρήσεων εὑρέθη ὅτι ἡ γωνία αὐτὴ ω εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ πάχος τοῦ πλακιδίου καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας. Οὕτω εἰς πλακίδιον χαλαζίου πάχους 1 mm εἶναι:

διὰ	$\lambda = 0{,}760\,\mu$	(ἐρυθρὸν)	$\omega = 12{,}67^\circ$
»	$\lambda = 0{,}589\,\mu$	(πορτοκαλλόχρουν)	$\omega = 21{,}70^\circ$
»	$\lambda = 0{,}550\,\mu$	(κίτρινον)	$\omega = 24^\circ$
»	$\lambda = 0{,}431\,\mu$	(ἰῶδες)	$\omega = 42{,}60^\circ$

Εἰς μερικὰ δείγματα χαλαζίου ἡ φορὰ τῆς στροφῆς γίνεται, διὰ τὸν παρατηρητὴν ὁ ὁποῖος δέχεται τὸ ἐκ τοῦ ἀναλύτου ἐξερχόμενον φῶς, κατὰ τὴν φορὰν τῶν δεικτῶν τοῦ ὡρολογίου· εἰς ἄλλα ὅμως δείγματα χαλαζίου ἡ στροφὴ γίνεται κατὰ φορὰν ἀντίθετον. Εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν ὁ χαλαζίας λέγεται δεξιόστροφος, ἐνῶ εἰς τὴν δευτέραν λέγεται ἀριστερόστροφος. Εἰς τὰ δύο αὐτὰ εἴδη χαλαζίου αἱ στροφαὶ εἶναι κατ' ἀπόλυτον τιμὴν ἴσαι, διὰ πλακίδια τοῦ αὐτοῦ πάχους. Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:



Σχ. 310. Στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου κραδασμῶν ἀπὸ πλακίδιον χαλαζίου (Χ).

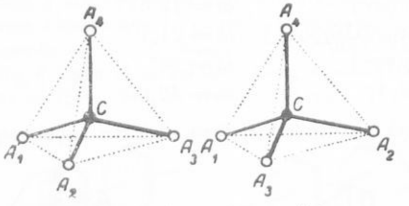
I. Ὅταν μονόχρουν πεπολωμένον φῶς διέρχεται διὰ πλακιδίου χαλαζίου (ἀποκοπέντος καθέτως πρὸς τὸν ὀπτικὸν ἄξονα), συμβαίνει στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου κραδασμῶν.

II. Ἡ στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου κραδασμῶν εἶναι ἀνάλογος τοῦ πάχους τοῦ πλακιδίου καὶ κατὰ προσέγγισιν ἀντιστρόφως ἀνάλογος τοῦ τετραγώνου τοῦ μήκους κύματος τοῦ φωτός.

III. Ὑπάρχουν δύο εἴδη χαλαζίου, ὁ δεξιόστροφος καὶ ὁ ἀριστερόστροφος, εἰς τὰ ὁποῖα ἡ στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου κραδασμῶν εἶναι ἀντιθέτου φορᾶς, ἀλλὰ κατ' ἀπόλυτον τιμὴν ἴση.

Ἐπὶ τοῦ πλακιδίου τοῦ χαλαζίου ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ πεπολωμένον λευκὸν φῶς. Τότε τὸ ἐπίπεδον κραδασμῶν ἑκάστης ἀκτινοβολίας ὑφίσταται διαφορετικὴν στροφήν. Εἰς τὸ ἐξερχόμενον ἀπὸ τὸ πλακίδιον τοῦ χαλαζίου φῶς τὰ ἐπίπεδα κραδασμῶν τῶν διαφόρων ἀκτινοβολιῶν τοῦ λευκοῦ φωτὸς σχηματίζουν δέσμην ἐπιπέδων. Στρέφοντες τὸν ἀναλύτην παρατηροῦμεν ὅτι τὸ χρῶμα τοῦ ἐξερχομένου φωτὸς μεταβάλλεται συνεχῶς, χωρὶς ὅμως ποτὲ νὰ γίνῃ λευκόν.

289. Ὀπτικῶς ἐνεργὰ σώματα.— Ἐκτὸς τοῦ χαλαζίου ὑπάρχουν πολλὰ ἄλλα σώματα, τὰ ὁποῖα προκαλοῦν στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου κραδασμῶν τοῦ πεπολωμένου φωτός. Τὰ σώματα, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν ἀνωτέρω σ τ ρ ο φ ι κ ὴ ν ἱ κ α ν ό τ η τ α, καλοῦνται **ὀπτικῶς ἐνεργὰ** σώματα καὶ διαιροῦνται εἰς δύο μεγάλας κατηγορίας. Ὁ χαλαζίας, τὸ χλωρικὸν νάτριον, τὸ κινάβαρι κ.ἄ. εἶναι ὀπτικῶς ἐνεργὰ σώματα, μόνον ὅταν εὑρίσκωνται εἰς κρυσταλλικὴν κατάστασιν· ἡ στροφικὴ ἱκανότης των ἐξαφανίζεται, ὅταν καταστραφῇ ἡ κρυσταλλικὴ κατασκευὴ διὰ τήξεως ἢ διὰ διαλύσεως αὐτῶν. Διὰ τοῦτο λέγομεν ὅτι τὰ σώματα αὐτῆς τῆς κατηγορίας ἔχουν κ ρ υ σ τ α λ λ ι κ ὴ ν σ τ ρ ο φ ι κ ὴ ν ἱ κ α ν ό τ η τ α. Ἀντιθέτως ἡ γλυκόζη, τὸ καλαμοσάκχαρον, τὸ τρυγικὸν ὀξὺ καὶ ἄλλα σώματα παρουσιάζουν στροφικὴν ἱκανότητα εἴτε εὑρίσκονται εἰς στερεὰν κατάστασιν, εἴτε ἐν διαλύσει· ἡ στροφικὴ ἱκανότης των εἶναι λοιπὸν ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν κρυσταλλικὴν κατασκευὴν καὶ ἀναφέρεται εἰς τὴν κατασκευὴν τοῦ μορίου των. Διὰ τοῦτο λέγομεν ὅτι τὰ σώματα τῆς κατηγορίας αὐτῆς ἔχουν μ ο ρ ι α κ ὴ ν σ τ ρ ο φ ι κ ὴ ν ἱ κ α ν ό τ η τ α. Κρυσταλλικὴν στροφικὴν ἱκανότητα παρουσιάζουν οἱ κρύσταλλοι, οἱ ὁποῖοι ἔχουν κάποιαν ἀ σ ύ μ μ ε τ ρ ο ν κ α τ α σ κ ε υ ὴ ν (π.χ. ἕνεκα τῆς ὑπάρξεως ὡρισμένων πλαγίων ἑδρῶν). Ἀντιστοίχως μοριακὴν στροφικὴν ἱκανότητα παρουσιάζουν αἱ ὀργανικαὶ ἑνώσεις, αἱ ὁποῖαι εἰς τὸ μόριόν των ἔχουν ἀ σ ύ μ μ ε τ ρ ο ν ἄ τ ο μ ο ν ἄ ν θ ρ α κ ο ς, δηλαδὴ ἄτομον ἄνθρακος τοῦ ὁποίου αἱ τέσσαρες μονάδες συγγενείας ἔχουν κορεσθῆ διὰ τεσσάρων διαφορετικῶν ἀτόμων ἢ ριζῶν (σχ. 311).



Σχ. 311. Ἀσύμμετρον ἄτομον ἄνθρακος. (α δεξιόστροφος ἕνωσις. β ἀριστερόστροφος ἕνωσις.)

290. Εἰδικὴ στροφικὴ ἱκανότης.— Καλεῖται γενικῶς ἐ π ί π ε δ ο ν π ο λ ώ σ ε ω ς τὸ ἐπίπεδον, τὸ ὁποῖον εἶναι κ ά θ ε τ ο ν πρὸς τὸ ἐπίπεδον κραδασμῶν. Ἐκ τῶν διαφόρων μετρήσεων εὑρέθη ὅτι ἡ στροφὴ ω τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν ὀπτικῶς ἐνεργῶν μορίων, τὰ ὁποῖα συναντᾷ τὸ φῶς· δηλαδὴ ἡ στροφὴ ω εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ μ ῆ κ ο ς l καὶ τὴν π υ κ ν ό τ η τ α d τοῦ ἐνεργοῦ σώματος:

$$\omega = \alpha \cdot l \cdot \mathrm{d} \qquad (1)$$

ὅπου α εἶναι συντελεστὴς ἐξαρτώμενος ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ σώματος· Ὁ συντελεστὴς α καλεῖται ε ἰ δ ι κ ὴ σ τ ρ ο φ ι κ ὴ ἱ κ α ν ό τ η ς τοῦ σώματος καὶ παριστᾷ τὴν στροφήν, τὴν ὁποίαν παρουσιάζει τὸ σῶμα, ὅταν τοῦτο ληφθῇ ὑπὸ πάχος ἴσον μὲ τὴν μονάδα ($l = 1$) καὶ ὑπὸ τοιαύτην κατάστασιν, ὥστε νὰ ἔχῃ πυκνότητα ἴσην μὲ τὴν μονάδα ($\mathrm{d} = 1$). Ἐὰν διαλύσωμεν m γραμμάρια τοῦ ἐνεργοῦ σώματος ἐντὸς ἑνὸς ἀνενεργοῦ ὑγροῦ, τότε τὰ μόρια τοῦ ἐνεργοῦ σώματος ἀπομακρύνονται τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο. Ὁ τύπος (1) ἐξακολουθεῖ νὰ ἰσχύῃ, ὑπὸ τὸν ὅρον ὅτι ὡς πυκνότητα τοῦ ἐνεργοῦ σώματος θὰ λάβωμεν τὸ πηλίκον τῆς μάζης m τοῦ ἐνεργοῦ σώματος πρὸς τὸν ὄγκον V τοῦ διαλύματος. Ὁ τύπος (1) γράφεται λοιπὸν ὡς ἑξῆς:

$$\omega = \alpha \cdot l \cdot \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{V}} \qquad (2)$$

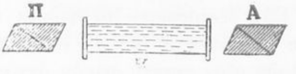
Συμβατικῶς τὸ l μετρεῖται εἰς δεκατόμετρα (dm). Ἐὰν εἰς τὸν τύπον (2) θέσωμεν $l = 1$ dm, $\mathrm{m} = 1$ gr καὶ $\mathrm{V} = 1\ \mathrm{cm}^3$, εὑρίσκομεν: $\alpha = \omega$. Ὥστε:

> ***Ἡ εἰδικὴ στροφικὴ ἱκανότης ἑνὸς διαλύματος εἶναι ἡ στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως, τὴν ὁποίαν προκαλεῖ μία στήλη τοῦ διαλύματος ἔχουσα μῆκος*** 1 dm ***καὶ περιέχουσα*** 1 gr ***τοῦ ὀπτικῶς ἐνεργοῦ σώματος ἐντὸς*** $1\ \mathrm{cm}^3$ ***τοῦ διαλύματος.***

Π α ρ ά δ ε ι γ μ α.— Διάλυμα σακχάρου ἔχει ὄγκον $\mathrm{V} = 100\ \mathrm{cm}^3$ καὶ σχηματίζει στήλην μήκους $l = 2$ dm. Τὸ διάλυμα παρουσιάζει στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως ἴσην μὲ $\omega = 21{,}7^o$. Ἐὰν ἡ εἰδικὴ στροφικὴ ἱκανότης τοῦ διαλύματος εἶναι $\alpha = 66{,}5^o$, δυνάμεθα νὰ εὕρωμεν πόση μᾶζα σακχάρου ὑπάρχει ἐντὸς τοῦ διαλύματος. Οὕτω ἀπὸ τὸν τύπον (2) εὑρίσκομεν:

$$m = \frac{\omega \cdot V}{\alpha \cdot l} = \frac{21{,}7}{66{,}5} \cdot \frac{100}{2} = 16{,}29 \text{ gr}$$

291. Σακχαρόμετρα.— Διὰ νὰ ὑπολογίζωμεν εὔκολα τὴν μᾶζαν τοῦ σακχάρου, ἡ ὁποία περιέχεται ἐντὸς ἑνὸς διαλύματος, χρησιμοποιοῦμεν εἰδικὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **σακχαρόμετρα.** Μὲ τὰ σακχαρόμετρα εὑρίσκομεν τὴν μᾶζαν m τοῦ σακχάρου ἀπὸ τὸν γνωστὸν τύπον $\omega = \alpha \cdot l \cdot m/V$, ἂν μετρήσωμεν τὴν στροφὴν ω τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως, τὴν ὁποίαν προκαλεῖ τὸ διάλυμα τοῦτο. Τὸ σακχαρόμετρον ἀποτελεῖται ἀπὸ πολωτὴν καὶ ἀναλύτην, μεταξὺ δὲ αὐτῶν τοποθετεῖται τὸ διάλυμα· τοῦτο ἔχει ὄγκον 100 cm^3 καὶ περιέχεται ἐντὸς κυλίνδρου Κ, ὁ ὁποῖος ἔχει μῆκος 2 dm καὶ κλείεται εἰς τὰ ἄκρα του μὲ δύο ὑαλίνας πλάκας (σχ. 312). Πρὸ τῆς τοποθετήσεως τοῦ διαλύματος μεταξὺ τοῦ πολωτοῦ καὶ τοῦ ἀναλύτου, οὗτοι εὑρίσκοντο εἰς τὴν θέσιν τῆς διασταυρώσεως. Μετὰ τὴν τοποθέτησιν τοῦ σωλῆνος μὲ τὸ διάλυμα πρέπει νὰ στραφῇ ὁ ἀναλύτης κατὰ γωνίαν ω, διὰ νὰ ἐπέλθῃ καὶ πάλιν κατάσβεσις. Ἡ ζητουμένη μᾶζα τοῦ σακχάρου εἶναι:

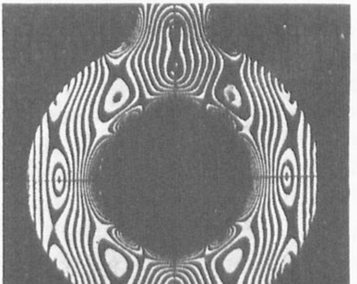


Σχ. 312. Διάταξις πολωσιμέτρου. (Π πολωτής, Κ κύλινδρος μὲ τὸ διάλυμα, Α ἀναλύτης.)

$$m = \frac{\omega \cdot V}{\alpha \cdot l}$$

Συνήθως ἡ μᾶζα τοῦ σακχάρου εὑρίσκεται δι' ἁπλῆς ἀναγνώσεως ἐπὶ τοῦ δίσκου τοῦ ὀργάνου.

292. Διπλῆ διάθλασις εἰς ὀπτικῶς ἰσότροπα σώματα.—Ἡ διπλῆ διάθλασις ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι ἡ ταχύτης διαδοσεως τοῦ φωτὸς διὰ μέσου τοῦ σώματος εἶναι διάφορος κατὰ διαφόρους διευθύνσεις (§ 285). Ἡ ὀπτικὴ αὐτὴ ἀνισοτροπία ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν μοριακὴν κατασκευὴν τοῦ σώματος. Ἑπομένως ἡ διπλῆ διάθλασις ἐμφανίζεται καὶ εἰς ἰσότροπα σώματα, ὅταν διάφορα ἐξωτερικὰ αἴτια προκαλέσουν καταστροφὴν τῆς ἰσοτρόπου κατασκευῆς τοῦ σώματος. Οὕτω μία ὑαλίνη πλὰξ γίνεται διπλοθλαστική, ἕνεκα διαφόρων μηχανικῶν αἰτίων, π.χ. διὰ συμπιέσεως, διὰ κάμψεως ἢ δι' ἀποτόμου ψύξεως. Ἐὰν ὁ πολωτὴς καὶ ὁ ἀναλύτης εἶναι εἰς τὴν θέσιν διασταυρώσεως, τότε δὲν ἐξέρχεται φῶς ἀπὸ τὸν ἀναλύτην. Ἀλλ' ἐὰν μεταξὺ τοῦ πολωτοῦ καὶ τοῦ ἀναλύτου τοποθετηθῇ διπλοθλαστικὸν σῶμα, τότε ἀπὸ τὸν ἀναλύτην ἐξέρχεται φῶς. Τὴν αὐτὴν ἰδιότητα μὲ τὸν διπλοθλαστικὸν κρύσταλλον ἀποκτᾷ καὶ ἡ ὕαλος, ὅταν ἐπ' αὐτῆς ἐνεργοῦν μηχανικὰ αἴτια, τὰ ὁποῖα ἀναπτύσσουν ἐντὸς τῆς ὑάλου δυνάμεις.

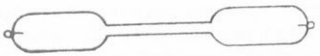

Σχ. 313. Φωτοελαστικὴ ἀνάλυσις.

Ἀπὸ τὴν μελέτην τῆς ἐμφανιζομένης διπλοθλαστικότητος συνάγονται συμπεράσματα διὰ τὴν κατανομὴν τῶν ἀναπτυσσομένων ἐσωτερικῶν δυνάμεων. Ἡ τοιαύτη ἔρευνα (μέθοδος φωτοελαστική) χρησιμοποιεῖται εἰς τὴν τεχνικὴν διὰ τὴν εὔκολον μελέτην τῆς κατανομῆς τῶν ἀναπτυσσομένων ἐντὸς ἑνὸς σώματος ἐσωτερικῶν δυνάμεων. Πρὸς τοῦτο κατασκευάζεται μικρὸν διαφανὲς ὑπόδειγμα τοῦ θεωρουμένου σώματος, τὸ ὁποῖον ἐξετάζεται εἰς τὸ πεπολωμένον φῶς (σχ. 313).

Τὰ ὑγρὰ εἶναι γενικῶς μὴ διπλοθλαστικὰ σώματα. Μερικὰ ὅμως ὑγρά, ὅταν εὑρεθοῦν ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου, παρουσιάζουν διπλῆν διάθλασιν. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται φαινόμενον τοῦ Kerr (βλ. τόμ. Γ'). Ἐπίσης πολλὰ ὑγρὰ ἀποκτοῦν διπλοθλαστικότητα, ὅταν εὑρεθοῦν ἐντὸς μαγνητικοῦ πεδίου. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται φαινόμενον τῶν Cotton καὶ Mouton.

ΦΑΣΜΑΤΑ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΚΑΙ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΕΩΣ

293. Φάσματα ἐκπομπῆς. Ἡ ἔρευνα τοῦ φάσματος τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπουν αἱ διάφοροι φωτειναὶ πηγαί, γίνεται μὲ τὸ φασματοσκόπιον (§ 245). Ἐὰν ἐξετάσωμεν τὸ φάσμα τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει ἓν διάπυρον στερεὸν ἢ ὑγρὸν σῶμα, θὰ παρατηρήσωμεν ἓν **συνεχὲς φάσμα,** δηλαδὴ μίαν συνεχῆ σειρὰν ἀκτινοβολιῶν χωρὶς καμμίαν διακοπήν. Τοιοῦτον φάσμα δίδουν π.χ. τὸ διάπυρον σύρμα τοῦ ἠλεκτρικοῦ λαμπτῆρος, τὸ ἠλεκτρικὸν τόξον, ἡ φλὸξ ἑνὸς κηρίου, τὰ διάπυρα μέταλλα κ.ἄ. Διὰ νὰ λάβωμεν τὸ φάσμα τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπουν οἱ διάπυροι ἀτμοὶ τῶν μετάλλων, εἰσάγομεν ἐντὸς τῆς φλογὸς τοῦ λύχνου Bunsen ἢ ἐντὸς τοῦ ἠλεκτρικοῦ τόξου, μικρὸν τεμάχιον ἑνὸς ἅλατος τοῦ μετάλλου τούτου. Τέλος τὰ εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν ἀέρια (π.χ. ὑδρογόνον, ὀξυγόνον, ἄζωτον κ.ἄ.) τὰ ἀναγκάζομεν νὰ γίνουν φωτειναὶ πηγαὶ διὰ τοῦ σωλῆνος τοῦ Geissler (σχ. 314). Ἐντὸς τοῦ ὑαλίνου σωλῆνος ὑπάρχει τὸ πρὸς ἐξέτασιν ἀέριον ὑπὸ πολὺ μικρὰν πίεσιν. Ὅταν ἐντὸς τοῦ σωλῆνος παράγωνται ἠλεκτρικαὶ ἐκκενώσεις, τότε τὸ ἀέριον φωτοβολεῖ καὶ ἰδίως ἐκεῖνο, τὸ ὁποῖον ὑπάρχει εἰς τὸ στενότερον τμῆμα τοῦ σωλῆνος. Ἐὰν λοιπὸν ἐξετάσωμεν τὸ φάσμα τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει διάπυρον ἀέριον ἢ ἀτμός, θὰ παρατηρήσωμεν ἓν **ἀσυνεχὲς φάσμα,** δηλαδὴ ὡρισμένας μόνον φωτεινὰς γραμμάς. Ὁ ἀριθμὸς καὶ ἡ θέσις τῶν γραμμῶν τούτων εἶναι χαρακτηριστικὰ τοῦ φωτοβολοῦντος ἀερίου. Οὕτω τὸ φάσμα τοῦ ὑδρογόνου ἀποτελεῖται ἀπὸ τέσσαρας μόνον γραμμάς. Αὗται ἀντιστοιχοῦν εἰς ἀκτινοβολίας, αἱ ὁποῖαι ἔχουν τὰ ἑξῆς μήκη κύματος:



Σχ. 314. Σωλὴν Geissler διὰ τὴν διέγερσιν τῆς φωτοβολίας ἀερίου.

$$0{,}656\,\mu \qquad 0{,}486\,\mu \qquad 0{,}434\,\mu \qquad 0{,}410\,\mu$$

Οἱ διάπυροι ἀτμοὶ τοῦ νατρίου δίδουν φάσμα ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο κιτρίνας γραμμάς, αἱ ὁποῖαι εὑρίσκονται ἡ μία πολὺ πλησίον τῆς ἄλλης. Ἀπὸ τὴν ἔρευναν λοιπὸν τῶν φασμάτων συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα διὰ τὰ **φάσματα ἐκπομπῆς:**

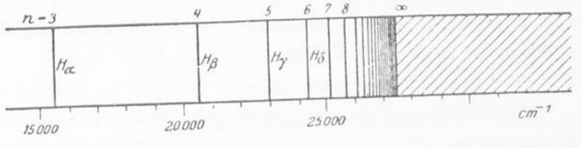
I. Τὰ διάπυρα στερεὰ καὶ ὑγρὰ σώματα δίδουν συνεχὲς φάσμα· ἄρα τὰ σώματα αὐτὰ ἐκπέμπουν φῶς ἀποτελούμενον ἀπὸ ἀκτινοβολίας ἀντιστοιχούσας εἰς ὅλα τὰ δυνατὰ μήκη κύματος.

II. Τὰ διάπυρα ἀέρια δίδουν φάσμα γραμμῶν· ἄρα τὰ σώματα αὐτὰ ἐκπέμπουν φῶς ἀποτελούμενον ἀπὸ τελείως ὡρισμένας ἀκτινοβολίας, αἱ ὁποῖαι εἶναι χαρακτηριστικαὶ διὰ κάθε στοιχεῖον.

῞Οταν ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου αὐξάνεται, αἱ γραμμαὶ τοῦ φάσματος, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ ἀέριον, πλατύνονται διαρκῶς καὶ τέλος ἑνώνονται. ᾿Εκ τούτου συνάγεται ὅτι:

Τὰ διάπυρα ἀέρια, ὑπὸ πολὺ μεγάλας πιέσεις, ἐκπέμπουν φῶς, τὸ ὁποῖον δίδει φάσμα συνεχές.

294. Ἡ σειρὰ τοῦ Balmer.—Ἡ συστηματικὴ μελέτη τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος τοῦ ὑδρογόνου ἀπέδειξεν ὅτι ἡ θέσις ἑκάστης γραμμῆς εἰς τὸ φάσμα δὲν εἶναι τυχαία. Ἡ θέσις τῶν διαφόρων γραμμῶν τοῦ φάσματος διέπεται ἀπὸ ὡρισμένον νόμον, τὸν ὁποῖον ἀπεκάλυψε πρῶτος ὁ Balmer (1885). Οὕτω αἱ ὁραταὶ γραμμαὶ τοῦ φάσματος τοῦ ὑδρογόνου λέγομεν ὅτι ἀποτελοῦν τὴν σ ε ι ρ ὰ ν τ ο ῦ B a l m e r. Ἑκάστη γραμμὴ τοῦ φάσματος τοῦ ὑδρογόνου ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένον μῆκος κύματος λ καὶ εἰς ὡρισμένην συχνότητα ν. Γενικῶς δὲ ἰσχύει ἡ σχέσις: $c = \nu \lambda$, ὅπου c εἶναι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενὸν ($3 \cdot 10^{10}$ cm/sec). Ἡ σύγχρονος φασματοσκοπία, διὰ τὸν καθορισμὸν μιᾶς φασματικῆς γραμμῆς, χρησιμοποιεῖ ὄχι τὸ μῆκος κύματος λ, ἀλλὰ τὸ ἀντίστροφον τοῦ μήκους κύματος, ἤτοι τὸ $1/\lambda$, τὸ ὁποῖον καλεῖται **ἀριθμὸς κυμάτων** (ν^*). Οὕτω ἔχομεν:



Σχ. 315. Σχηματικὴ παράστασις τῶν γραμμῶν τῆς σειρᾶς Balmer.

$$\text{ἀριθμὸς κυμάτων:} \quad \nu^* = \frac{1}{\lambda} \quad \text{ἢ} \quad \nu^* = \frac{\nu}{c} \left(\frac{\text{sec}^{-1}}{\text{cm} \cdot \text{sec}^{-1}} \right)$$

Συνεπῶς εἰς τὸ σύστημα μονάδων C.G.S. μονὰς τοῦ ἀριθμοῦ κυμάτων εἶναι τὸ $1\ \text{cm}^{-1}$.

Ἡ θέσις τῶν ὁρατῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος τοῦ ὑδρογόνου καθορίζεται συναρτήσει τοῦ ἀριθμοῦ κυμάτων ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον **τύπον τοῦ Balmer**:

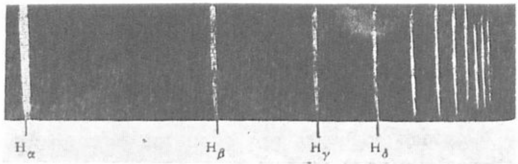
$$\boxed{\text{τύπος τοῦ Balmer:} \quad \nu^* = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)}$$

ὅπου n εἶναι ἀκέραιος ἀριθμός, μεγαλύτερος τοῦ 2 ($n > 2$). Ἡ σταθερὰ R_H καλεῖται **σταθερὰ τοῦ Rydberg** καὶ εἰς τὸ σύστημα μονάδων C.G.S. ἔχει τὴν τιμήν:

$$\boxed{\text{σταθερὰ τοῦ Rydberg:} \quad R_H = 109\,677{,}76\ \text{cm}^{-1}}$$

Διὰ $n = 3$ ἔχομεν τὴν πρώτην γραμμὴν τοῦ φάσματος, ἡ ὁποία καλεῖται θ ε μ ε λ ι ώ δ η ς (σχ. 315). ῞Οταν ὁ ἀριθμὸς n τῆς τάξεως τῆς γραμμῆς αὐξάνεται, τότε αὐξάνεται καὶ ὁ ἀριθμὸς κυμάτων τῶν ἀντιστοίχων γραμμῶν, αἱ δὲ γραμμαὶ τοῦ φάσματος γίνονται διαρκῶς πυκνότεραι. Ὁ ἀριθμὸς κυμάτων τείτει πρὸς ἓν ὅριον. Οὕτω, ὅταν ὁ ἀριθμὸς τάξεως n τείνῃ πρὸς τὸ ἄπειρον ($n \rightarrow \infty$), ὁ ἀριθμὸς κυμάτων τείνει πρὸς τὴν ὁρικὴν τιμήν:

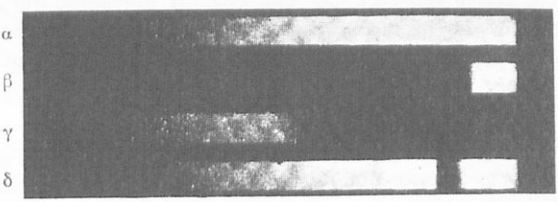
$$\nu^* \rightarrow \frac{R_H}{4}$$



Σχ. 315 α. Φωτογραφία τῶν γραμμῶν τῆς σειρᾶς Balmer.

Αὐτὴ ἡ ὁρικὴ τιμὴ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν φασματικὴν γραμμήν, μὲ τὴν ὁποίαν κλείει ἡ σειρὰ τοῦ Balmer. Ἡ νεωτέρα Ἀτομικὴ Φυσικὴ ἑρμηνεύει τὴν γένεσιν τῶν ἀκτινοβολιῶν, αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰς φασματικὰς γραμμὰς τῆς σειρᾶς τοῦ Balmer (βλ. τόμ. Γ′).

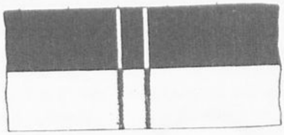
295. Φάσματα ἀπορροφήσεως.— Μόνον τὸ κενὸν εἶναι τελείως διαφανές. Ἑπομένως τὸ φῶς διέρχεται διὰ τοῦ κενοῦ, χωρὶς νὰ ὑποστῇ καμμίαν ἀλλοίωσιν. Ἀντιθέτως, ὅλα τὰ διαφανῆ σώματα ἀ π ο ρ ρ ο φ ο ῦ ν πάντοτε μέρος τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ μέσου αὐτῶν. Εὐκόλως δυνάμεθα νὰ ἴδωμεν τὴν ἀπορρόφησιν τοῦ φωτὸς ὑπὸ τῶν διαφόρων διαφανῶν σωμάτων. Μὲ τὸ φασματοσκόπιον παρατηροῦμεν τὸ συνεχὲς φάσμα τοῦ ἠλεκτρικοῦ τόξου. Ἔμπροσθεν τῆς σχισμῆς τοῦ κατευθυντῆρος τοῦ φασματοσκοπίου τοποθετοῦμεν ὑαλίνην πλάκα σκοτεινοῦ ἐρυθροῦ χρώματος. Παρατηροῦμεν ὅτι ἀπὸ τὸ προηγούμενον συνεχὲς φάσμα ἀπομένει μόνον τὸ τμῆμα τοῦ σκοτεινοῦ ἐρυθροῦ χρώματος. Ὁλόκληρον τὸ ὑπόλοιπον μέρος τοῦ φάσματος ἐλλείπει, διότι αἱ ἀκτινοβολίαι αὐταὶ ἀπερροφήθησαν ἀπὸ τὴν ὕαλον (σχ. 316). Τὸ παρατηρούμενον τότε φάσμα εἶναι ἓν **φάσμα ἀπορροφήσεως.** Τὸ πείραμα λοιπὸν ἀποδεικνύει ὅτι:



Σχ. 316. Φάσματα ἀπορροφήσεως ἀπὸ διάφορα εἴδη ὑάλου. (α φάσμα τῆς φωτεινῆς πηγῆς. β ὕαλος ἐρυθρά. γ ὕαλος κυανῆ. δ ὕαλος διδυμίου.)

Εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν ἕκαστον διαφανὲς σῶμα ἀπορροφᾷ ἐκλεκτικῶς ὡρισμένας ἀκτινοβολίας.

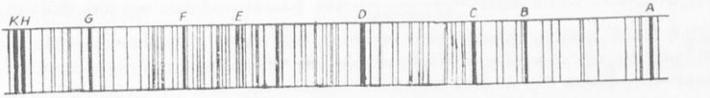
296. Φάσματα ἀπορροφήσεως τῶν διαπύρων ἀτμῶν.— Δι' ἠλεκτρικοῦ τόξου παράγομεν ἓν συνεχὲς φάσμα. Ἔμπροσθεν τῆς σχισμῆς τοῦ φασματοσκοπίου φέρομεν μὴ φωτεινὴν φλόγα φωταερίου. Εἰσάγομεν ἐντὸς αὐτῆς τεμάχιον ἅλατος τοῦ νατρίου, ὁπότε ἡ φλὸξ ἀποκτᾷ τὸ ζωηρὸν κίτρινον χρῶμα τῶν ἀτμῶν τοῦ νατρίου. Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὸ συνεχὲς φάσμα ἐμφανίζονται δύο λεπταὶ σκοτειναὶ γραμμαὶ εἰς τὴν ἰδίαν ἀκριβῶς θέσιν, εἰς τὴν ὁποίαν ἐσχηματίζοντο προηγουμένως αἱ δύο χαρακτηριστικαὶ κίτριναι γραμμαὶ τῶν διαπύρων ἀτμῶν τοῦ νατρίου (σχ. 317). Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **ἀντιστροφὴ τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος.** Γενικῶς ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος **νόμος τοῦ Kirchhoff:**



Σχ. 317. Αἱ δύο κίτριναι γραμμαὶ τοῦ νατρίου εἰς τὸ φάσμα ἐκπομπῆς (α) καὶ εἰς τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως (β).

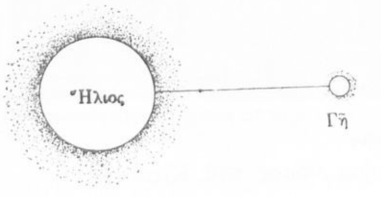
Ἓν διάπυρον ἀέριον ἀπορροφᾷ ἐκείνας μόνον τὰς ἀκτινοβολίας, τὰς ὁποίας τὸ ἀέριον τοῦτο ἐκπέμπει.

297. Τὸ ἡλιακὸν φάσμα. — Διὰ τοῦ φασματοσκοπίου λαμβάνομεν τὸ φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτός. Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ ἡλιακὸν φάσμα εἶναι ἓν ἀσυνεχὲς φάσμα, εἰς τὸ ὁποῖον ὑπάρχει μεγάλος ἀριθμὸς σκοτεινῶν γραμμῶν (σχ. 318). Ὥστε τὸ ἡλιακὸν φάσμα εἶναι ἓν φάσμα ἀπορροφήσεως. Αἱ σκοτειναὶ γραμμαὶ τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος ὀφείλονται εἰς ἀπορρόφησιν, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται τὸ ἡλιακὸν φῶς. Μερικαὶ ἀπὸ τὰς σκοτεινὰς γραμμὰς τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος εἶναι ζωηρότεραι, ὅταν ὁ Ἥλιος εὑρίσκεται εἰς τὸν ὁρίζοντα, καὶ ἐξασθενοῦν, ἐφ' ὅσον ὁ Ἥλιος πλησιάζει πρὸς τὸ ζενίθ. Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τῶν σκοτεινῶν τούτων γραμμῶν φανερώνει, ὅτι αὗται ὀφείλονται εἰς



Σχ. 318. Αἱ σκοτειναὶ γραμμαὶ τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος.

ἀπορρόφησιν ὡρισμένων ἀκτινοβολιῶν τοῦ ἡλιακοῦ φωτὸς ὑπὸ τῆς γηίνης ἀτμοσφαίρας. Αἱ ἴδιαι αὐταὶ γραμμαὶ παρατηροῦνται καὶ εἰς τὸ φάσμα τοῦ φωτὸς ἑνὸς φάρου, εὑρισκομένου εἰς ἀρκετὴν ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν παρατηρητήν. Αἱ περισσότεραι ὅμως σκοτειναὶ γραμμαὶ τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος διατηροῦν σταθερὰν τὴν ἔντασίν των, ἀνεξαρτήτως τῆς τροχιᾶς τοῦ φωτὸς ἐντὸς τῆς γηίνης ἀτμοσφαίρας. Ἡ ἀπορρόφησις τῶν ἀντιστοίχων ἀκτινοβολιῶν συμβαίνει ἐπομένως ἐπὶ τοῦ Ἡλίου. Πολλαὶ ἀπὸ τὰς σκοτεινὰς γραμμὰς τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος κατέχουν ἀκριβῶς τὴν θέσιν τῶν φωτεινῶν γραμμῶν, τὰς ὁποίας δίδουν ὡρισμένα διάπυρα ἀέρια. Οὕτω π.χ. εἰς τὸ ἡλιακὸν φάσμα ὑπάρχει μία διπλῆ σκοτεινὴ γραμμή, καταλαμβάνουσα ἀκριβῶς τὴν θέσιν τῆς διπλῆς κιτρίνης γραμμῆς τοῦ νατρίου. Ἀπὸ τὴν σπουδὴν τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος κατέληξαν εἰς τὸ συμπέρασμα, ὅτι εἰς τὸν Ἥλιον πρέπει νὰ διακρίνωμεν δύο μέρη. Τὸ ἐσωτερικὸν τμῆμα, τὸ ὁποῖον καλεῖται **φωτόσφαιρα,** ἐκπέμπει ὁλόκληρον τὴν σειρὰν τῶν ἀκτινοβολιῶν τοῦ συνεχοῦς φάσματος. Ἡ φωτόσφαιρα περιβάλλεται ὑπὸ τῆς ἡλιακῆς ἀτμοσφαίρας, ἡ ὁποία καλεῖται **χρωμόσφαιρα.** Αὕτη εἶναι ἓν στρῶμα διαπύρων ἀερίων καὶ ἀτμῶν. Ἐντὸς τῆς χρωμοσφαίρας συμβαίνει ἡ ἀπορρόφησις ὡρισμένων ἀκτινοβολιῶν τοῦ λευκοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει ἡ φωτόσφαιρα, καὶ οὕτω προκύπτουν αἱ σκοτειναὶ γραμμαὶ τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος. Ἐπειδὴ εἰς τὸ φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτὸς ὑπάρχει τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως τῶν ἀτμῶν ἑνὸς στοιχείου, ἕπεται ὅτι εἰς τὴν χρωμόσφαιραν ὑπάρχει τὸ στοιχεῖον τοῦτο.



Σχ. 318 α. Ἀπορρόφησις ὡρισμένων ἀκτινοβολιῶν κατὰ τὴν διέλευσιν τοῦ λευκοῦ φωτὸς διὰ μέσου τῆς ἡλιακῆς ἀτμοσφαίρας.

Ἐὰν ἡ χρωμόσφαιρα ἦτο μόνη, τότε αὕτη θὰ ἔδιδεν ἓν φάσμα ἀποτελούμενον ἀπὸ φωτεινὰς γραμμάς. Τὸ φάσμα τοῦτο παρατηρεῖται κατὰ τὰς ὁλικὰς ἐκλείψεις τοῦ Ἡλίου καὶ κατὰ τὴν στιγμὴν κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ Σελήνη καλύπτει ἐξ ὁλοκλήρου τὴν φωτόσφαιραν. Κατὰ τὴν στιγμὴν αὐτὴν τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπεται ἀπὸ τὸ ὁρατὸν ἀκόμη χεῖλος τοῦ ἡλιακοῦ δίσκου, δίδει φάσμα ἀποτελούμενον ἀπὸ φωτεινὰς γραμμάς. Τὸ φάσμα τοῦτο εἶναι τὸ φάσμα ἐκπομπῆς τῆς χρωμοσφαίρας.

298. Φασματοσκοπικὴ ἀνάλυσις.—Ἡ σπουδὴ τῶν φασμάτων ἐκπομπῆς καὶ ἀπορροφήσεως προσφέρει μεγάλας ὑπηρεσίας εἰς τὴν χημικὴν ἀνάλυσιν. Ὁ διὰ τῆς μελέτης τοῦ φάσματος προσδιορισμὸς ἑνὸς στοιχείου εἰς μίαν ἕνωσιν καλεῖται φασματοσκοπικὴ ἀνάλυσις. Αὕτη εἶναι πολὺ περισσότερον εὐαίσθητος ἀπὸ τὴν χημικὴν ἀνάλυσιν. Οὕτω ἀρκεῖ $\frac{1}{14\,000\,000}$ τοῦ χιλιοστογράμμου νατρίου, διὰ νὰ ἐμφανισθῇ ἡ διπλῆ κιτρίνη γραμμὴ τοῦ νατρίου. Ἐπὶ πλέον ἡ φασματοσκοπικὴ ἀνάλυσις ἐβοήθησεν εἰς τὴν ἀνακάλυψιν νέων στοιχείων ἐκ τῆς παρουσίας εἰς τὸ φάσμα ὡρισμένων γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι δὲν ἀνῆκον εἰς κανὲν γνωστὸν ἕως τότε στοιχεῖον. Οὕτω ἀνεκαλύφθησαν τὰ στοιχεῖα καίσιον, ρουβίδιον, θάλλιον, ἴνδιον καὶ γάλλιον. Ἐπὶ πλέον ἡ μελέτη τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος ὡδήγησεν εἰς τὴν ἀνακάλυψιν ἑνὸς νέου στοιχείου, τὸ ὁποῖον δὲν εἶχεν εὑρεθῆ ἕως τότε ἐπὶ τῆς Γῆς καὶ διὰ τοῦτο ὠνομάσθη ἥλιον. Ἡ ἀνακάλυψις τούτου ὀφείλεται εἰς τὸν Lockyer (1868). Ἀργότερον ὁ Ramsay (1895) ἀνεκάλυψε φασματοσκοπικῶς ὅτι τὸ ἥλιον ὑπάρχει καὶ εἰς τὸν πλανήτην μας.

299. Φασματοσκοπικὴ ἔρευνα τῶν οὐρανίων σωμάτων.— Εἰς τὴν φασματοσκοπικὴν ἀνάλυσιν στηρίζεται ἡ **Ἀστροφυσική**, ἡ ὁποία ἐξετάζει τὴν φυσικὴν κατάστασιν τῶν ἀστέρων. Ἡ τοιαύτη ἔρευνα ἀπέδειξεν ὅτι τὸ φῶς τῶν πλανητῶν καὶ τῆς Σελήνης δίδει φάσμα ὅμοιον πρὸς τὸ ἡλιακὸν φάσμα. Οἱ ἀπλανεῖς ἀστέρες, ἀναλόγως τοῦ φάσματός των, κατατάσσονται εἰς ὡρισμένον ἀριθμὸν τύπων ἀστέρων (φασματικοὶ τύποι). Μία φασματικη κατάταξις τῶν ἀστέρων (σύστημα Harvard) διακρίνει δέκα τύπους (O-B-A-F-G-K-M-R-N-S), καθ᾽ ὅσον προχωροῦμεν ἀπὸ τοὺς θερμοτέρους πρὸς τοὺς ψυχροτέρους ἀστέρας εἰς ἕκαστον φασματικὸν τύπον ἀντιστοιχεῖ ἡ αὐτὴ θερμοκρασία. Εἰς τὸ φάσμα τοῦ πρώτου τύπου (O) ἐπικρατοῦν αἱ γραμμαὶ τοῦ ἡλίου, ὀξυγόνου καὶ ἀζώτου (θερμοκρασία 30000° K). Ὁ Ἥλιος ἀνήκει εἰς ἐνδιάμεσον τύπον (G) καὶ τὸ φάσμα του χαρακτηρίζεται ἀπὸ πλῆθος γραμμῶν μετάλλων (θερμοκρασία 6000° K). Οἱ ἀστέρες τῶν τελευταίων τύπων δίδουν φάσματα ἀντιστοιχοῦντα εἰς ὀξείδια καὶ ἑνώσεις τοῦ ἄνθρακος. Οἱ ἐκτὸς τοῦ

Γαλαξίου εὑρισκόμενοι σπειροειδεῖς νεφελοειδεῖς δίδουν συνεχὲς φάσμα, τὸ ὁποῖον διακόπτεται ἀπὸ μερικὰς σκοτεινὰς γραμμὰς (κυρίως τοῦ ἀσβεστίου, τὰς δύο γραμμὰς τοῦ ὑδρογόνου καὶ μερικὰς γραμμὰς ἀτμῶν μετάλλων). Ἡ μέτρησις τῶν μηκῶν κύματος, τῶν ἀντιστοιχούντων εἰς τὰς διαφόρους γραμμάς, ἀπέδειξεν ὅτι τὸ Σύμπαν διαστέλλεται αὐτομάτως. Ἡ θεωρία τῆς σχετικότητος ἀποδίδει τὴν παρατηρουμένην διαστολὴν τοῦ Σύμπαντος εἰς ἓν εἶδος διαστολῆς τοῦ χώρου, ὁ ὁποῖος ἐξογκώνεται ὅπως μία φυσαλίς.

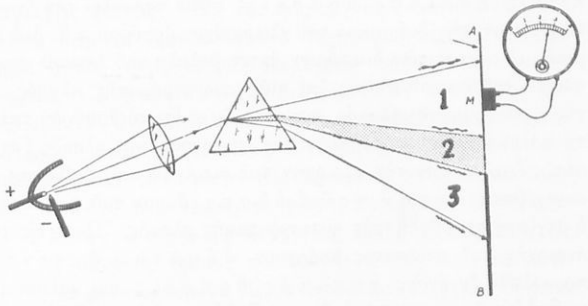
Τέλος ἡ φασματοσκοπικὴ ἐξέτασις τῶν ἀστέρων ἀπέδειξεν ὅτι:

Ὅλα τὰ στοιχεῖα, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν εἰς τοὺς ἀστέρας, ὑπάρχουν καὶ ἐπὶ τῆς Γῆς.

Ἡ φασματοσκοπικὴ ἔρευνα τῶν οὐρανίων σωμάτων ἐπέβαλε τὴν ἰδέαν τῆς ἐξελίξεως τῆς ὕλης, πολὺ πρὸ τῆς ἀνακαλύψεως τῆς ραδιενεργείας. Οἱ μὴ διαλυτοὶ νεφελοειδεῖς εἶναι γιγαντιαῖοι σωροὶ διαπύρων ἀερίων· τὸ φάσμα των ἀποδεικνύει ὅτι ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἐλαφρὰ στοιχεῖα, μεταξὺ τῶν ὁποίων ἐπικρατοῦν τὸ ὑδρογόνον καὶ τὸ ἥλιον. Οἱ νεφελοειδεῖς οὗτοι εἶναι μία κατάστασις, ἡ ὁποία προηγεῖται τοῦ σχηματισμοῦ τῶν ἀστέρων. Ἑπομένως πρέπει νὰ δεχθῶμεν ὅτι τὰ διάφορα στοιχεῖα, τὰ ὁποῖα ὑπάρχουν εἰς τοὺς ἀστέρας, σχηματίζονται κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς προοδευτικῆς συμπυκνώσεως τῆς ὕλης τῶν νεφελοειδῶν τούτων. Ἐφ' ὅσον προχωρεῖ ἡ ἐξέλιξις, ἐμφανίζονται στοιχεῖα ἔχοντα διαρκῶς καὶ μεγαλυτέραν ἀτομικὴν μᾶζαν.

ΑΟΡΑΤΟΙ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΙ

300. Ὑπέρυθροι ἀκτινοβολίαι.— Τὸ λευκὸν φῶς ἔχει τὴν ἰδιότητα νὰ προκαλῇ θέρμανσιν τῶν σωμάτων, ἐπὶ τῶν ὁποίων τοῦτο προσπίπτει. Διὰ νὰ ἐξετάσωμεν τὰς θερμικὰς ἰδιότητας τῶν διαφόρων ἀκτινοβολιῶν τοῦ λευκοῦ φωτός, ἐκτελοῦμεν τὸ ἀκόλουθον πείραμα. Σχηματίζομεν τὸ φάσμα τοῦ λευκοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει ἓν διάπυρον στερεὸν σῶμα. Κατὰ μῆκος τοῦ φάσματος τούτου μετακινοῦμεν εὐπαθὲς θερμομετρικὸν ὄργανον (θερμοηλεκτρικὴν στήλην). Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης τῶν ἀκτινοβολιῶν τοῦ φάσματος βαίνει συνεχῶς αὐξανομένη καθ' ὅσον προχωροῦμεν ἀπὸ τὸ ἰῶδες πρὸς τὸ ἐρυθρὸν ἄκρον τοῦ φάσματος. Ἐὰν μετακινήσωμεν τὸ θερμομετρικὸν ὄργανον πέραν τοῦ ἐρυθροῦ ἄκρου τοῦ φάσματος, παρατηροῦμεν ἀκόμη μεγαλυτέραν ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας (σχ. 319). Ὥστε εἰς τὴν πέραν τοῦ ἐρυθροῦ περιοχὴν τοῦ φάσματος ὑπάρχουν ἀόρατοι ἀκτινοβολίαι, αἱ ὁποῖαι ἔχουν ἐντόνους θερμικὰς ἰδιότητας καὶ καλοῦνται **ὑπέρυθροι ἀκτινοβολίαι** ἢ καὶ



Σχ. 319. Διάταξις διὰ τὴν ἔρευναν τῶν ὑπερύθρων καὶ τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτινοβολιῶν τοῦ φάσματος.
(1 ὑπέρυθροι ἀκτινοβολίαι. 2 ὁραταὶ ἀκτινοβολίαι. 3. ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίαι. Α πέτασμα. Β φωτογραφικὴ πλάξ.)

θερμικαὶ ἀκτινοβολίαι. Αἱ ἀκτινοβολίαι αὐταὶ ἔχουν προφανῶς μήκη κύματος μεγαλύτερα ἀπὸ τὰ μήκη κύματος τῶν ὁρατῶν ἀκτινοβολιῶν τοῦ φάσματος. Εἰς τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπουν αἱ διάφοροι φωτειναὶ πηγαί, εὑρέθησαν ὑπέρυθροι ἀκτινοβολίαι, τῶν ὁποίων τὸ μῆκος κύματος περιλαμβάνεται μεταξὺ 0,750 μ καὶ 300 μ. Εἰς τὸ ἡλιακὸν φάσμα εὑρίσκομεν ἐπίσης ὑπερύθρους ἀκτινοβολίας. Τοιαύτας ἀκτινοβολίας ἐκπέμπουν ἀφθόνως καὶ ὅλαι γενικῶς αἱ συσκευαὶ θερμάνσεως (θερμάστραι, καλοριφὲρ κ.ἄ.). Ὥστε :

Ι. Αἱ ὑπέρυθροι ἀκτινοβολίαι εἶναι ἀόρατοι, τὸ δὲ μῆκος κύματος αὐτῶν εἶναι μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τῆς ὁρατῆς ἐρυθρᾶς ἀκτινοβολίας.

ΙΙ. Αἱ ὑπέρυθροι ἀκτινοβολίαι ἐξασκοῦν θερμικὰς δράσεις.

301. 'Απορρόφησις τῶν ὑπερύθρων ἀκτινοβολιῶν.—Ἡ ὕαλος, ὁ χαλαζίας, τὸ ὕδωρ ἀπορροφοῦν σχεδὸν ἐξ ὁλοκλήρου τὰς ὑπερύθρους ἀκτινοβολίας. Ἀντιθέτως τὸ ὀρυκτὸν χλωριοῦχον νάτριον εἶναι σχεδὸν τελείως διαφανὲς διὰ τὰς ὑπερύθρους ἀκτινοβολίας. Διὰ τοῦτο κατὰ τὴν σπουδὴν τῶν ὑπερύθρων ἀκτινοβολιῶν χρησιμοποιοῦνται πρίσματα καὶ φακοὶ ἀπὸ ὀρυκτὸν χλωριοῦχον νάτριον. Εἰς τὸ ὑπέρυθρον τμῆμα τοῦ φάσματος εὑρίσκομεν θέσεις, εἰς τὰς ὁποίας δὲν παρατηρεῖται καμμία θερμικὴ δρᾶσις. Εἰς τὰς θέσεις αὐτὰς δὲν ὑπάρχουν ὑπέρυθροι ἀκτινοβολίαι, ἤτοι εἶναι σκοτειναὶ γραμμαὶ τοῦ θερμικοῦ φάσματος καὶ ὀφείλονται εἰς ἀπορρόφησιν ὡρισμένων ὑπερύθρων ἀκτινοβολιῶν.

302. 'Υπεριώδεις ἀκτινοβολίαι.— Τὸ λευκὸν φῶς ἔχει τὴν ἰδιότητα νὰ προκαλῇ χημικὰς δράσεις· οὕτω προκαλεῖ τὴν ἕνωσιν τοῦ ὑδρογόνου μὲ τὸ χλώριον, τὴν διάσπασιν τοῦ χλωριούχου ἀργύρου κ.ἄ. Διὰ νὰ ἐξετάσωμεν τὰς χημικὰς ἰδιότητας τῶν διαφόρων ἀκτινοβολιῶν τοῦ λευκοῦ φωτός, προβάλλομεν τὸ φάσμα τοῦ λευκοῦ φωτὸς ἐπὶ μιᾶς φωτογραφικῆς πλακός. Μετὰ τὴν ἐμφάνισιν τῆς φωτογραφικῆς πλακός, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ ἐρυθρὸν τμῆμα τοῦ φάσματος δὲν προκαλεῖ καμμίαν προσβολὴν τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς (σχ. 319). Ἡ προσβολὴ αὐτῆς ἀρχίζει ἀπὸ τὴν περιοχὴν τοῦ κιτρίνου καί, βαίνουσα συνεχῶς αὐξανομένη, συνεχίζεται πέραν τοῦ ἰῶδους ἄκρου τοῦ φάσματος, ὅπου παρατηρεῖται ἡ μεγίστη προσβολὴ τῆς φωτογραφικῆς πλακός. Ὥστε εἰς τὴν πέραν τοῦ ἰῶδους περιοχὴν τοῦ φάσματος ὑπάρχουν ἀόρατοι ἀκτινοβολίαι, αἱ ὁποῖαι προκαλοῦν ἐντόνους χημικὰς δράσεις καὶ καλοῦνται **ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίαι** ἢ καὶ **χημικαὶ ἀκτινοβολίαι.** Αἱ ἀκτινοβολίαι αὐταὶ ἔχουν μήκη κύματος μικρότερα ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τῶν ὁρατῶν ἀκτινοβολιῶν τοῦ φάσματος. Κατὰ διαφόρους τρόπους κατωρθώθη νὰ ἀπομονωθοῦν καὶ νὰ μελετηθοῦν ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίαι, τῶν ὁποίων τὸ μῆκος κύματος περιλαμβάνεται μεταξὺ 0,4 μ καὶ 0,1 μ. Ὅλαι αἱ πηγαὶ λευκοῦ φωτὸς ἐκπέμπουν ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίας. Αὗται εἶναι τόσον περισσότεραι, ὅσον ὑψηλοτέρα εἶναι ἡ θερμοκρασία τῆς φωτεινῆς πηγῆς. Οὕτω τὸ φῶς τοῦ ἠλεκτρικοῦ τόξου εἶναι πολὺ πλουσιώτερον εἰς ὑπεριώδεις ἀκτῖνας ἀπὸ τὸ φῶς τῆς φλογὸς κηρίου.

Αἱ ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίαι προκαλοῦν τὸν φθορισμὸν (§ 305) πολλῶν σωμάτων καὶ τὸν ἰονισμὸν τῶν ἀερίων. Ἐπίσης ἐξασκοῦν ἐντόνους βιολογικὰς δράσεις. Οὕτω αἱ ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίαι προκαλοῦν τὰ φαινόμενα τῆς ἡλιάσεως κατὰ τὸ θέρος· φονεύουν τὰ μικρόβια καὶ διὰ τοῦτο εἰς τὰς ἀκτινοβολίας αὐτὰς ἀποδίδεται ἡ μικροβιοκτόνος ἐνέργεια τοῦ ἡλιακοῦ φωτός. Αἱ ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίαι εἶναι ἐπιβλαβεῖς διὰ τὸν ὀφθαλμόν. Ὥστε:

I. Αἱ ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίαι εἶναι ἀόρατοι, τὸ δὲ μῆκος κύματος αὐτῶν εἶναι μικρότερον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τῆς ὁρατῆς ἰώδους ἀκτινοβολίας.

II. Αἱ ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίαι ἐξασκοῦν χημικὰς δράσεις, ἐπιδροῦν ἐπὶ τῶν ὀργανισμῶν, διεγείρουν τὸν φθορισμὸν καὶ προκαλοῦν τὸν ἰονισμὸν τῶν ἀερίων.

303. Ἀπορρόφησις τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτινοβολιῶν.—Ἡ ὕαλος, τὸ ὕδωρ καὶ γενικῶς τὰ περισσότερα ἐκ τῶν διαφανῶν σωμάτων ἀπορροφοῦν σχεδὸν ἐξ ὁλοκλήρου τὰς ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίας. Ἀντιθέτως ὁ χαλαζίας εἶναι σχεδὸν τελείως διαφανὴς διὰ τὰς ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίας. Διὰ τοῦτο κατὰ τὴν σπουδὴν τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτινοβολιῶν χρησιμοποιοῦνται πρίσματα καὶ φακοὶ ἀπὸ χαλαζίαν. Ὁ ἀὴρ ἀπορροφᾷ ἐπίσης τὰς ἀκτινοβολίας ταύτας. Ἑπομένως εἰς μεγαλύτερα ὕψη ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας τὸ ἡλιακὸν φῶς εἶναι πλουσιώτερον εἰς ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίας.

ΦΩΤΑΥΓΕΙΑ

304. Τρόποι παραγωγῆς φωτός.—Ἐκ τῆς πείρας γνωρίζομεν ὅτι αἱ συνήθεις φωτειναὶ πηγαὶ εἶναι σώματα ἔχοντα ὑψηλὴν θερμοκρασίαν. Τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπουν αἱ πηγαὶ αὐταί, προέρχεται ἐξ ὁλοκλήρου ἀπὸ τὴν μετατροπὴν τῆς θερμικῆς ἐνεργείας εἰς φωτεινὴν ἐνέργειαν. Ἡ κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον παραγωγὴ φωτὸς καλεῖται **θερμικὴ παραγωγὴ φωτός.** Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος διατηρῆται σταθερά, τὸ σῶμα δύναται νὰ ἐκπέμπῃ φῶς ἀπεριορίστως, χωρὶς νὰ ὑποστῇ καμμίαν μεταβολήν. Εἰς ὡρισμένας ὅμως περιπτώσεις ἓν μέρος τῆς ἀκτινοβολίας, τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει τὸ σῶμα, προέρχεται ἐξ ὁλοκλήρου ἀπὸ τὴν μετατροπὴν ἄλλης μορφῆς ἐνεργείας, ἐκτὸς τῆς θερμικῆς, εἰς φωτεινὴν ἐνέργειαν. Ὁ τοιοῦτος τρόπος παραγωγῆς φωτὸς καλεῖται **φωταύγεια** (luminescence). Ἡ μετατρεπομένη εἰς ἀκτινοβολίαν ἐνέργεια δύναται νὰ εἶναι φωτεινή, χημική, ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια κ.ἄ.

305. Φθορισμός.—Ἐντὸς δοχείου περιέχεται ὕδωρ. Ρίπτομεν ἐντὸς τοῦ ὕδατος ὀλίγας σταγόνας διαλύματος θειικῆς κινίνης καὶ φωτίζομεν τὸ δοχεῖον μὲ τὸ λευκὸν φῶς ἰσχυρᾶς φωτεινῆς πηγῆς. Τὸ ὕδωρ τοῦ δοχείου, τὸ ὁποῖον προηγουμένως ἦτο ἄχρουν, ἐκπέμπει τώρα ἀνοικτὸν κυανοῦν φῶς. Μόλις ὅμως παύσωμεν νὰ φωτίζωμεν τὸ διάλυμα, ἀμέσως διακόπτεται καὶ ἡ ἐκπομπὴ τοῦ φωτὸς τούτου. Λέγομεν ὅτι τὸ διάλυμα τῆς θειικῆς κινίνης εἶναι ἓν φθορίζον σῶμα. Ἐκτὸς τῆς θειικῆς κινίνης καὶ πολλὰ ἄλλα σώματα ἔχουν τὴν ἰδιότητα νὰ φθορίζουν (π.χ. ἡ ὕαλος τοῦ οὐρανίου, τὸ φθοριοῦχον ἀσβέστιον, ὁ κυανιοῦχος βαριολευκόχρυσος, τὰ πετρέλαια, τὸ διάλυμα ἐσκουλίνης, οἱ ἀτμοὶ τοῦ ἰωδίου, τοῦ νατρίου, τοῦ ὑδραργύρου κ.ἄ.) Ἀπὸ τὴν ἔρευναν τοῦ φαινομένου τοῦ φθορισμοῦ εὑρέθη ὅτι τὸ χρῶμα τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει τὸ φθορίζον σῶμα, διαφέρει ἀπὸ τὸ προσπῖπτον ἐπὶ τοῦ σώματος φῶς καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ σώματος. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἑξῆς:

Ι. Φθορισμὸς εἶναι ἡ ἰδιότης πολλῶν σωμάτων νὰ ἐκπέμπουν χαρακτηριστικὸν φῶς, ἐφ' ὅσον ἐπ' αὐτῶν προσπίπτει τὸ φῶς μιᾶς πηγῆς.

ΙΙ. Αἱ ἀκτινοβολίαι, τὰς ὁποίας ἐκπέμπουν τὰ φθορίζοντα σώματα, ὅταν ταῦτα φωτίζωνται μὲ μονοχρωματικὴν ἀκτινοβολίαν, ἔχουν μῆκος κύματος μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τῆς διεγειρούσης ἀκτινοβολίας.

Ἡ ἀνωτέρω ἰδιότης τῶν φθοριζόντων σωμάτων μᾶς βοηθεῖ νὰ ἀνακαλύψωμεν τὴν παρουσίαν τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτινοβολιῶν. Οὕτω, ἂν εἰς τὸ ὑπεριῶδες μέρος τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος θέσωμεν ὕαλον τοῦ οὐρανίου, αὕτη ἐκπέμπει πράσινον φῶς. Τὸν φθορισμὸν διεγείρουν ἐπίσης αἱ ἀκτῖνες, τὰς ὁποίας ἐκπέμπουν τὰ ραδιενεργὰ σώματα. Σήμερον γίνεται εὐρεῖα ἐφαρμογὴ τοῦ φαινομένου τοῦ φθορισμοῦ εἰς τοὺς ἠλεκτρικοὺς λαμπτῆρας φθορισμοῦ, εἰς τοὺς δέκτας τηλεοράσεως, τὸ ραντὰρ κ.ἄ.

306. Φωσφορισμός.— Καλύπτομεν τὴν μίαν ἐπιφάνειαν διαφράγματος μὲ στρῶμα θειούχου ψευδαργύρου. Ἐκθέτομεν τὸ στρῶμα τοῦτο ἐπ' ὀλίγον χρόνον εἰς τὸ ἡλιακὸν φῶς ἢ εἰς τὸ φῶς μιᾶς ἰσχυρᾶς πηγῆς φωτὸς καὶ ἔπειτα φέρομεν τὸ διάφραγμα ἐντὸς σκοτεινοῦ δωματίου. Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ στρῶμα τοῦ θειούχου ψευδαργύρου ἐκπέμπει ζωηρὸν πρασινωπὸν φῶς· ἡ ἐκπομπὴ τοῦ φωτὸς τούτου διαρκεῖ ἐπὶ μακρὸν χρόνον μετὰ τὴν κατάργησιν τοῦ προσπίπτοντος φωτός. Λέγομεν ὅτι ὁ θειοῦχος ψευδάργυρος εἶναι ἓν φωσφορίζον σῶμα. Ἐκτὸς τοῦ θειούχου ψευδαργύρου ὑπάρχουν καὶ μερικὰ ἄλλα σώματα, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν ἰδιότητα νὰ φωσφορίζουν (π.χ. ὁ ἀδάμας, τὰ θειοῦχα ἄλατα τοῦ ἀσβεστίου, τοῦ βαρίου, τοῦ στροντίου, τοῦ καδμίου). Ὁ φωσφορισμὸς παρατηρεῖται πάντοτε εἰς στερεὰ σώματα. Τὸ χρῶμα τοῦ ἐκπεμπομένου φωτὸς καὶ ἡ διάρκεια τοῦ φωσφορισμοῦ ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ σώματος. Ὥστε:

Ι. Φωσφορισμὸς εἶναι ἡ ἰδιότης μερικῶν σωμάτων νὰ ἐκπέμπουν χαρακτηριστικὸν φῶς ἐπ' ἀρκετὸν χρόνον μετὰ τὴν κατάργησιν τοῦ προσπίπτοντος φωτός.

ΙΙ. Αἱ ἀκτινοβολίαι, τὰς ὁποίας ἐκπέμπουν τὰ φωσφορίζοντα σώματα, ὅταν ταῦτα φωτίζωνται μὲ μονοχρωματικὴν ἀκτινοβολίαν, ἔχουν μῆκος κύματος μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τῆς διεγειρούσης ἀκτινοβολίας.

307. Φωτοφωταύγεια.—Ὁ φθορισμὸς καὶ ὁ φωσφορισμὸς εἶναι δύο περιπτώσεις ἑνὸς γενικοῦ φαινομένου, τὸ ὁποῖον καλεῖται **φωτοφωταύγεια.** Διὰ νὰ προκληθῇ φωτοφωταύγεια, πρέπει νὰ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ σώματος λευκὸν φῶς ἢ ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίαι. Ἡ ἐκπομπὴ φωτὸς ἀπὸ τὰ φθορίζοντα καὶ τὰ φωσφορίζοντα σώματα συνδέεται πάντοτε μὲ ἀ π ο ρ ρ ό φ η σ ι ν μέρους τοῦ προσπίπτοντος φωτός. Μόνον αἱ ἀπορροφώμεναι ἀκτινοβολίαι εἶναι ἱκαναὶ νὰ προκαλέσουν τὴν φωτοφωταύγειαν. Τοῦτο δυνάμεθα νὰ τὸ ἐπιβεβαιώσωμεν, ἂν ἀφήσωμεν μίαν φωτεινὴν δέσμην νὰ διέλθῃ διαδοχικῶς διὰ μέσου δύο διαλυμάτων θειικῆς κινίνης· θὰ παρατηρήσωμεν ὅτι μόνον τὸ πρῶτον διάλυμα φθορίζει. Ἡ φωτοφωταύγεια διέπεται (ἐκτὸς μερικῶν ἐξαιρέσεων) ἀπὸ τὸν ἀκόλουθον **νόμον τοῦ Stokes**:

Αἱ ἀκτινοβολίαι, αἱ ὁποῖαι διεγείρουν τὴν φωτοφωταύγειαν, μετατρέπονται πάντοτε εἰς ἀκτινοβολίας μὲ μεγαλύτερον μῆκος κύματος.

308. **Ἄλλα εἴδη φωταυγείας.**—Ἐκτὸς ἀπὸ τὴν φωτοφωταύγειαν ὑπάρχουν καὶ ἄλλα εἴδη φωταυγείας. Ἡ θ ε ρ μ ο φ ω τ α ύ γ ε ι α προκαλεῖται εἰς ὡρισμένα σώματα (ἀδάμας, θειοῦχα ἅλατα τῶν ἀλκαλίων) διὰ τῆς ὑψώσεως τῆς θερμοκρασίας των, ὄχι ὅμως εἰς τοιοῦτον σημεῖον, ὥστε νὰ προκληθῇ θερμικὴ παραγωγὴ φωτός. Ἡ τ ρ ι β ο φ ω τ α ύ γ ε ι α ἐμφανίζεται, ὅταν συντρίβωνται ὡρισμένα σώματα (ζάχαρις, κιμωλία). Ἡ κ ρ υ σ τ α λ λ ο φ ω τ α ύ γ ε ι α συνοδεύει τὴν κρυστάλλωσιν μερικῶν σωμάτων (ἄργυρος). Ἡ ἠ λ ε κ τ ρ ο φ ω τ α ύ γ ε ι α συνοδεύει τὴν ἠλεκτρικὴν ἐκκένωσιν ἐντὸς ἀερίου. Ἡ χ η μ ι κ ο φ ω τ α ύ γ ε ι α ἐκδηλώνεται κατὰ τὰς χημικὰς ἀντιδράσεις (ὀξείδωσις τοῦ φωσφόρου).

ΕΚΠΟΜΠΗ ΚΑΙ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΙΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΙΚΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ

309. **Ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος.**— Θερμαίνομεν συνεχῶς ἓν σῶμα (π.χ. μίαν μεταλλικὴν σφαῖραν), ὥστε ἡ θερμοκρασία του νὰ βαίνῃ συνεχῶς αὐξανομένη. Τὸ σῶμα ἐκπέμπει κατ' ἀρχὰς ἀ ο ρ ά τ ο υ ς ὑ π ε ρ ύ θ ρ ο υ ς ἀ κ τ ι ν ο β ο λ ί α ς, αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν πρὸς τὰς ὑπερύθρους ἀκτινοβολίας τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος. Τὸ σῶμα εἶναι τότε σκοτεινόν. Καθ' ὅσον προχωρεῖ ἡ θέρμανσις τοῦ σώματος, αὐξάνεται ἡ ἔντασις τῶν ἀκτινοβολιῶν τούτων καὶ ἐπὶ πλέον ἔρχεται στιγμή, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ σῶμα ἀρχίζει νὰ ἐκπέμπῃ καὶ ὁ ρ α τ ὴ ν ἐ ρ υ θ ρ ὰ ν ἀ κ τ ι ν ο β ο λ ί α ν. Λέγομεν τότε ὅτι τὸ σῶμα εἶναι ἐ ρ υ θ ρ ο π υ ρ ω μ έ ν ο ν. Ἐφ' ὅσον προχωρεῖ ἡ ὕψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος, προχωρεῖ διαδοχικῶς καὶ ἡ ἐμφάνισις τῶν λοιπῶν ὁρατῶν ἀκτινοβολιῶν τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος καὶ τέλος τὸ σῶμα ἐκπέμπει, ἐκτὸς τῶν προηγουμένων ἀκτινοβολιῶν, καὶ ἀ ο ρ ά τ ο υ ς ὑ π ε ρ ι ώ δ ε ι ς ἀ κ τ ι ν ο β ο λ ί α ς. Ἡ ἀκτινοβολία, ἡ ὁποία ὀφείλεται εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀκτινοβολοῦντος σώματος, καλεῖται **θερμικὴ ἀκτινοβολία.** Τὸ πείραμα ἀπέδειξεν ὅτι:

I. Τὸ εἶδος τῆς ἀκτινοβολίας, τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει ἓν σῶμα, προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ σώματος.
II. Ἓν διάπυρον σῶμα ἐκπέμπει γενικῶς ἓν μῖγμα ἀκτινοβολιῶν, αἱ ὁποῖαι ἔχουν διάφορα μήκη κύματος.

Ἡ ἱκανότης ἀπορροφήσεως A εἶναι ἀριθμὸς καὶ δὲν ἐξαρτᾶται ἐκ τῶν μονάδων. Ἐπειδὴ τὸ ἀπολύτως μέλαν σῶμα ἀπορροφᾷ ὁλόκληρον τὴν ἐνέργειαν τῆς προσπιπτούσης ἐπ' αὐτοῦ ἀκτινοβολίας, ἕπεται ὅτι:

Εἰς τὸ ἀπολύτως μέλαν σῶμα, δι' ὅλας τὰς ἀκτινοβολίας, ἡ ἱκανότης ἀπορροφήσεως $A(\lambda, T)$ ***εἶναι ἴση μὲ τὴν μονάδα.***

ἀπολύτως μέλαν σῶμα: $A(\lambda, T) = 1$

313 **Νόμος τοῦ Kirchhoff.**—Ἡ ἱκανότης ἐκπομπῆς ἑνὸς σώματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ σώματος καὶ ἀπὸ τὸ εἶδος τῆς ἐπιφανείας αὐτοῦ (§ 311). Διὰ μίαν ὡρισμένην θερμοκρασίαν T καὶ δι' ὡρισμένον μῆκος κύματος λ, ἡ ἱκανότης ἐκπομπῆς E καὶ ἡ ἱκανότης ἀπορροφήσεως A συνδέονται μεταξύ των μὲ μίαν θεμελιώδη σχέσιν, τὴν ὁποίαν ἐκφράζει ὁ ἀκόλουθος **νόμος τοῦ Kirchhoff:**

Διὰ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν T ***καὶ διὰ τὸ αὐτὸ μῆκος κύματος*** λ ***τὸ πηλίκον τῆς ἱκανότητος ἐκπομπῆς*** E ***διὰ τῆς ἱκανότητος ἀπορροφήσεως*** A ***εἶναι δι' ὅλα τὰ σώματα σταθερόν.***

νόμος τοῦ Kirchhoff: $\dfrac{E(\lambda, T)}{A(\lambda, T)} = f(\lambda, T)$

Ἂς θεωρήσωμεν ἓν σῶμα Σ, τὸ ὁποῖον ἔχει θερμοκρασίαν T, ἐκπέμπει ἀκτινοβολίαν ἔχουσαν μῆκος κύματος λ, ἔχει ἱκανότητα ἐκπομπῆς E_Σ καὶ ἱκανότητα ἀπορροφήσεως A_Σ. Τὸ ἀπολύτως μέλαν σῶμα M διὰ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν T καὶ διὰ τὸ αὐτὸ μῆκος κύματος λ ἔχει ἱκανότητα ἐκπομπῆς E_M καὶ ἱκανότητα ἀπορροφήσεως A_M. Τότε, σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Kirchhoff, θὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις:

$$\frac{E_\Sigma(\lambda, T)}{A_\Sigma(\lambda, T)} = \frac{E_M(\lambda, T)}{A_M(\lambda, T)} = \text{σταθ.}$$

Διὰ τὸ ἀπολύτως μέλαν σῶμα εἶναι $A_M(\lambda, T) = 1$. Ἄρα ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν συνάγεται ὅτι:

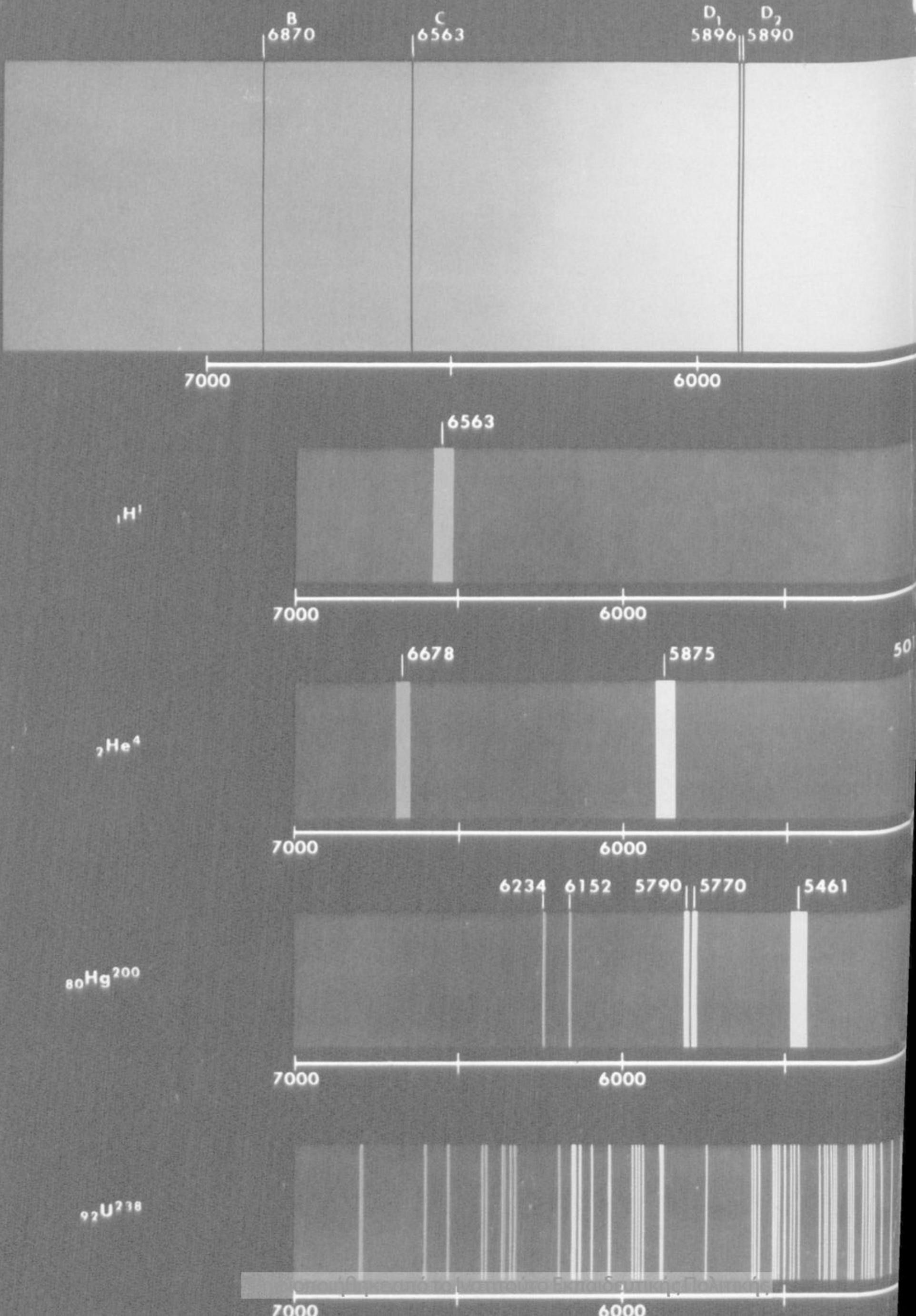
Τὸ πηλίκον τῆς ἱκανότητος ἐκπομπῆς πρὸς τὴν ἱκανότητα ἀπορροφήσεως ἑνὸς σώματος ἰσοῦται μὲ τὴν ἱκανότητα ἐκπομπῆς τοῦ ἀπολύτως μέλανος σώματος εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν καὶ διὰ τὸ αὐτὸ μῆκος κύματος.

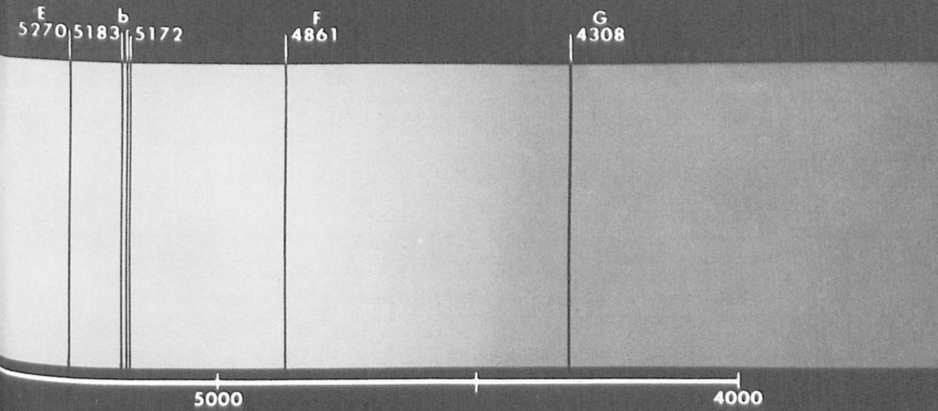
$$\frac{\text{ἱκανότης ἐκπομπῆς σώματος}}{\text{ἱκανότης ἀπορροφήσεως σώματος}} = \text{ἱκανότης ἐκπομπῆς μέλανος σώματος}$$

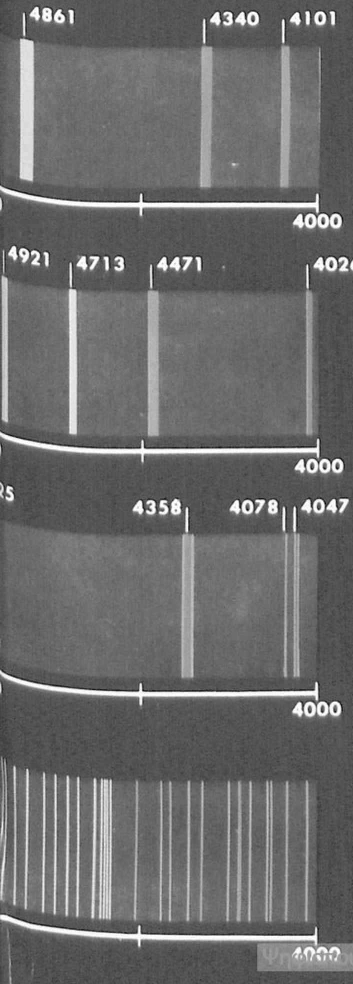
$$\frac{E_\Sigma(\lambda, T)}{A_\Sigma(\lambda, T)} = E_M(\lambda, T)$$

Διὰ κάθε ἄλλο σῶμα, ἐκτὸς τοῦ ἀπολύτως μέλανος σώματος, ἡ ἱκανότης ἀπορροφήσεως εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὴν μονάδα, ἤτοι εἶναι $A_\Sigma(\lambda, T) < 1$. Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω σχέσιν εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι:

$$E_\Sigma(\lambda, T) = A_\Sigma(\lambda, T) \cdot E_M(\lambda, T) \quad \text{ἤτοι} \quad E_\Sigma(\lambda, T) < E_M(\lambda, T)$$


B
6870
C
6563
D_1
5896
D_2
5890
7000
6000
6563
$_1H^1$
7000
6000
6678
5875
$_2He^4$
7000
6000
6234
6152
5790
5770
5461
$_{80}Hg^{200}$
7000
6000
$_{92}U^{238}$
7000
6000





Ἡ φασματοσκοπικὴ ἔρευνα ἀπεκάλυψεν ὅτι τὸ φάσμα παρέχει πολυτίμους πληροφορίας περὶ τῆς κατασκευῆς τῶν ἀτόμων καὶ τῶν μορίων τῆς ὕλης, περὶ τῆς συστάσεως καὶ τῆς κινήσεως τῶν ἀστέρων καὶ τῶν νεφελοειδῶν. Τὸ φασματοσκόπιον ὁδηγεῖ τὴν σύγχρονον Φυσικὴν εἰς τὰ ἄδυτα τοῦ ἀπείρως μικροῦ Ἀτόμου καὶ εἰς τὸ ἀχανὲς ἄπειρον τοῦ Διαστήματος.

Τὸ ἡλιακὸν φάσμα εἶναι φάσμα ἐκπομπῆς ἀσυνεχές, διακοπτόμενον ἀπὸ σκοτεινὰς γραμμάς, αἱ ὁποῖαι ὀφείλονται εἰς ἀπορρόφησιν ὡρισμένων ἀκτινοβολιῶν ἀπὸ τὰ διάπυρα ἀέρια τῆς ἡλιακῆς ἀτμοσφαίρας. Τὸ φάσμα ἐκπομπῆς ἑνὸς διαπύρου ἀερίου ἢ ἀτμοῦ εἶναι φάσμα γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν εἰς ὡρισμένας ἀκτινοβολίας (ὑδρογόνον, ἥλιον, ὑδράργυρος, οὐράνιον). Τὰ μήκη κύματος ἐκφράζονται εἰς Angstrom.

($1 \text{ Å} = 10^{-8}$ cm.)

Ἀπὸ τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν συνάγεται τὸ ἀκόλουθον συμπέρασμα:

Ἡ ἱκανότης ἐκπομπῆς τοῦ ἀπολύτως μέλανος σώματος εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν ἱκανότητα ἐκπομπῆς οἱουδήποτε ἄλλου σώματος.

314. Νόμος τῶν Stefan - Boltzmann.— Εἶναι γνωστὸν ἐκ τῆς πείρας ὅτι ἡ ὁλικὴ ἐνέργεια, τὴν ὁποίαν ἀκτινοβολεῖ ἓν σῶμα εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου, εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον ὑψηλοτέρα εἶναι ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος. Ἀπὸ τὴν πειραματικὴν καὶ τὴν θεωρητικὴν ἔρευναν τῆς ὁλικῆς ἐνεργείας, τὴν ὁποίαν ἀκτινοβολεῖ ἓν σῶμα, εὑρέθη ὁ ἀκόλουθος **νόμος τῶν Stefan - Boltzmann:**

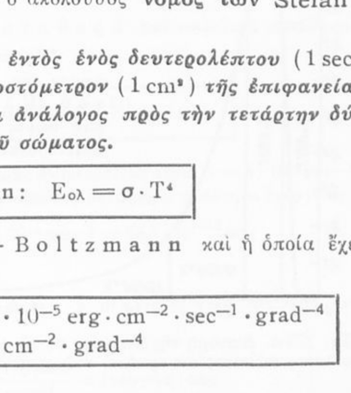
Ἡ ὁλικὴ ἐνέργεια ($E_{ολ}$), ***τὴν ὁποίαν ἐντὸς ἑνὸς δευτερολέπτου*** (1 sec) ***ἀκτινοβολεῖ τὸ ἓν τετραγωνικὸν ἑκατοστόμετρον*** (1 cm²) ***τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀπολύτως μέλανος σώματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν τετάρτην δύναμιν τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας τοῦ σώματος.***

νόμος Stefan - Boltzmann: $E_{ολ} = \sigma \cdot T^4$

ὅπου σ εἶναι ἡ σταθερὰ Stefan - Boltzmann καὶ ἡ ὁποία ἔχει τὴν τιμήν:

σταθερὰ Stefan-Boltzmann: $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-5}\ erg \cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-4}$
ἢ $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-12}\ W \cdot cm^{-2} \cdot grad^{-4}$

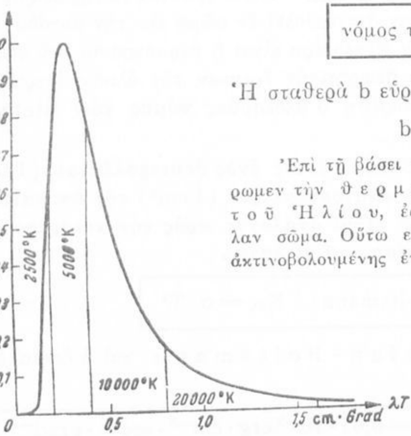
315. Νόμος τοῦ Wien.— Μὲ εὐπαθὲς θερμομετρικὸν ὄργανον (θερμοηλεκτρικὴν στήλην) ἐξετάζομεν πῶς κατανέμεται ἡ ἀκτινοβολουμένη ἐνέργεια εἰς τὸ φάσμα τοῦ μέλανος σώματος. Οὕτω δι᾽ ἑκάστην θερμοκρασίαν λαμβάνομεν μίαν καμπύλην (σχ. 323), ἡ ὁποία παρουσιάζει ἓν μέγιστον ἐκπομπῆς ἐνεργείας· τοῦτο ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένον μῆκος κύματος $\lambda_{μεγ}$, τὸ ὁποῖον καλεῖται μῆκος κύματος τοῦ μεγίστου τῆς ἐνεργείας. Τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας, τὴν ὁποίαν περικλείει ἑκάστη καμπύλη, παριστᾷ τὴν ὁλικὴν ἀκτινοβολουμένην ἐνέργειαν. Ἀπὸ τὰς καμπύλας τοῦ σχήματος 323 καταφαίνεται ὅτι, ὅταν αὐξάνεται ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία, τὸ μῆκος κύματος τοῦ μεγίστου τῆς ἐνεργείας ἐλαττώνεται. Ἡ πειραματικὴ καὶ θεωρητικὴ ἔρευνα τῆς κατανομῆς τῆς ἐνεργείας ἀπέδειξαν τὸν ἀκόλουθον **νόμον τοῦ Wien:**



Σχ. 323. Διανομὴ τῆς ἐνεργείας (E) εἰς τὸ φάσμα τοῦ μέλανος σώματος συναρτήσει τοῦ μήκους κύματος (λ).

"Οταν ὑψώνεται ἡ θερμοκρασία (Τ) τοῦ ἀπολύτως μέλανος σώματος, τὸ μῆκος κύματος τοῦ μεγίστου τῆς ἐνεργείας ($\lambda_{\mu\epsilon\gamma}$) ἐλαττώνεται, ἀλλὰ τὸ γινόμενον τοῦ μήκους κύματος τοῦ μεγίστου τῆς ἐνεργείας ($\lambda_{\mu\epsilon\gamma}$) ἐπὶ τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν (Τ) διατηρεῖται σταθερόν.

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Wien:}\quad \lambda_{\mu\epsilon\gamma}\cdot T = b}$$



Σχ. 323 α. Διανομὴ τῆς ἐνεργείας εἰς τὸ φάσμα τοῦ μέλανος σώματος συναρτήσει τοῦ γινομένου λ · Τ.

'Η σταθερὰ b εὑρέθη ὅτι ἔχει τὴν τιμήν:

$$b = 0{,}2898\ \text{cm}\cdot\text{grad}$$

'Επὶ τῇ βάσει τοῦ νόμου τοῦ Wien δυνάμεθα νὰ εὕρωμεν τὴν θ ε ρ μ ο κ ρ α σ ί α ν τ ῆ ς ἐ π ι φ α ν ε ί α ς τ ο ῦ 'Η λ ί ο υ, ἐὰν θεωρήσωμεν αὐτὴν ὡς ἀπολύτως μέλαν σῶμα. Οὕτω εἰς τὸ ἡλιακὸν φάσμα τὸ μέγιστον τῆς ἀκτινοβολουμένης ἐνεργείας ἀντιστοιχεῖ εἰς μῆκος κύματος:

$$\lambda = 0{,}5\ \mu$$

"Αρα ἀπὸ τὸν νόμον τοῦ Wien εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι:

$$T = \frac{b}{\lambda_{\mu\epsilon\gamma}} = \frac{0{,}2898\ \text{cm}\cdot\text{grad}}{0{,}5\cdot 10^{-4}\ \text{cm}}$$

$$\text{ἢ}\qquad T = 5796^{\circ}\ \text{K}$$

'Ομοίως ὑπολογίζεται ἡ θερμοκρασία καὶ ἄλλων ἀπλανῶν ἀστέρων. Διὰ μερικοὺς ἀπλανεῖς εὑρέθη θερμοκρασία 18 000° K (περίπου).

316. Θεωρία τῶν κβάντα.

— Τὸ φῶς ἐκπέμπεται καὶ ἀπορροφᾶται ἀπὸ τὴν ὕλην, ἡ ὁποία ἀποτελεῖται ἀπὸ ἄτομα. 'Εκ πρώτης ὄψεως φαίνεται ὅτι ἡ ὕλη ἐκπέμπει καὶ ἀπορροφᾷ τὰς ἀκτινοβολίας σ υ ν ε χ ῶ ς. 'Η τοιαύτη ὅμως ἀντίληψις δὲν ἐπιτρέπει νὰ ἑρμηνευθοῦν ὡρισμένα φαινόμενα. Οὕτω ὁ νόμος τοῦ Wien δὲν ἑρμηνεύεται, ἐὰν δεχθῶμεν ὅτι ἡ ἐνέργεια τῆς ἀκτινοβολίας ἐκπέμπεται συνεχῶς ἀπὸ τὴν πηγήν. 'Ο Planck διὰ νὰ ἑρμηνεύσῃ τὰ φαινόμενα τῆς ἐ κ π ο μ π ῆ ς τοῦ φωτὸς διετύπωσε τὴν **θεωρίαν τῶν κβάντα** (1900), ἡ ὁποία ἀπεδείχθη ὅτι εἶναι μία ἀπὸ τὰς ὡραιοτέρας κατακτήσεις τοῦ ἀνθρωπίνου πνεύματος. Κατὰ τὴν θεωρίαν τῶν κβάντα, ἡ ὕλη ἐκπέμπει ἀ σ υ ν ε χ ῶ ς τὴν ἀκτινοβολουμένην ἐνέργειαν. Τὸ ἄτομον τῆς ὕλης ἐκπέμπει τὴν ἐνέργειαν ὑπὸ μορφὴν κ ο κ κ ι δ ί ω ν ἐ ν ε ρ γ ε ί α ς, τὰ ὁποῖα καλοῦνται **κβάντα** (quanta). Οὕτω ἡ θεωρία τῶν κβάντα ἀποδεικνύει ὅτι ἀπὸ τὸ ἄτομον τῆς ὕλης δὲν ἀναχωροῦν συνεχῶς κύματα. 'Απὸ τὸ ἄτομον τῆς ὕλης ἐκπέμπονται διαδοχικῶς διακεκριμέναι ὁμάδες κυμάτων (κ υ μ α τ ο σ υ ρ μ ο ί)· ἑκάστη ὁμὰς κυμάτων περικλείει ὡρισμένην ποσότητα ἐνεργείας q, ἡ ὁποία ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν συχνότητα ν τῆς ἀκτινοβολίας. 'Εκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα:

I. Ἡ θεωρία τῶν κβάντα, τὴν ὁποίαν διετύπωσεν ὁ Planck, ἀποδεικνύει ὅτι ἡ ἐνέργεια τῆς ἀκτινοβολίας ἐκπέμπεται ἀπὸ τὰ ἄτομα τῆς ὕλης κατὰ κβάντα.

II. Ἕκαστον ἀπὸ τὰ κβάντα μιᾶς ἀκτινοβολίας συχνότητος ν περικλείει ὡρισμένην ἐνέργειαν q, ἡ ὁποία εἶναι ἴση μέ:

$$\boxed{\text{ἐνέργεια ἑκάστου κβάντουμ:} \quad q = h \cdot \nu}$$

Ἡ σταθερὰ h εἶναι μία π α γ κ ό σ μ ι ο ς σ τ α θ ε ρ ὰ καὶ καλεῖται **σταθερὰ τοῦ Planck**· αὕτη ἔχει τὴν τιμήν:

$$\boxed{\text{σταθερὰ τοῦ Planck:} \quad h = 6{,}624 \cdot 10^{-27}\,\text{erg} \cdot \text{sec}}$$

Π α ρ ά δ ε ι γ μ α.—Ἡ συχνότης τῆς ἐρυθρᾶς ἀκτινοβολίας εἶναι $\nu = 4 \cdot 10^{14}\,\text{sec}^{-1}$. Ἑπομένως ἕκαστον ἀπὸ τὰ κβάντα αὐτῆς τῆς ἀκτινοβολίας μεταφέρει ποσότητα ἐνεργείας:

$$q = h \cdot \nu = 6{,}624 \cdot 10^{-27}\,\text{erg} \cdot \text{sec} \times 4 \cdot 10^{14}\,\text{sec}^{-1} = 26{,}5 \cdot 10^{-13}\,\text{erg}$$

Ἡ ἐνέργεια αὐτὴ εἶναι πολὺ μικρά.

Τὸ κβάντουμ δράσεως.—Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν $b = h \cdot \nu$ συνάγεται ὅτι ἡ σταθερὰ τοῦ Planck ἐκφράζει τὸ φυσικὸν μέγεθος:

$$h = \frac{\text{ἐνέργεια}}{\text{συχνότης}} \quad \text{ἤτοι} \quad h = \frac{\text{ἐνέργεια}}{\text{sec}^{-1}} = \text{ἐνέργεια} \cdot \text{sec}$$

Τὸ φυσικὸν μέγεθος, τὸ ὁποῖον ἐκφράζεται μὲ τὸ γινόμενον τῆς ἐνεργείας ἐπὶ τὸν χρόνον, καλεῖται δ ρ ᾶ σ ι ς· ἤτοι:

$$\text{δρᾶσις} = \text{ἐνέργεια} \cdot \text{χρόνος}$$

Ὥστε ἡ σταθερὰ τοῦ Plank ἐκφράζει δ ρ ᾶ σ ι ν καὶ διὰ τοῦτο ἡ σταθερὰ h καλεῖται καὶ κ β ά ν τ ο υ μ δ ρ ά σ ε ω ς.

317. Τὰ φωτόνια.—Ἡ θεωρία τῶν κβάντα διετυπώθη ἀπὸ τὸν Planck διὰ νὰ ἑρμηνευθοῦν τὰ φαινόμενα τῆς ἐ κ π ο μ π ῆ ς τοῦ φωτός. Οὕτω ἀπεδείχθη ὅτι ἡ ἐνέργεια τῆς ἀκτινοβολίας ἐ κ π έ μ π ε τ α ι κ α τ ὰ κ β ά ν τ α ἀπὸ τὰ ἄτομα τῆς ὕλης. Τὸ πείραμα ἀπέδειξεν ὅτι, ὅταν μία ἀκτινοβολία προσπίπτῃ ἐπὶ ὡρισμένων σωμάτων, τότε ἀπὸ τὰ ἄτομα τοῦ σώματος ἐκφεύγουν ἠλεκτρόνια (φ ω τ ο η λ ε κ τ ρ ι κ ὸ ν φ α ι ν ό μ ε ν ο ν). Ὁ Einstein, διὰ νὰ ἑρμηνεύσῃ τὸ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον, ἀπέδειξεν ὅτι ἡ ἐνέργεια τῆς ἀκτινοβολίας ἀ π ο ρ ρ ο φ ᾶ τ α ι κ α τ ὰ κ β ά ν τ α ἀπὸ τὰ ἄτομα τῆς ὕλης (βλ. τόμ. Γ', § 247). Ἡ προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ σώματος ἀκτινοβολια ἀποτελεῖται ἀπὸ διακεκριμένα κοκκίδια ἐνεργείας. Ἡ δὲ ἔντασις τοῦ προσπίπτοντος φωτὸς ἐκφράζει τὸν ἀριθμὸν τῶν κοκκιδίων ἐνεργείας, τὰ ὁποῖα προσπίπτουν κατὰ δευτερόλεπτον ἐπὶ ἑνὸς τετραγωνικοῦ ἑκατοστομέτρου τῆς ἐπιφανειας τοῦ σώματος, ἐπὶ τοῦ ὁποίου προσπίπτει ἡ ἀκτινοβολία. Τὰ κοκκίδια ἐνεργείας, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελεῖται ἡ ἀκτινοβολία, καλοῦνται **φωτόνια.** Ἡ ἐνέργεια, τὴν ὁποίαν μεταφέρει ἕκαστον φωτόνιον, εἶναι: $q = h \cdot \nu$. Οὕτω ὁ Einstein, ἐπεκτείνων τὴν θεωρίαν τοῦ Planck, ἀπέδειξεν ὅτι τὰ ἄτομα τῆς ὕλης ἐκπέμπουν καὶ ἀπορροφοῦν φωτόνια, ἤτοι διακεκριμένας στοιχειώδεις ποσότητας ἐνεργείας (κβάντα). Ἡ ἐνέργεια τῆς ἐκπεμπομένης ὑπὸ ἑνὸς σώματος ἀκτινοβολίας δὲν κατανέμεται ὁμοιομόρφως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας κύματος, διότι τὰ φωτόνια εἶναι ἐντοπισμένα εἰς ὡρισμένα σημεῖα τῆς ἐπιφανείας κύματος. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγονται τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα:

I. Τὸ φῶς, καὶ γενικώτερον πᾶσα ἀκτινοβολία, ἐκπέμπεται καὶ ἀπορροφᾶται ἀπὸ τὰ ἄτομα τῆς ὕλης ὑπὸ τὴν μορφὴν φωτονίων.

II. Τὰ φωτόνια κινοῦνται μὲ ταχύτητα $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec ***καὶ μεταφέρουν ἐνέργειαν*** (q) ***ἀνάλογον πρὸς τὴν συχνότητα*** (ν) ***τῆς ἀκτινοβολίας.***

ἐνέργεια φωτονίου: $\boxed{q = h \cdot \nu}$

318. Φύσις τοῦ φωτός.

— Τὸ πείραμα καὶ ἡ θεωρία ἀπέδειξαν ὅτι τὸ φῶς ἐκπέμπεται ἀπὸ τὰ ἄτομα τῆς ὕλης καὶ προσπίπτει ἐπὶ τῶν ἀτόμων ὑπὸ τὴν μορφὴν φωτονίων. Ἐξ ἄλλου ὅμως τὰ φαινόμενα τῆς συμβολῆς καὶ τῆς πολώσεως τοῦ φωτὸς ἀποδεικνύουν τὴν κυματικὴν φύσιν τοῦ φωτός. Ἡ σύγχρονος Φυσικὴ δέχεται ὅτι:

Τὸ φῶς ἔχει ἀφ' ἑνὸς μὲν τὰς ἰδιότητας μιᾶς ἠλεκτρομαγνητικῆς κυμάνσεως, ἀλλὰ συγχρόνως ἔχει καὶ τὰς ἰδιότητας μιᾶς σωματιδιακῆς ἀκτινοβολίας, ἡ ὁποία ἀποτελεῖται ἀπὸ φωτόνια.

ΧΡΩΜΑ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ - ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΑ

319. Τὸ χρῶμα τῶν σωμάτων.

—Ὅταν τὸ λευκὸν φῶς προσπίπτῃ ἐπὶ ἑνὸς σώματος, τότε μέρος τοῦ φωτὸς ἀπορροφᾶται. Ἡ ἀπορρόφησις αὐτὴ ἐξηγεῖ τὸ χρῶμα, τὸ ὁποῖον λαμβάνουν τὰ διάφορα σώματα. Εὐκόλως δυνάμεθα νὰ εὕρωμεν τὰς ἀκτινοβολίας, τὰς ὁποίας ἔχει τὴν ἰδιότητα νὰ ἀπορροφᾷ ἐκλεκτικῶς ἓν σῶμα. Πρὸς τοῦτο φωτίζομεν τὸ σῶμα μὲ τὸ λευκὸν φῶς μιᾶς ἰσχυρᾶς φωτεινῆς πηγῆς καὶ ἐξετάζομεν διὰ τοῦ φασματοσκοπίου τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον ἀνακλᾶται ἢ διαχέεται ὑπὸ τοῦ σώματος ἢ καὶ διέρχεται διὰ μέσου τούτου, ἂν τὸ σῶμα εἶναι διαφανές. Οὕτω εὑρίσκομεν ὅτι τὰ διαφανῆ σώματα (ὕαλος, ὕδωρ, χαλαζίας κ.ἄ.), τὰ ὁποῖα φαίνονται ἄχροα, ἀφήνουν νὰ διέλθουν δι' αὐτῶν ὅλαι σχεδὸν αἱ ἀκτινοβολίαι τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτός. Τὰ διαφανῆ σώματα, τὰ ὁποῖα φαίνονται ἔγχροα (χρωματισταὶ ὕαλοι, διαλύματα χρωστικῶν οὐσιῶν κ.ἄ.), ἀπορροφοῦν ὡρισμένας ἀκτινοβολίας τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτός. Οὕτω μία ὕαλος φαίνεται πρασίνη, διότι δι' αὐτῆς διέρχονται αἱ ἀκτινοβολίαι τοῦ πρασίνου, ἐνῷ αἱ ὑπόλοιποι ἀκτινοβολίαι ἀπορροφῶνται.

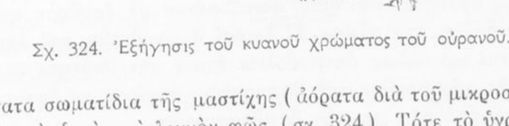
Τὰ ἀ δ ι α φ α ν ῆ σ ώ μ α τ α ὀφείλουν τὸ χρῶμα των εἰς τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον ἀνακλᾶται ἢ διαχέεται ὑπὸ τοῦ σώματος. Ἐὰν τὸ σῶμα ἀπορροφᾷ ὅλας τὰς ἀκτινοβολίας τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτός, τότε τὸ σῶμα φαίνεται μαῦρον. Ἀντιθέτως, ἂν ὅλαι αἱ ἀκτινοβολίαι τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτὸς διαχέωνται κατὰ τὴν αὐτὴν ἀναλογίαν, τότε τὸ σῶμα φαίνεται λευκόν. Τέλος, ἂν τὸ σῶμα ἀπορροφᾷ ὡρισμένας ἀκτινοβολίας τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτός, τότε τὸ χρῶμα τοῦ σώματος προσδιορίζεται ἀπὸ τὰς διαχεομένας ἀκτινοβολίας. Τὸ χρῶμα ἑνὸς σώματος ἐξαρτᾶται καὶ ἀπὸ τὸ εἶδος τοῦ προσπίπτοντος ἐπὶ τοῦ σώματος φωτός. Οὕτω ἓν τεμάχιον ἐρυθροῦ χάρτου, ὅταν τεθῇ εἰς τὸ ἐρυθρὸν τμῆμα τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος, φαίνεται ἐρυθρόν· εἰς οἱανδήποτε ὅμως ἄλλην περιοχὴν τοῦ φάσματος τὸ τεμάχιον τοῦ ἐρυθροῦ χάρτου φαίνεται μαῦρον. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται ὅτι :

Τὸ χρῶμα τῶν σωμάτων ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι ἕκαστον σῶμα ἀπορροφᾷ ἐκλεκτικῶς ὡρισμένας ἀκτινοβολίας τοῦ λευκοῦ φωτός, τὰς δὲ λοιπὰς ἀφήνει νὰ διέλθουν ἢ ἀνακλᾷ καὶ διαχέει.

Τὸ αὐτὸ σῶμα δύναται νὰ ἔχῃ ἓν χρῶμα, ὅταν παρατηρῆται ἐξ ἀνακλάσεως ἢ διαχύσεως καὶ ἄλλο χρῶμα, ὅταν εἶναι διαφανές. Οὕτω λεπτὰ διαφανῆ φύλλα χρυσοῦ φαίνονται πράσινα, ἐνῶ ὁ χρυσὸς παρατηρούμενος ἐξ ἀνακλάσεως φαίνεται ἐρυθροκίτρινος.

320. Διάχυσις τοῦ φωτός.— Τὰ ἑτερόφωτα σώματα ἐκπέμπουν φῶς, μόνον ὅταν προσπέσῃ ἐπ' αὐτῶν τὸ φῶς μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς. Τότε ἕκαστον σημεῖον τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἑτεροφώτου σώματος ἐκπέμπει πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις ἓν μέρος τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον ἔλαβε, καὶ οὕτω τὸ ἑτερόφωτον σῶμα γίνεται μία δευτερεύουσα φωτεινὴ πηγή. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **διάχυσις** τοῦ φωτός.

Διάχυσιν τοῦ φωτὸς προκαλοῦν καὶ τὰ μόρια τῶν ἀερίων, ὡς καὶ γενικώτερον τὰ μικρότατα ἄχροα σωματίδια, τὰ ὁποῖα εἶναι διεσκορπισμένα ἀτάκτως ἐντὸς ἑνὸς διαφανοῦς μέσου. Εὔκολα δυνάμεθα νὰ παρατηρήσωμεν τὴν τοιαύτην διάχυσιν μὲ τὸ ἑξῆς πείραμα. Ἐντὸς ὕδατος χύνομεν ὀλίγας σταγόνας ἀλκοολικοῦ διαλύματος μαστίχης· τὸ ὑγρὸν ἀποκτᾷ τότε μίαν ἀσθενῆ γαλακτόχρουν χροιάν,



Σχ. 324. Ἐξήγησις τοῦ κυανοῦ χρώματος τοῦ οὐρανοῦ.

ὀφειλομένην εἰς τὰ μικρότατα σωματίδια τῆς μαστίχης (ἀόρατα διὰ τοῦ μικροσκοπίου). Φωτίζομεν ἰσχυρῶς τὸ ὑγρὸν μὲ λευκὸν φῶς (σχ. 324). Τότε τὸ ὑγρόν, παρατηρούμενον ἐκ τῶν πλαγίων, φαίνεται κ υ α ν ο ῦ ν, ἐνῶ τὸ διερχόμενον διὰ τοῦ ὑγροῦ φῶς εἶναι ἐ ρ υ θ ρ ό ν. Τὸ πείραμα τοῦτο δεικνύει ὅτι αἱ μικροτέρου μήκους κύματος ἀκτινοβολίαι τοῦ λευκοῦ φωτὸς (κυαναῖ καὶ ἰώδεις) ὑφίστανται ὑπὸ τῶν αἰωρουμένων ἐντὸς τοῦ ὕδατος σωματιδίων ἰσχυροτέραν διάχυσιν παρ' ὅσην ὑφίστανται αἱ μεγαλυτέρου μήκους κύματος ἀκτινοβολίαι. Εὑρέθη ὅτι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος **νόμος τοῦ Rayleigh**:

Ἡ ἔντασις (I) τοῦ φωτός, τὸ ὁποῖον διαχέεται ἀπὸ μικρότατα αἰωρούμενα σωματίδια, εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος τῆς τετάρτης δυνάμεως τοῦ μήκους κύματος (λ) τῆς ἀκτινοβολίας, ἡ ὁποία προσπίπτει ἐπὶ τῶν σωματιδίων.

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Rayleigh:} \quad I = A \cdot \frac{1}{\lambda^4}}$$

ὅπου A εἶναι μία σταθερὰ ἐξαρτωμένη ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν σωματιδίων.

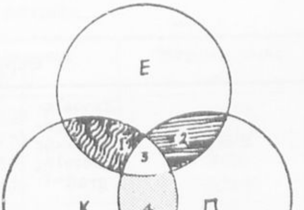
321. Τὸ κυανοῦν χρῶμα τοῦ οὐρανοῦ.— Τὸ κυανοῦν χρῶμα τοῦ οὐρανοῦ ὀφείλεται εἰς φαινόμενον διαχύσεως. Τὰ μόρια τῶν ἀερίων συστατικῶν τῆς ἀτμοσφαίρας, φωτιζόμενα ἀπὸ τὸ ἡλιακὸν φῶς, διαχέουν τὰς προσπιπτούσας ἀκτινοβολίας τοῦ λευκοῦ φωτὸς πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις. Ἡ ἔντασις τῶν διαχεομένων ἀκτινοβολιῶν εἶναι πολὺ μεγαλυτέρα διὰ τὰς ἀκτινοβολίας, αἱ ὁποῖαι ἔχουν τὰ μικρότερα μήκη κύματος, δηλαδὴ διὰ τὰς κυανᾶς καὶ τὰς ἰώδεις ἀκτινοβολίας. Οὕτω εἰς τὸ διαχεόμενον ὑπὸ τῆς ἀτμοσφαίρας φῶς ἐπικρατεῖ τὸ κυανοῦν χρῶμα. Κατὰ τὴν ἀνατολὴν καὶ τὴν δύσιν τοῦ Ἡλίου τὸ ἡλιακὸν φῶς, διὰ νὰ φθάσῃ εἰς ἡμᾶς, διέρχεται διὰ μέσου παχυτέρου στρώματος ἀτμοσφαίρας. Κατὰ τὴν μακρὰν αὐτὴν πορείαν του χάνει διὰ διαχύσεως τὸ μεγαλύτερον μέρος τῶν κυανῶν ἀκτινοβολιῶν του καὶ οὕτω τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον φθάνει εἰς ἡμᾶς, εἶναι τὸ συμπληρωματικὸν τοῦ κυανοῦ. Ὁ οὐρανὸς ἔχει τότε ἐρυθροκίτρινον χρῶμα.

322. Φωτογραφία.—Ἡ φωτογραφία χρησιμοποιεῖ τὰς χημικὰς ἰδιότητας τῶν ὁρατῶν ἀκτινοβολιῶν, διὰ νὰ ἀποτυπώσῃ μονίμως τὸ εἴδωλον ἑνὸς ἀντικειμένου. Μὲ τὴν βοήθειαν τῆς φωτογραφικῆς μηχανῆς σχηματίζομεν εὐκρινὲς εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου ἐπὶ μιᾶς ὑαλίνης πλακός, ἡ ὁποία ἔχει ἐπικαλυφθῇ μὲ λεπτὸν στρῶμα γαλακτώματος ζελατίνης καὶ βρωμιούχου ἀργύρου. Ἡ εὐαίσθητος πλὰξ φυλάσσεται εἰς σκοτεινὸν χῶρον. Ἡ πλὰξ ὑφίσταται τὴν κατεργασίαν ἐντὸς σκοτεινοῦ θαλάμου, φωτιζομένου μὲ ἐρυθρὸν φῶς, διότι μόνον τοῦτο δὲν προσβάλλει τὴν πλάκα. Αἱ λοιπαὶ ἀκτινοβολίαι τοῦ λευκοῦ φωτὸς καὶ ἰδίως αἱ κυαναῖ καὶ ἰώδεις ἀκτινοβολίαι ἔχουν τὴν ἰδιότητα νὰ προκαλοῦν διατάραξιν τῆς δομῆς τῶν μορίων τοῦ βρωμιούχου ἀργύρου, τὰ ὁποῖα οὕτω ἀποσυντίθενται εὐκόλως ὑπὸ τῶν χημικῶν ἀντιδραστηρίων.

α) ***Ἀρνητικὸν εἴδωλον.***—Ἀφήνομεν νὰ σχηματισθῇ ἐπὶ τῆς εὐαισθήτου πλακὸς καὶ δι' ὀλίγον μόνον χρόνον τὸ πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου. Ἡ διάρκεια τῆς ἐκθέσεως τῆς πλακὸς εἰς τὸ φῶς ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν εὐαισθησίαν τῆς πλακός, τὸν φωτισμὸν καὶ τὸν φακὸν τῆς μηχανῆς. Μετὰ τὴν ἔκθεσίν της εἰς τὸ φῶς, ἡ πλὰξ δὲν παρουσιάζει καμμίαν ἐκ πρώτης ὄψεως ἀλλοίωσιν. Ἐὰν ὅμως βυθίσωμεν τὴν πλάκα ἐντὸς ἀναγωγικοῦ διαλύματος, ὁ βρωμιοῦχος ἄργυρος ἀποσυντίθεται εἰς ὅλα ἐκεῖνα τὰ σημεῖα τῆς πλακός, εἰς τὰ ὁποῖα προσέπεσε τὸ φῶς· εἰς τὰ σημεῖα αὐτὰ ἀποτίθεται τότε μέλας ἀδιαφανὴς ἄργυρος. Ἡ ἀνωτέρω κατεργασία τῆς πλακὸς καλεῖται ἐ μ φ ά ν ι σ ι ς. Ἔπειτα ἡ πλὰξ βυθίζεται ἐντὸς διαλύματος ὑποθειώδους νατρίου, τὸ ὁποῖον διαλύει τὸν μὴ ἀναχθέντα βρωμιοῦχον ἄργυρον. Οὗτος εὑρίσκεται εἰς τὰ σημεῖα τῆς πλακός, εἰς τὰ ὁποῖα δὲν προσέπεσε φῶς. Ἡ δευτέρα αὐτὴ κατεργασία τῆς πλακὸς καλεῖται σ τ ε ρ έ ω σ ι ς. Οὕτω ἀποτυπώνεται ἐπὶ τῆς πλακὸς τὸ ἀ ρ ν η τ ι κ ὸ ν ε ἴ δ ω λ ο ν τοῦ ἀντικειμένου. Τὰ ἀδιαφανῆ μέρη τοῦ εἰδώλου τούτου ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰ φωτεινὰ μέρη τοῦ ἀντικειμένου καὶ ἀντιστρόφως τὰ διαφανῆ μέρη τοῦ εἰδώλου ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰ σκοτεινὰ μέρη τοῦ ἀντικειμένου.

β) ***Θετικὸν εἴδωλον.***—Ἡ πλάξ, ἐπὶ τῆς ὁποίας ἀπετυπώθη τὸ ἀρνητικὸν εἴδωλον, τοποθετεῖται ἐπὶ τοῦ φ ω τ ο γ ρ α φ ι κ ο ῦ χ ά ρ τ ο υ· οὗτος εἶναι φύλλον χάρτου, τοῦ ὁποίου ἡ μία ἐπιφάνεια ἔχει καλυφθῆ μὲ στρῶμα φωτοπαθοῦς ἑνώσεως. Ἡ πλὰξ μὲ τὸν κάτωθεν αὐτῆς εὑρισκόμενον χάρτην ἐκτίθεται εἰς τὸ ἡλιακὸν φῶς ἢ εἰς τὸ φῶς ἰσχυρᾶς φωτεινῆς πηγῆς. Τοῦτο διέρχεται διὰ τῶν διαφανῶν μερῶν τοῦ ἀρνητικοῦ εἰδώλου καὶ προσβάλλει τὸ φωτοπαθὲς στρῶμα τοῦ χάρτου. Μετὰ τὴν ἐμφάνισιν καὶ τὴν στερέωσιν λαμβάνεται ἐπὶ τοῦ χάρτου ἡ θ ε τ ι κ ὴ ε ἰ κ ὼ ν τοῦ ἀντικειμένου.

γ) ***Εἴδη πλακῶν.***—Ἡ συνήθης φωτογραφικὴ πλὰξ προσβάλλεται μόνον ἀπὸ τὰς πρασίνας, τὰς κυανᾶς καὶ τὰς ἰώδεις ἀκτινοβολίας. Σήμερον κατασκευάζονται φωτογραφικαὶ πλάκες εὐαίσθητοι καὶ εἰς ἀκτινοβολίας μεγαλυτέρου μήκους κύματος. Οὕτω αἱ ὀ ρ θ ο χ ρ ω μ α τ ι κ α ὶ πλάκες εἶναι εὐαίσθητοι εἰς τὰς ἀπὸ τοῦ ἰώδους μέχρι τοῦ κιτρίνου ἀκτινοβολίας, ἐνῶ αἱ π α γ χ ρ ω μ α τ ι κ α ὶ πλάκες εἶναι εὐαίσθητοι εἰς ὅλας τὰς ἀκτινοβολίας τοῦ λευκοῦ φωτός.



Σχ. 325. Χρώματα ἐκ προσθέσεως τῶν τριῶν πρωτευόντων χρωμάτων ἐρυθροῦ (Ε), κυανοῦ (Κ) καὶ πρασίνου (Π). (1 πορφυροῦν. 2 κίτρινον. 3 λευκόν. 4 κυανοπράσινον.)

δ) ***Ἔγχρωμος φωτογραφία.***— Τὸ πείραμα ἀποδεικνύει ὅτι δυνάμεθα νὰ λάβωμεν ὅλα τὰ χρώματα, ἂν προστεθοῦν ὑπὸ καταλλήλους ἀναλογίας τρεῖς μόνον ἀκτινοβολίαι, αἱ ὁποῖαι διὰ τοῦτο καλοῦνται **πρωτεύουσαι ἀκτινοβολίαι**· αὗται εἶναι αἱ ἀκτινοβολίαι τοῦ ἐ ρ υ θ ρ ο ῦ, τοῦ π ρ α σ ί ν ο υ καὶ τοῦ κ υ α ν ο ῦ (σχ. 325). Ἐπὶ τῆς ἀνωτέρω ἀρχῆς στηρίζεται ἡ ἔ γ χ ρ ω μ ο ς φ ω τ ο γ ρ α φ ί α, ἡ ὁποία ἐπιτυγχάνεται σήμερον διὰ διαφόρων μεθόδων.

ΠΙΝΑΚΕΣ

ΠΙΝΑΞ 1

Θερμικαὶ σταθεραὶ στερεῶν

Σῶμα	Συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς grad−1	Εἰδικὴ θερμότης cal·gr⁻¹·grad⁻¹	Θερμοκρασία τήξεως °C	Θερμότης τήξεως cal/gr
Ἀργίλλιον	$23{,}7 \cdot 10^{-6}$	0,214	660	94,6
Ἄργυρος	$19{,}7 \cdot 10^{-6}$	0,056	961	25,1
Βολφράμιον	$4{,}3 \cdot 10^{-6}$	0,032	3380	46
Γραφίτης	$7{,}9 \cdot 10^{-6}$	0,169	3550	—
Κασσίτερος	$27 \cdot 10^{-6}$	0,054	232	14,2
Λευκόχρυσος	$8{,}9 \cdot 10^{-6}$	0,032	1769	26,6
Μόλυβδος	$29{,}4 \cdot 10^{-6}$	0,031	327	5,9
Νικέλιον	$12{,}8 \cdot 10^{-6}$	0,106	1453	71,6
Ὀρείχαλκος	$18{,}5 \cdot 10^{-6}$	0,093	920	40
Σίδηρος	$12 \cdot 10^{-6}$	0,108	1535	64,6
Ὕαλος	$8 \cdot 10^{-6}$	0,186	800	—
Ὕαλος χαλαζίου	$0{,}5 \cdot 10^{-6}$	0,174	1700	—
Χαλκός	$16{,}8 \cdot 10^{-6}$	0,092	1083	48,9
Χάλυψ	$16 \cdot 10^{-6}$	0,115	1400	—
Χρυσός	$14{,}4 \cdot 10^{-6}$	0,031	1063	15,4

Ὁ συντελεστὴς διαστολῆς εἰς 18° C. Ἡ θερμοκρασία τήξεως ὑπὸ τὴν κανονικὴν πίεσιν 760 mm Hg. Ἡ θερμότης τήξεως εἰς τὴν θερμοκρασίαν τήξεως.

ΠΙΝΑΞ 2

Θερμικαὶ σταθεραὶ ὑγρῶν

Σῶμα	Συντελεστὴς πραγματικῆς διαστολῆς grad−1	Θερμοκρασία		Εἰδικὴ θερμότης cal·gr⁻¹·grad⁻¹	Θερμότης	
		τήξεως °C	βρασμοῦ °C		τήξεως cal/gr	ἐξαερώσεως cal/gr
Αἰθήρ	$162 \cdot 10^{-5}$	−116,3	34,6	0,55	23,5	90
Βενζόλιον	$123 \cdot 10^{-5}$	5,5	80,1	0,42	30,2	94
Γλυκερίνη	$49 \cdot 10^{-5}$	−19	290	0,57	—	—
Διθειοῦχος ἄνθραξ	$118 \cdot 10^{-5}$	−111,6	46,2	0,24	13,8	87
Ἐλαιόλαδον	$72 \cdot 10^{-5}$	—	—	0,47	—	—
Οἰνόπνευμα	$110 \cdot 10^{-5}$	−114,4	78,4	0,57	25,8	205
Πετρέλαιον	$96 \cdot 10^{-5}$	—	—	0,50	—	—
Τετραχλωριοῦχος ἄνθραξ	$122 \cdot 10^{-5}$	−22,9	76,7	0,20	4	46
Τολουόλιον	$109 \cdot 10^{-5}$	−94,5	111	0,41	17,2	83
Ὑδράργυρος	$18 \cdot 10^{-5}$	−38,8	356,9	0,03	2,8	68
Ὕδωρ	$20 \cdot 10^{-5}$	0	100	1,00	80	538,9

Ὁ συντελεστὴς διαστολῆς εἰς 18° C. Ἡ θερμοκρασία τήξεως καὶ βρασμοῦ ὑπὸ τὴν κανονικὴν πίεσιν 760 mm Hg. Ἡ θερμότης τήξεως καὶ ἐξαερώσεως εἰς τὴν θερμοκρασίαν τήξεως καὶ βρασμοῦ.

ΠΙΝΑΞ 3

Θερμικαὶ σταθεραὶ ἀερίων

Ἀ έ ρ ι ο ν	Θερμοκρασία τήξεως °C	Θερμοκρασία βρασμοῦ °C	Εἰδικὴ θερμότης c_p $cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$	Θερμότης ἐξαερώσεως cal/gr	$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$
Ἄζωτον	— 210	— 195,8	0,25	47,6	1,40
Ἀὴρ	—	—	0,24	—	1,40
Ἀμμωνία	— 78	— 33,4	0,52	326,8	1,31
Διοξείδιον ἄνθρακος	— 56	—	0,20	—	1,29
Ἥλιον	— 272,2	— 268,9	1,25	6	1,66
Μεθάνιον	— 183	— 161,4	0,53	121,9	1,31
Ὀξυγόνον	— 218,8	— 183	0,22	50,9	1,40
Ὑδρογόνον	— 259,2	— 252,8	3,41	111,6	1,41
Χλώριον	— 100,5	— 34,6	0,12	68,7	1,36

Ἡ θερμοκρασία τήξεως καὶ βρασμοῦ ὑπὸ τὴν κανονικὴν πίεσιν 760 mm Hg. Ἡ θερμότης ἐξαερώσεως εἰς τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ.

ΠΙΝΑΞ 4

Μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν

Θερμοκρασία θ° C	Μεγίστη τάσις mm Hg	Θερμοκρασία θ° C	Μεγίστη τάσις at
— 40	0,093	100	1,033
— 30	0,280	120	2,025
— 20	0,772	140	3,685
— 10	1,946	160	6,302
0	4,579	180	10,225
10	9,2	200	15,86
20	17,5	220	23,66
30	31,8	240	34,14
40	55,3	260	47,87
50	92,5	280	65,46
60	149,4	300	87,6
70	233,7	320	115,1
80	355,1	340	149,0
90	525,8	360	190,4
100	760,0	374,2	225,5

ΠΙΝΑΞ 5

Μεγίστη τάσις τῶν κεκορεσμένων ἀτμῶν

Θερμο-κρασία (°C)	Αἰθὴρ (mm Hg)	Διθειοῦχος ἄνθραξ (mm Hg)	Οἰνόπνευμα (mm Hg)	Βενζόλιον (mm Hg)	Ὕδωρ (mm Hg)	Ὑδράργυ-ρος (mm Hg)
0	185	128	13	26	4,6	0,00019
20	440	298	44	75	17,5	0,00122
40	920	618	134	182	55,3	0,00612
60	1740	1160	351	389	149,4	0,0253
80	3000	2030	812	753	355,1	0,0887
100	4900	3220	1690	1342	760	0,2713
Θερμο-κρασία βρασμοῦ (760mmHg)	34,6° C	46,2° C	78,3° C	80,1° C	100° C	357° C

ΠΙΝΑΞ 6

Μήκη κύματος τῶν γραμμῶν Fraunhofer (εἰς Angstrom)

Γραμμαὶ Fraunhofer	A	B	C	D	E	F	G	H
Μῆκος κύματος	7608	6867	6563	5893	5270	4861	4308	3960

ΠΙΝΑΞ 7

Φυσικαὶ σταθεραὶ

Ταχύτης φωτὸς εἰς τὸ κενὸν : $c = 2{,}99793 \cdot 10^{10} \dfrac{\text{cm}}{\text{sec}}$

Πυκνότης ὕδατος (μεγίστη) : $d = 0{,}999972 \dfrac{\text{gr}}{\text{cm}^3}$

Πυκνότης ὑδραργύρου (0° C) : $d = 13{,}5950 \dfrac{\text{gr}}{\text{cm}^3}$

Μοριακὸς ὄγκος ἀερίων (0° C, 1 Atm) : $V_0 = 22420{,}7 \dfrac{\text{cm}^3}{\text{mol}}$

Σταθερὰ τελείων ἀερίων : $R = 8{,}31436 \cdot 10^7 \dfrac{\text{erg}}{\text{mol} \cdot \text{grad}}$

ἢ $R = 1{,}986 \dfrac{\text{cal}}{\text{mol} \cdot \text{grad}}$

Ἀριθμὸς Avogadro : $N_A = 6{,}02447 \cdot 10^{23} \dfrac{\text{μόρια}}{\text{mol}}$

Ἀριθμὸς Loschmidt : $N_L = 2{,}687 . 10^{19} \dfrac{\text{μόρια}}{\text{cm}^3}$

Σταθερὰ Planck : $h = 6{,}624 \cdot 10^{-27}$ erg · sec

Σταθερὰ Rydberg : $R_H = 109677{,}76$ cm^{-1}

Σταθερὰ Stefan - Boltzmann : $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-5} \dfrac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{grad}^4}$

ἢ $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-12} \dfrac{\text{Watt}}{\text{cm}^2 \cdot \text{grad}^4}$

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

ΘΕΡΜΟΤΗΣ

Θερμόμετρα

1. Νὰ τραποῦν εἰς ἐνδείξεις τῆς κλίμακος Κελσίου αἱ ἑξῆς ἐνδείξεις τῆς κλίμακος Fahrenheit: — 15°, 50°, 200° F.

2. Νὰ τραποῦν εἰς ἐνδείξεις τῆς κλίμακος Fahrenheit αἱ ἑξῆς ἐνδείξεις τῆς κλίμακος Κελσίου: — 22°, 36°, 87° C.

3. Θερμόμετρον φέρει ἑκατέρωθεν τοῦ τριχοειδοῦς σωλῆνος κλίμακα Κελσίου καὶ κλίμακα Fahrenheit. Εἰς ποίαν θερμοκρασίαν αἱ ἐνδείξεις τῶν δύο κλιμάκων θὰ εἶναι αἱ αὐταί ;

4. Κατὰ μίαν ἡμέραν ἡ μὲν θερμοκρασία τῶν Ἀθηνῶν εἶναι 20° C, τοῦ δὲ Λονδίνου εἶναι 77° F. Πόσην διαφορὰν θερμοκρασίας εὑρίσκει μεταξὺ τῶν δύο πόλεων ὁ κάτοικος τῶν Ἀθηνῶν καὶ πόσην εὑρίσκει ὁ κάτοικος τοῦ Λονδίνου ;

Διαστολὴ τῶν στερεῶν

5. Πόσην ἐπιμήκυνσιν ὑφίσταται ῥάβδος σιδήρου μήκους 20 m, ὅταν αὕτη θερμαίνεται ἀπὸ — 15° C εἰς 40° C ; $\lambda = 12 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

6. Πόσον μῆκος ἔχει μία ῥάβδος ἐκ νικελίου εἰς 0° C, ἐὰν τὸ μῆκος αὐτῆς εἰς 18° C εἶναι 20 cm ; $\lambda = 13 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

7. Ῥάβδος ἀλουμινίου ἔχει εἰς 15° C μῆκος 1 m. Εἰς ποίαν θερμοκρασίαν πρέπει νὰ θερμανθῇ, διὰ νὰ ἐπιμηκυνθῇ αὕτη κατὰ 1 mm ; $\lambda = 25 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

8. Μία ὑαλίνη ῥάβδος εἰς 0° C ἔχει μῆκος 412,5 mm, θερμαινομένη δὲ εἰς 98,5° C ἐπιμηκύνεται κατὰ 0,329 mm. Πόσος εἶναι ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς τῆς ὑάλου ;

9. Μία ῥάβδος χάλυβος ἔχει εἰς θερμοκρασίαν 30° C διάμετρον 10 cm. Εἰς ποίαν θερμοκρασίαν ἡ διάμετρος τῆς ῥάβδου θὰ γίνῃ 9,986 cm ; $\lambda = 11 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

10. Κανὼν ἐξ ὀρειχάλκου εἶναι βαθμολογημένος εἰς 0° C. Πόσον εἶναι τὸ ἀκριβὲς μῆκος μιᾶς ῥάβδου, ἡ ὁποία μετρουμένη εἰς 20° C εὑρίσκεται ὅτι ἔχει μῆκος 80 cm; $\lambda = 19 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

11. Κανὼν ἐκ χάλυβος εἶναι βαθμολογημένος εἰς 0° C. Μεταξὺ ποίων θερμοκρασιῶν αἱ μετρήσεις διὰ τοῦ κανόνος δίδουν σχετικὸν σφάλμα μικρότερον τῶν $5/10^4$; $\lambda = 16 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

12. Δύο ῥάβδοι, ἡ μία ἀπὸ ὕαλον καὶ ἡ ἄλλη ἀπὸ χάλυβα, ἔχουν εἰς 0° C τὸ αὐτὸ μῆκος, ἐνῶ εἰς 100° C τὰ μήκη τῶν δύο ῥάβδων διαφέρουν κατὰ 1 mm. Πόσον εἶναι τὸ μῆκος τῶν ῥάβδων εἰς 0° C ; Συντελεσταὶ γραμμικῆς διαστολῆς : ὑάλου: $\lambda_1 = 8 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}, χάλυβος : $\lambda_2 = 12 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

13. Δύο ῥάβδοι, ἡ μία ἀπὸ σίδηρον καὶ ἡ ἄλλη ἀπὸ ὀρείχαλκον, ἔχουν εἰς μίαν ὡρισμένην θερμοκρασίαν τὸ αὐτὸ μῆκος. Εἰς 15° C ἡ ὀρειχαλκίνη ῥάβδος εἶναι βραχυτέρα ἀπὸ τὴν σιδηρᾶν κατὰ 0,015 cm. Τότε ἡ σιδηρᾶ ῥάβδος ἔχει μῆκος 50,2 cm. Εἰς ποίαν θερμοκρασίαν τὰ μήκη τῶν δύο ῥάβδων εἶναι ἴσα; Σιδήρου : $\lambda_1 = 12 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}, ὀρειχάλκου : $\lambda_2 = 19 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

14. Δύο λεπταὶ εὐθύγραμμοι ῥάβδοι, ἡ μία ἀπὸ ἀλουμίνιον καὶ ἡ ἄλλη ἀπὸ χάλυβα, εἶναι εἰς θερμοκρασίαν 0° C ἡνωμέναι κατὰ τὰ ἄκρα των μὲ μικρὸν τεμάχιον χάλυβος μήκους 1 cm οὕτως, ὥστε αἱ παράλληλοι ἐσωτερικαὶ ἐπιφάνειαι τῶν δύο ῥάβδων νὰ ἀπέχουν μεταξύ των 1 cm. Ὅταν τὸ σύστημα θερμανθῇ εἰς 100° C, τοῦτο κάμπτεται καὶ σχηματίζει τόξον κύκλου. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἐσωτερικὴ καὶ ἡ ἐξωτερικὴ ἀκτὶς τοῦ τόξου τούτου. Συντελεσταὶ γραμμικῆς διαστολῆς: ἀλουμινίου: $\lambda_1 = 25 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}, χάλυβος : $\lambda_2 = 11 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

15. Εἰς τὸν αὐτὸν τόπον τὰ ἐκκρεμῆ δύο ὡρολογίων αἰωροῦνται συγχρόνως, ὅταν ἡ θερμοκρασία εἶναι 5^0 C καὶ ἐκτελοῦν μίαν πλήρη αἰώρησιν εἰς 1 sec. Τὸ στέλεχος τοῦ ἐκκρεμοῦς A εἶναι ἀπὸ σίδηρον, τοῦ δὲ ἐκκρεμοῦς B εἶναι ἀπὸ ὀρείχαλκον. Νὰ εὑρεθῇ πόσην διαφορὰν παρουσιάζουν ἡμερησίως, ὅταν ἡ θερμοκρασία γίνῃ 25^0 C. Σιδήρου : $\lambda_1 = 12 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}. ὀρειχάλκου : $\lambda_2 = 10 \cdot 18^{-6}$ grad^{-1}. g = 981 C.G.S.

16. Σύρμα ἐξ ἀργύρου ἔχει εἰς 0^0 C μῆκος 20 cm, τὰ δὲ ἄκρα του στερεώνονται εἰς δύο σημεῖα A καὶ B ἑνὸς ὁριζοντίου ἐπιπέδου, ὥστε τὸ σύρμα νὰ εἶναι τεντωμένον. Ἀπὸ τὸ μέσον M τοῦ σύρματος ἐξαρτᾶται βάρος, ὥστε, ὅταν τὸ σύρμα διαστέλλεται, τὸ σημεῖον M κατέρχεται. Διαβιβάζοντες ἠλεκτρικὸν ρεῦμα διὰ τοῦ σύρματος, θερμαίνομεν τοῦτο εἰς 150^0 C. Νὰ εὑρεθῇ πόσον κατέρχεται τὸ σημεῖον M. Ἀργύρου: $\lambda = 197 \cdot 10^{-7}$ grad^{-1}.

17. Ἐπὶ μιᾶς ὁριζοντίας σιδηρᾶς ράβδου στερεώνομεν εἰς δύο σημεῖα της A καὶ B σύρμα ἀλουμινίου, τὸ ὁποῖον εἰς θερμοκρασίαν 0^0 C ἐφαρμόζεται ἀκριβῶς ἐπὶ τῆς ράβδου. Εἰς 0^0 C ἡ μεταξὺ τῶν σημείων A καὶ B ἀπόστασις εἶναι 10 cm. Ἀπὸ τὸ μέσον M τοῦ σύρματος τοῦ ἀλουμινίου ἐξαρτᾶται βάρος. Νὰ εὑρεθῇ πόση εἶναι ἡ μετατόπισις τοῦ σημείου M, ὅταν ἡ θερμοκρασία μεταβάλλεται : α) ἀπὸ 0^0 εἰς 1^0 C. β) ἀπὸ 20^0 εἰς 21^0 C. Ἀλουμινίου : $\lambda_1 = 24 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}, σιδήρου : $\lambda_2 = 11 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}. (Θὰ ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι τὰ τετράγωνα τῶν συντελεστῶν διαστολῆς εἶναι ἀσήμαντοι ποσότητες).

18. Κυλινδρικὴ ράβδος χάλυβος ἔχει διάμετρον 4 cm καὶ μῆκος 80 cm εἰς θερμοκρασίαν 20^0 C. Ἡ ράβδος εἶναι στερεωμένη μεταξὺ δύο ἀκλονήτων στηριγμάτων, τὰ ὁποῖα ἀπέχουν μεταξύ των 80 cm. Ἐὰν ἡ ράβδος θερμανθῇ εἰς 100^0 C, νὰ εὑρεθῇ πόση εἶναι ἡ δύναμις, ἡ ὁποία, λόγῳ τῆς διαστολῆς τῆς ράβδου, ἐφαρμόζεται ἐπὶ τοῦ στηρίγματος. Χάλυβος : $\lambda = 11 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}. Μέτρον τοῦ Young : $E = 2 \cdot 10^{12}$ C.G.S.

19. Ράβδος ἐξ ὀρειχάλκου ἔχει τομὴν 4 cm^2 καὶ εἶναι τοποθετημένη μεταξὺ δύο στηριγμάτων, χωρὶς νὰ ἐξασκῇ ἐπ' αὐτῶν καμμίαν δύναμιν. Πόσην δύναμιν ἐξασκεῖ ἡ ράβδος ἐπὶ τοῦ στηρίγματος, ὅταν ἡ θερμοκρασία τῆς ράβδου μεταβληθῇ κατὰ 50^0 C;

$$E = 10500 \text{ kgr*/mm}^2, \quad \lambda = 185 \cdot 10^{-7} \text{ grad}^{-1}.$$

20. Μία ὀρθογώνιος πλὰξ ἐκ χαλκοῦ ἔχει εἰς 0^0 C διαστάσεις 0,8 m καὶ 1,5 m. Πόσον αὐξάνεται ἡ ἐπιφάνεια τῆς πλακός, ὅταν αὕτη θερμαίνεται ἀπὸ 5^0 C εἰς 45^0 C; Συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς χαλκοῦ: $\lambda = 14 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

21. Κυκλικὸς δίσκος ἐκ χαλκοῦ ἔχει εἰς 0^0 C διάμετρον 100 mm. Εἰς ποίαν θερμοκρασίαν πρέπει νὰ θερμανθῇ ὁ δίσκος, ὥστε ἡ ἐπιφάνεια αὐτοῦ νὰ αὐξηθῇ κατὰ 10 mm^2 ; Συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς : $\lambda = 14 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

22. Σφαῖρα ἐκ σιδήρου ἔχει εἰς 0^0 C διάμετρον 19 mm. Ποίαν θερμοκρασίαν πρέπει νὰ ἀποκτήσῃ ἡ σφαῖρα, ὥστε αὕτη νὰ μὴ διέρχεται διὰ μεταλλικοῦ δακτυλίου, τοῦ ὁποίου ἡ διάμετρος εἶναι 19,04 mm; Πόσον αὐξάνεται τότε ὁ ὄγκος τῆς σφαίρας ; $\lambda = 12 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

23. Κατὰ πόσον πρέπει νὰ θερμανθῇ τεμάχιον ὑάλου ἐκ χαλαζίου, ὥστε ὁ ὄγκος του νὰ αὐξηθῇ κατὰ 1 $^0/_{00}$; $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ grad^{-1}.

24. Ὑαλίνη φιάλη ἔχει εἰς 10^0 C ὄγκον 100 cm^3. Πόσον ὄγκον ἔχει εἰς 100^0 C ; Συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς : $\lambda = 8 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

25. Πόση εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ ἀργύρου εἰς 118^0 C, ἐὰν εἰς 18^0 C ἡ πυκνότης του εἶναι 10,5 gr/cm^3 ; $\lambda = 19,7 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

Διαστολὴ τῶν ὑγρῶν

26. Ἐντὸς δύο συγκοινωνούντων σωλήνων ὑπάρχει τολουόλιον. Ὁ ἕνας σωλὴν εὑρίσκεται ἐντὸς τηκομένου πάγου, ὁ δὲ ἄλλος σωλὴν ἐντὸς ὑδρατμῶν $98,8^0$ C. Τὰ ὕψη τοῦ ὑγροῦ ἐντὸς τῶν δύο σωλήνων εἶναι ἀντιστοίχως 412,5 mm καὶ 456,9 mm. Νὰ ὑπολογισθῇ ὁ ἀπόλυτος συντελεστὴς διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ.

27. Ἡ πυκνότης τοῦ ὑδραργύρου εἰς 18^0 C εἶναι 13,551 gr/cm^3. Πόση εἶναι ἡ πυκνότης του εἰς 0^0 C καὶ εἰς 100^0 C; Εἰς ποίαν θερμοκρασίαν ἡ πυκνότης τοῦ ὑδραργύρου εἶναι ἀκριβῶς 13,60 gr/cm^3 ; $\gamma = 181 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

28. Εἰς 18^0 C ἡ πυκνότης τοῦ ὀξικοῦ ὀξέος εἶναι 1,049 gr/cm^3. Πόσον ὄγκον ἔχουν 10 gr τοῦ ὑγροῦ τούτου εἰς 58^0 C; $\gamma = 107 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}.

29. Ἡ πυκνότης ἑνὸς ὑγροῦ εἰς 0^0 C εἶναι 0,92 gr/cm^3 καὶ εἰς 100^0 C εἶναι 0,81 gr/cm^3. Νὰ εὑρεθῇ ὁ μέσος συντελεστὴς διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν 0^0 C καὶ 100^0 C.

30. Ὑάλινος κυλινδρικὸς σωλὴν ἔχει εἰς 0^0 C ὕψος 1 m καὶ τομὴν 1 cm^2. Ὁ σωλὴν εἶναι κατακόρυφος καὶ περιέχει ὑδράργυρον, ὁ ὁποῖος εἰς 0^0 C σχηματίζει στήλην ὕψους 0,96 m. Εἰς ποίαν θερμοκρασίαν τὸ δοχεῖον θὰ εἶναι πλῆρες ὑδραργύρου; Ὑδραργύρου: $\gamma = 18 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}, ὑάλου: $\kappa = 24 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

31. Ὑάλινος σωλήν, κλειστὸς εἰς τὸ κατώτερον ἄκρον του, περιέχει ὑδράργυρον. Εἰς θερμοκρασίαν 10^0 C τὸ ὕψος τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου εἶναι 50 cm. Νὰ εὑρεθῇ τὸ ὕψος τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου εἰς θερμοκρασίαν 30^0 C. Ὑδραργύρου: $\gamma = 18 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}, ὑάλου: $\kappa = 24 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

32. Μὲ ἕνα τριχοειδῆ ὑάλινον σωλῆνα, διαμέτρου 0,2 mm, θέλομεν νὰ κατασκευάσωμεν ἑκατονταβάθμιον ὑδραργυρικὸν θερμόμετρον, τὸ ὁποῖον νὰ μετρᾷ θερμοκρασίας ἀπὸ -10^0 ἕως 100^0 C, τὸ δὲ μῆκος ἑκάστου βαθμοῦ ἐπὶ τοῦ σωλῆνος νὰ εἶναι 2 mm. Νὰ εὑρεθῇ ὁ ὄγκος τοῦ δοχείου, τὸ ὁποῖον θὰ συγκολλήσωμεν εἰς τὸν σωλῆνα. Ὑδραργύρου: $\gamma = 182 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1} ὑάλου: $\kappa = 25 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

33. Ὑάλινον δοχεῖον εἰς 0^0 C εἶναι τελείως πλῆρες μὲ ὑδράργυρον, ὁ ὁποῖος ἔχει μᾶζαν 500 gr. Πόση πρέπει νὰ γίνῃ ἡ θερμοκρασία τοῦ συστήματος, ὥστε νὰ χυθοῦν 10 gr ὑδραργύρου; Ὑάλου: $\kappa = 27 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}, ὑδραργύρου: $\gamma = 181 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}. Πυκνότης τοῦ ὑδραργύρου εἰς 0^0 C: 13,6 gr/cm^3.

34. Δοχεῖον εἶναι τελείως πλῆρες μὲ ὑδράργυρον εἰς 0^0 C. Τὸ βάρος τοῦ περιεχομένου ὑδραργύρου εἶναι 680 gr*. Θερμαίνομεν τὸ σύστημα εἰς 100^0 C καὶ παρατηροῦμεν ὅτι ἐκρέει ἀπὸ τὸ δοχεῖον ποσότης ὑδραργύρου, ἡ ὁποία ἔχει βάρος 11 gr*. Νὰ ὑπολογισθῇ ὁ συντελεστὴς κυβικῆς καὶ γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ δοχείου, ἂν εἶναι γνωστὸν ὅτι τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ ὑδραργύρου εἰς 0^0 C εἶναι 13,6 gr*/cm^3. Ὑδραργύρου: $\gamma = 18 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}.

35. Τεμάχιον μετάλλου ζυγίζει εἰς τὸν ἀέρα 40 gr*. Ὅταν τὸ μέταλλον βυθίζεται ἐντὸς ἑνὸς ὑγροῦ, θερμοκρασίας 5^0 C, ζυγίζει 35,200 gr*, ἐνῷ ἐντὸς τοῦ ἰδίου ὑγροῦ θερμοκρασίας 35^0 C ζυγίζει 35,250 gr*. Νὰ εὑρεθῇ ὁ συντελεστὴς διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ. Συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς μετάλλου: $\lambda = 2 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}.

36. Ἐντὸς σιδηροῦ δοχείου τίθεται τεμάχιον λευκοχρύσου καὶ χύνεται ἔπειτα ὑδράργυρος. Ποῖος πρέπει νὰ εἶναι ὁ λόγος τῶν μαζῶν τοῦ ὑδραργύρου καὶ τοῦ λευκοχρύσου, ὥστε ἡ φαινομένη διαστολὴ τοῦ συστήματος νὰ εἶναι ἴση μὲ μηδέν; Πυκνότητες εἰς 0^0 C: ὑδραργύρου $d_0 = 13,6$ gr/cm^3· λευκοχρύσου $D_0 = 21$ gr/cm^3. Συντελεσταὶ κυβικῆς διαστολῆς: τοῦ Hg: $\gamma = 1/5550$ grad^{-1}, τοῦ Pt: $\kappa_1 = 1/37700$ grad^{-1}, τοῦ Fe: $\kappa_2 = 1/28200$ grad^{-1}.

37. Ἡ κλῖμαξ βαρομέτρου εἶναι ἐξ ὀρειχάλκου. Ὅταν ἡ θερμοκρασία εἶναι 20^0 C, τὸ βαρόμετρον δεικνύει πίεσιν 77,24 cm Hg. Ποία θὰ ἦτο ἡ ἔνδειξις τοῦ βαρομέτρου εἰς θερμοκρασίαν 0^0 C; Ὑδραργύρου: $\gamma = 18 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}, ὀρειχάλκου: $\lambda = 19 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.

38. Μεταλλικὴ σφαῖρα βυθιζομένη ἐντὸς ὕδατος 0^0 C ὑφίσταται ἄνωσιν 150 gr*. Ἡ σφαῖρα βυθιζομένη ἐντὸς βενζίνης 0^0 C ὑφίσταται ἄνωσιν 135 gr* καὶ ἐντὸς βενζίνης 20^0 C ὑφίσταται ἄνωσιν 132 gr*. Νὰ εὑρεθῇ ἡ πυκνότης τῆς βενζίνης εἰς 0^0 C καὶ ὁ συντελεστὴς ἀπολύτου διαστολῆς αὐτῆς. Πυκνότης ὕδατος 1 gr/cm^3. Ἡ διαστολὴ τῆς σφαίρας εἶναι ἀσήμαντος.

39. Ὁ σωλὴν ὑδραργυρικοῦ θερμομέτρου φέρει 625 διαιρέσεις, ἑκάστη τῶν ὁποίων ἔχει τὸν αὐτὸν ὄγκον. Εἰς 0^0 C αἱ 625 διαιρέσεις τοῦ σωλῆνος δύνανται νὰ περιλάβουν 2,5 gr ὑδραργύρου. Τὸ θερμόμετρον περιέχει 129,6 gr ὑδραργύρου. Εἰς 0^0 C ὁ ὑδράργυρος ἀνέρχεται μέχρι τῆς διαιρέσεως 25 καὶ εἰς 100^0 C ὁ ὑδράργυρος ἀνέρχεται μέχρι τῆς διαιρέσεως 525. Νὰ εὑρεθῇ ὁ συντελεστὴς τῆς φαινομένης διαστολῆς τοῦ ὑδραργύρου καὶ ὁ συντελεστὴς τῆς κυβικῆς διαστολῆς τοῦ ὑαλίνου δοχείου τοῦ θερμομέτρου. Ὑδραργύρου: $\gamma = 18 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}. Πυκνότης τοῦ ὑδραργύρου εἰς 0^0 C: $d = 13,59$ gr/cm^3.

40. Ἓν ἀραιόμετρον, προοριζόμενον διὰ τὰ πυκνότερα τοῦ ὕδατος ὑγρά, ὅταν τεθῇ ἐντὸς ὑγροῦ πυκνότητος 1 gr/cm^3, βυθίζεται μέχρι τῆς διαιρέσεως 0 τῆς κλίμακος. Ὅταν τὸ ἀραιόμετρον τοῦτο τεθῇ ἐντὸς ὑγροῦ πυκνότητος 1,263 gr/cm^3 καὶ θερμοκρασίας 0° C, βυθίζεται μέχρι τῆς διαιρέσεως 30, ἐνῷ ἐντὸς τοῦ αὐτοῦ ὑγροῦ θερμοκρασίας 40° C βυθίζεται μέχρι τῆς διαιρέσεως 26. Νὰ εὑρεθῇ ὁ συντελεστὴς ἀπολύτου διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ. Ἡ διαστολὴ τοῦ δοχείου παραλείπεται.

41. Ἓν ἑκατονταβάθμιον θερμόμετρον βυθίζεται ἐντὸς ὑγροῦ μέχρι τῆς διαιρέσεως 22°. Τὸ θερμόμετρον σημειώνει τότε θερμοκρασίαν 106°. Τὸ ἐκτὸς τοῦ ὑγροῦ τμῆμα τοῦ σωλῆνος ἔχει τὴν ἐξωτερικὴν θερμοκρασίαν 12°. Νὰ εὑρεθῇ ποία θὰ εἶναι ἡ ἔνδειξις τοῦ θερμομέτρου, ἂν τοῦτο βυθισθῇ ἐντὸς τοῦ ὑγροῦ μέχρι τῆς διαιρέσεως 106°, εἰς τὴν ὁποίαν ἐσταμάτησεν ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου. Συντελεστὴς φαινομένης διαστολῆς ὑδραργύρου : $\varphi = 157 \cdot 10^{-6}$ $grad^{-1}$.

42. Ἓν θερμόμετρον σημειώνει 100° C, ὅταν εἶναι τελείως βυθισμένον ἐντὸς τῶν ἀτμῶν ὕδατος, τὸ ὁποῖον βράζει. Βυθίζομεν ἔπειτα τὸ θερμόμετρον τοῦτο μέχρι τῆς διαιρέσεως 40° ἐντὸς τῶν ἀνωτέρω ἀτμῶν, τὸ δὲ ὑπόλοιπον μέρος τοῦ σωλῆνος, ἄνωθεν τῆς διαιρέσεως 40°, διατηρεῖται εἰς σταθερὰν θερμοκρασίαν 5° C. Ποία θὰ εἶναι τότε ἡ ἔνδειξις τοῦ θερμομέτρου; Συντελεσταὶ διαστολῆς: κυβικῆς διαστολῆς τῆς ὑάλου : $\kappa = 25 \cdot 10^{-6}$ $grad^{-1}$, ἀπολύτου διαστολῆς ὑδραργύρου : $\gamma = 182 \cdot 10^{-6}$ $grad^{-1}$.

43. Ὑάλινον κυλινδρικὸν δοχεῖον περιέχει ὑδράργυρον, ἐπὶ τοῦ ὁποίου ἐπιπλέει ὑαλίνη σφαῖρα. Ἡ θερμοκρασία τοῦ συστήματος εἶναι 0° C. Νὰ εὑρεθῇ πόσον πρέπει νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία, ὥστε τὸ ὕψος τοῦ ὑδραργύρου ὑπεράνω τοῦ πυθμένος τοῦ δοχείου νὰ αὐξηθῇ κατὰ **1/200** τῆς ἀρχικῆς τιμῆς του. Ὁ συντελεστὴς διαστολῆς τοῦ ὑδραργύρου εἶναι γ, ὁ δὲ συντελεστὴς τῆς γραμμικῆς διαστολῆς τῆς ὑάλου εἶναι λ.

44. Εἰς δύο τόπους Α καὶ Β ὑπάρχουν δύο ὅμοια ὑδραργυρικὰ βαρόμετρα, τῶν ὁποίων αἱ κλίμακες εἶναι ἀπὸ ὀρείχαλκον. Ἡ θερμοκρασία καὶ εἰς τοὺς δύο τόπους εἶναι 20°C. 1) Εἰς τὸν τόπον Α τὸ βαρόμετρον σημειώνει πίεσιν $H = 761{,}5$ mmHg. Νὰ ἀναχθῇ ἡ ἀτμοσφαιρικὴ αὐτὴ πίεσις εἰς θερμοκρασίαν 0° C. 2) Συγχρόνως τὸ ἄλλο βαρόμετρον, εὑρισκόμενον εἰς τὴν κορυφὴν γειτονικοῦ λόφου Β, σημειώνει πίεσιν $H' = 729{,}4$ mm Hg. Ποία εἶναι ἡ διαφορὰ ὕψους μεταξὺ τῶν τόπων Α καὶ Β; Ὡς μέση πυκνότης τοῦ ἀέρος θὰ ληφθῇ ἐκείνη, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς θερμοκρασίαν 20° C καὶ εἰς τὴν μέσην πίεσιν $1/2(H_0 + H_0')$, ὅπου H_0 καὶ H_0' παριστοῦν εἰς 0° C τὰς τιμὰς τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως εἰς τὸν τόπον Α καὶ τὸν τόπον Β. Πυκνότητες: τοῦ ὑδραργύρου εἰς 0° C : $d_0 = 13{,}6$ gr/cm^3 τοῦ ἀέρος ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας : $D_0 = 1{,}293$ gr/dm^3. Συντελεσταὶ διαστολῆς ὀρειχάλκου : $\lambda = 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ $grad^{-1}$, ὑδραργύρου : $\gamma = 1{,}82 \cdot 10^{-4}$ $grad^{-1}$.

Διαστολὴ τῶν ἀερίων

45. Μία μᾶζα ἀέρος ἔχει εἰς 0° C ὄγκον 200 cm^3. Ἐὰν αὕτη θερμανθῇ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, εἰς ποίαν θερμοκρασίαν ὁ ὄγκος της διπλασιάζεται ;

46. Μία μᾶζα ἀέρος ἔχει εἰς 0° C πίεσιν 76 cm Hg. Ἐὰν αὕτη θερμανθῇ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, εἰς ποίαν θερμοκρασίαν ἡ πίεσίς της τριπλασιάζεται ;

47. Ὡρισμένη μᾶζα ὑδρογόνου ἔχει εἰς 17° C ὄγκον 4 dm^3. Θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν εἰς 57° C. Πόσος γίνεται ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου ;

48. Βαρομετρικὸς σωλὴν διατηρεῖται κατακόρυφος μὲ τὸ κλειστὸν ἄκρον του πρὸς τὰ κάτω. Ὁ σωλὴν περιέχει ἀέρα καὶ μίαν σταγόνα ὑδραργύρου, ἡ ὁποία ἔχει μῆκος 3 cm. Ὅταν ἡ θερμοκρασία εἶναι 5° C, τὸ κλειστὸν ἄκρον τοῦ σωλῆνος ἀπέχει 30,5 cm ἀπὸ τὸ κατώτερον ἄκρον τῆς σταγόνος. Ἐὰν ὁ σωλὴν θερμανθῇ εἰς 100° C, κατὰ πόσον θὰ μετακινηθῇ ἡ σταγὼν τοῦ ὑδραργύρου;

49. Ἀέριον ἔχει εἰς —13° C ὄγκον 60 cm^3. Ἐὰν ἡ πίεσίς του διατηρηθῇ σταθερά, πόσος γίνεται ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου εἰς 117° C ;

50. Μία μᾶζα ὀξυγόνου ἔχει εἰς 0° C ὄγκον 40 cm^3 καὶ πίεσιν 76 cm Hg. Τὸ ἀέριον θερμαίνεται εἰς 30° C καὶ ἡ πίεσίς του γίνεται 70 cm Hg. Πόσος εἶναι τότε ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου;

51. Εἰς 27° C καὶ ὑπὸ πίεσιν 762 mm Hg ἓν ἀέριον ἔχει ὄγκον 35 cm^3. Θερμαίνομεν τὸ ἀέριον καὶ ὁ μὲν ὄγκος του γίνεται 38 cm^3, ἡ δὲ πίεσίς του γίνεται 760 mm Hg. Πόση εἶναι τότε ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου ;

52. Εἰς τὸν πυθμένα μιᾶς λίμνης σχηματίζονται φυσαλίδες μεθανίου, αἱ ὁποῖαι, ὅταν φθάσουν εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὕδατος ἔχουν τετραπλάσιον ὄγκον. Ἡ θερμοκρασία εἰς τὸν πυθμένα τῆς λίμνης καὶ εἰς τὴν ἐπιφάνειαν αὐτῆς εἶναι ἀντιστοίχως 10° C καὶ 20° C, ἡ δὲ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις κατ' ἐκείνην τὴν στιγμὴν εἶναι 1 kgr*/cm². Πόσον εἶναι τὸ βάθος τῆς λίμνης;

53. Μία ποσότης ἀζώτου ἔχει εἰς 35° C καὶ ὑπὸ πίεσιν 78 cm Hg ὄγκον 2 m³. Πόσον ὄγκον ἔχει τὸ ἀέριον ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας;

54. Ὑπὸ πίεσιν 76 cm Hg πόση εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ ἀέρος εἰς —100° C καὶ εἰς 100° C; Πυκνότης ἀέρος ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας: 1,293 gr/dm³.

55. Πόσον εἶναι τὸ βάρος 20 dm³ ἀέρος ἔχοντος θερμοκρασίαν 0° C καὶ πίεσιν 100 Atm; Πυκνότης ἀέρος ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας: 1,293 gr/dm³.

56. Ἀέριον ἔχει μᾶζαν 1 gr, θερμοκρασίαν 7° C, ὄγκον 60 cm³ καὶ σχετικὴν πυκνότητα ὡς πρὸς τὸν ἀέρα ἴσην μὲ 0,07. Πόση εἶναι ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου τούτου;

57. Ἓν κυβικὸν δωμάτιον ἔχει ὕψος 4 m. Ὁ ἀὴρ τοῦ δωματίου ἔχει πίεσιν 78 cm Hg καὶ θερμοκρασίαν 15° C. Νὰ εὑρεθῇ πόση μᾶζα ἀέρος ἐξέρχεται ἀπὸ τὸ δωμάτιον, ὅταν ἡ θερμοκρασία του ἀνέλθῃ εἰς 20° C, ἡ δὲ πίεσις τοῦ ἀέρος διατηρηθῇ σταθερά. Ἡ πυκνότης τοῦ ἀέρος εἰς 0° C καὶ 76 cm Hg εἶναι 1,29 gr/dm³.

58. Πόσον ὄγκον ἔχουν 0,05 gr ὀξυγόνου ὑπὸ πίεσιν 76 cm Hg εἰς —40° C; Πυκνότης ὀξυγόνου ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας: 0,00143 gr/cm³.

59. Μία μᾶζα διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος ἔχει εἰς 7° C καὶ ὑπὸ πίεσιν 84 cm Hg ὄγκον 50 dm³. Πόσον ὄγκον ἔχει εἰς 30° C καὶ ὑπὸ πίεσιν 60 cm Hg;

60. Ἐντὸς δοχείου, τελείως κενοῦ καὶ ἔχοντος σταθερὸν ὄγκον 20 cm³, εἰσάγεται μᾶζα ὑδρογόνου $m = 0{,}001$ gr, θερμοκρασίας 17° C. Τὸ ἀέριον τοῦτο ὑφίσταται μερικὴν ἀραίωσιν. Ἐὰν τὸ ἀπομεῖναν ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀέριον ἔχῃ εἰς θερμοκρασίαν 10° C πίεσιν ἴσην μὲ τὸ 1/100 τῆς ἀρχικῆς πιέσεως, νὰ εὑρεθῇ πόση μᾶζα ὑδρογόνου ἀφῃρέθη ἀπὸ τὸ δοχεῖον.

61. Βαρομετρικὸς σωλήν, τομῆς 1 cm², περιέχει ὀλίγον ξηρὸν ἀέρα καὶ εἶναι βυθισμένος ἐντὸς βαθείας λεκάνης ὑδραργύρου τόσον, ὥστε εἰς 17° C τὸ ἐκτὸς τῆς λεκάνης τμῆμα του νὰ ἔχῃ μῆκος 35 cm. Τότε ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ἔχει ὕψος 25 cm. Ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις εἶναι 76 cm Hg. Πόση πρέπει νὰ γίνῃ ἡ θερμοκρασία, ὥστε ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου νὰ κατέλθῃ κατὰ 1 cm; Ἐὰν δὲ ὁ ἀὴρ ὑπὸ τὴν ἀρχικήν του κατάστασιν θερμανθῇ εἰς 37° C, πόσος θὰ γίνῃ ὁ ὄγκος του;

62. Κατὰ μίαν χημικὴν ἀνάλυσιν συλλέγομεν 240 cm³ χλωρίου, ἔχοντος θερμοκρασίαν 17° C καὶ πίεσιν 715 mm Hg. Πόση εἶναι ἡ μᾶζα τοῦ χλωρίου; Πυκνότης χλωρίου ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας: 0,00322 gr/cm³.

63. Πόσον βάρος ἔχει ὁ ἀὴρ δωματίου, ἔχοντος διαστάσεις 10 m × 7 m × 3 m, ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος εἶναι 17° C καὶ ἡ πίεσις αὐτοῦ εἶναι 72 cm Hg;

64. Εἰς τὸν βαρομετρικὸν θάλαμον ἑνὸς βαρομέτρου εἰσάγεται ἀήρ, ἕως ὅτου ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου κατέλθῃ εἰς 40 cm. Τὴν στιγμὴν ἐκείνην ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις εἶναι 76 cm Hg καὶ ἡ θερμοκρασία εἶναι 20°C, ἡ δὲ στήλη τοῦ ἀέρος ἔχει ὕψος 45 cm. Νὰ εὑρεθῇ πόσον θὰ εἶναι τὸ ὕψος τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου, ἂν ἡ θερμοκρασία γίνῃ 40° C. Ἡ διαστολὴ τοῦ ὑδραργύρου παραλείπεται.

65. Σφαιρικὸν ἀερόστατον ἔχει ἀκτῖνα 3 m καὶ εἶναι πλῆρες μὲ ἀέρα θερμοκρασίας 100° C καὶ ὑπὸ πίεσιν τὴν ἀτμοσφαιρικήν. Ὁ ἐξωτερικὸς ἀὴρ ἔχει θερμοκρασίαν 0° C καὶ πίεσιν 76 cm Hg. Νὰ εὑρεθῇ πόσον βάρος δύναται νὰ συγκρατήσῃ τὸ ἀερόστατον τοῦτο. Πυκνότης ἀέρος ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας 1,3 gr/dm³.

66. Θερμαίνομεν εἰς 100° C μίαν φιάλην περιέχουσαν ἀέρα καὶ κλείομεν αὐτὴν ἑρμητικῶς. Πόση εἶναι ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος ἐντὸς τῆς φιάλης, ὅταν ἡ θερμοκρασία του γίνῃ 18° C; Ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις εἶναι 1 kgr*/cm².

67. Ὑάλινος σωλήν, μήκους 85 cm καὶ ἀνοικτὸς εἰς τὰ δύο ἄκρα του, βυθίζεται κατακορύφως κατὰ 32 cm ἐντὸς λεκάνης ὑδραργύρου. Κλείομεν τὸ ἀνώτερον ἄκρον του καὶ ἀνυψώνομεν κατακορύφως τὸν σωλῆνα, ἕως ὅτου τὸ κατώτερον ἄκρον του φθάσῃ εἰς τὴν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑδραργύρου τῆς λεκάνης. Τότε ὁ ὑδράργυρος ἀνέρχεται ἐντὸς τοῦ σωλῆνος κατὰ 17 cm. Ἡ θερμοκρασία εἶναι 15° C. Πόση πρέπει νὰ γίνῃ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος ἀέρος, διὰ νὰ κατέλθῃ ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου ἐντὸς τοῦ σωλῆνος κατὰ 1 cm ;

68. Μία μᾶζα ἀέρος ἔχει εἰς 10° C ὄγκον 2 dm^3 καὶ πίεσιν 72 cm Hg. Θερμαίνομεν τὸν ἀέρα ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον εἰς 50° C. Πόση εἶναι ἡ νέα πίεσις τοῦ ἀέρος καὶ πόση εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ ἀέρος εἰς 10° C καὶ εἰς 50° C ; Πυκνότης ἀέρος ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας: 1,293 gr/dm^3.

69. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 68, ὁ ἀήρ, ὅταν ἔχῃ θερμοκρασίαν 50° C, διαστέλλεται ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν, ἕως ὅτου ἀποκτήσῃ τὴν ἀρχικήν του πίεσιν 72 cm Hg. Πόσος θὰ γίνῃ ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρος ;

70. Δύο ὅμοιοι κύλινδροι Α καὶ Α' κλείονται μὲ δύο ἔμβολα Ε καὶ Ε', τὰ ὁποῖα ἔχουν ἐπιφάνειαν 300 cm^2 καὶ εἶναι σταθερῶς συνδεδεμένα μεταξύ των. Ἡ ἀπόστασις ἑκάστου ἐμβόλου ἀπὸ τὴν βάσιν τοῦ κυλίνδρου εἶναι ἴση μὲ 25 cm. Οἱ κύλινδροι περιέχουν ἀέρα εἰς 0° C καὶ ὑπὸ πίεσιν 76 cm Hg. 1) Θερμαίνομεν τὸν κύλινδρον Α εἰς 150° C, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία τοῦ κυλίνδρου Α' διατηρεῖται σταθερὰ εἰς 0° C. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ μετατόπισις x τοῦ ἐμβόλου ΕΕ'. 2) Ἐπαναφέρομεν τὴν θερμοκρασίαν τοῦ κυλίνδρου Α εἰς 0° C κρατοῦντες ἀκίνητον τὸ ἔμβολον ΕΕ'. Νὰ εὑρεθῇ ἡ τελικὴ πίεσις ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου Α.

71. Μεταλλικὸν δοχεῖον, κλειόμενον διὰ στρόφιγγος, ἔχει χωρητικότητα 2 dm^3 καὶ περιέχει 2,518 gr ἀέρος θερμοκρασίας 0° C καὶ ὑπὸ πίεσιν τὴν ἀτμοσφαιρικὴν p. 1) Νὰ εὑρεθῇ ἡ τιμὴ τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως. 2) Κλείομεν τὴν στρόφιγγα καὶ θερμαίνομεν τὸ δοχεῖον ἀπὸ 0° C εἰς 182° C. Ποία εἶναι ἡ πίεσις p' τοῦ ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀέρος ;

72. Κοῖλος κύλινδρος ἀπὸ χάλυβα ἔχει τομὴν 300 cm^2 καὶ ὕψος 50 cm. Ὁ ἄξων του εἶναι κατακόρυφος. Εἰς τὸ ἀνώτερον ἄκρον του ἐφαρμόζομεν ἔμβολον, βάρους 6 kgr*, τὸ ὁποῖον ἀφήνομεν νὰ κατέλθῃ ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου. Ἡ ἐξωτερικὴ πίεσις εἶναι 745 mm Hg καὶ ἡ θερμοκρασία εἶναι 0° C. 1) Νὰ εὑρεθῇ πόση μᾶζα ἀέρος ἀπεκλείσθη ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου καὶ εἰς ποῖον ὕψος θὰ σταματήσῃ τὸ ἔμβολον, ἂν ἡ θερμοκρασία διατηρῆται σταθερά. 2) Ἡ θερμοκρασία ἀνέρχεται εἰς 30° C. Νὰ εὑρεθῇ πόσον βάρος πρέπει νὰ θέσωμεν τότε ἐπὶ τοῦ ἐμβόλου, διὰ νὰ διατηρηθῇ τοῦτο εἰς τὴν αὐτὴν θέσιν. Πυκνότητες : ὑδραργύρου εἰς 0° C : $d_0 = 13{,}6$ gr/cm^3, ἀέρος ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας : $D_0 = 1{,}293$ gr/dm^3.

73. Νὰ ὑπολογισθῇ πόσον ὄγκον καταλαμβάνει εἰς θερμοκρασίαν 600° C καὶ ὑπὸ τὴν κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν τὸ διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος, τὸ ὁποῖον προέρχεται ἀπὸ τὴν καῦσιν 1 kgr* ἄνθρακος.

74. Πόση μᾶζα ὑδρογόνου πρέπει νὰ προστεθῇ εἰς 100 gr ξηροῦ ἀέρος, διὰ νὰ ληφθῇ μῖγμα, τὸ ὁποῖον νὰ ἔχῃ σχετικὴν πυκνότητα ὡς πρὸς τὸν ἀέρα ἴσην μὲ 0,5 ;

75. Μῖγμα ἀτμῶν αἰθέρος καὶ διθειούχου ἄνθρακος ἔχει πίεσιν 45,20 cm Hg. Ὑγροποιοῦμεν τελείως τὸ μῖγμα τοῦτο τῶν ἀτμῶν καὶ εὑρίσκομεν ὅτι εἰς τὸ ὑγρόν, τὸ ὁποῖον λαμβάνομεν, ἀντιστοιχοῦν 11,9 gr διθειούχου ἄνθρακος εἰς 100 gr αἰθέρος. Ἐὰν οἱ ἀτμοὶ ἀκολουθοῦν τοὺς νόμους τῶν τελείων ἀερίων, νὰ εὑρεθῇ ἡ μερικὴ πίεσις τῶν ἀτμῶν τοῦ αἰθέρος καὶ τοῦ διθειούχου ἄνθρακος εἰς τὸ μῖγμα. Μοριακαὶ μᾶζαι : αἰθέρος 74· διθειούχου ἄνθρακος 76.

76. Εἶναι γνωστὸν ὅτι διὰ 1 mol τελείου ἀερίου ἰσχύει ἡ σχέσις : $pV = RT$. Νὰ εὑρεθῇ ἡ τιμὴ τῆς σταθερᾶς R εἰς τὸ σύστημα C.G.S., ὅταν ἡ προηγουμένη σχέσις ἐφαρμόζεται διὰ 1 gr ὑδρογόνου, ὀξυγόνου καὶ ἀζώτου. Μοριακὰ βάρη τῶν ἀερίων : H = 2. O = 32. N = 28. Πυκνότης ὑδραργύρου εἰς 0° C : 13,6 gr/cm^3 · g = 981 C.G.S.

77. Νὰ εὑρεθῇ ἐκ τῆς ἐξισώσεως τοῦ Clapeyron πόσον βάρος ὀξυγόνου περιέχει χαλυβδίνη φιάλη τῶν 10 dm^3 εἰς 27° C καὶ ὑπὸ πίεσιν 100 at.

78. Πόσον ὄγκον καταλαμβάνουν 0,2 mol οἱουδήποτε τελείου ἀερίου εἰς 20° C καὶ ὑπὸ πίεσιν 72 cm Hg ;

79. Τέλειον ἀέριον εἰς 250° K καὶ ὑπὸ πίεσιν 2,5 at ἔχει ὄγκον 1 m^3. Πόσα γραμμομόρια τοῦ ἀερίου ὑπάρχουν ἐντὸς τοῦ ὄγκου τούτου ;

80. Ἐντὸς κλειστοῦ δοχείου Α ὑπάρχει ξηρὸς ἀήρ, ὁ ὁποῖος ἔχει ὄγκον $V = 10$ λίτρα, θερμοκρασίαν $\theta = 22°$ C καὶ πίεσιν $p = 76$ cm Hg. Ἐντὸς τοῦ δοχείου Α ὑπάρχει μικρὸν φιαλίδιον κλειστόν, τὸ ὁποῖον περιέχει μᾶζαν $m_1 = 2,42$ gr ἑνὸς ὑγροῦ. Μὲ κατάλληλον διάταξιν θραύεται τὸ φιαλίδιον καὶ ὅλον τὸν ὑγρὸν ἐξατμίζεται. Ὅταν ἀποκατασταθῇ ἰσορροπία, ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ δοχείου Α γίνεται $p_{o\lambda} = 83$ cm Hg καὶ ἡ θερμοκρασία γίνεται $\theta_1 = 27^0$ C. Νὰ προσδιορισθῇ ἡ μοριακὴ μᾶζα τοῦ ὑγροῦ. Ὁ ὄγκος V θεωρεῖται σταθερός. Ἡ σταθερὰ R τῶν τελείων ἀερίων εἶναι : $R = 8,3 \cdot 10^7$ C.G.S.

Εἰδικὴ θερμότης τῶν στερεῶν καὶ ὑγρῶν

81. Ἀναμιγνύομεν 200 gr ὕδατος 10^0 C μὲ 500 gr ὕδατος 45^0 C. Ποία εἶναι ἡ τελικὴ θερμοκρασία τοῦ μίγματος;

82. Πόσον ὕδωρ θερμοκρασίας 17^0 C καὶ πόσον ὕδωρ θερμοκρασίας 80^0 C πρέπει νὰ ἀναμίξωμεν, διὰ νὰ λάβωμεν 50 kgr ὕδατος θερμοκρασίας 35^0 C ;

83. Ἐντὸς γλυκερίνης $14,5^0$ C ρίπτομεν τεμάχιον ψευδαργύρου ἔχον θερμοκρασίαν $98,3^0$ C. Ἡ μᾶζα καὶ τῶν δύο τούτων σωμάτων εἶναι 400 gr, ἡ δὲ τελικὴ θερμοκρασία τοῦ μίγματος εἶναι $19,6^0$ C. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ μᾶζα τῆς γλυκερίνης καὶ τοῦ ψευδαργύρου. Εἰδικαὶ θερμότητες γλυκερίνης : 0,57 $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$, ψευδαργύρου : 0,092 $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

84. Ἐντὸς δοχείου ἐξ ἀλουμινίου, ἔχοντος βάρος 110 gr*, θερμαίνομεν 0,7 kgr* ὕδατος. Τὰ 25 % τῆς θερμότητος, τὴν ὁποίαν παρέχει ἡ ἑστία, διαφεύγουν εἰς τὸ περιβάλλον. Πόσον τοῖς % τῆς ὅλης παρεχομένης θερμότητος χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν θέρμανσιν τοῦ ὕδατος; Εἰδικὴ θερμότης ἀλουμινίου : 0,214 $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

85. Θερμιδόμετρον ἐκ χαλκοῦ ἔχει μᾶζαν 200 gr καὶ περιέχει 300 gr πετρελαίου· ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία τῶν δύο σωμάτων εἶναι $18,5^0$ C. Ἐὰν θέσωμεν ἐντὸς τοῦ θερμιδομέτρου 100 gr μολύβδου θερμοκρασίας 100^0 C, ἡ τελικὴ θερμοκρασία τοῦ συστήματος γίνεται 20^0 C. Νὰ εὑρεθῇ ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ πετρελαίου, ἐὰν ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ χαλκοῦ εἶναι 0,092 $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$ καὶ τοῦ μολύβδου εἶναι 0,031 $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

86. Θερμιδόμετρον περιέχει 210 gr ὕδατος θερμοκρασίας $11,3^0$ C. Προσθέτομεν 245 gr ὕδατος θερμοκρασίας $31,5^0$ C καὶ εὑρίσκομεν ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ συστήματος γίνεται $21,7^0$ C. Πόση εἶναι ἡ θερμοχωρητικότης τοῦ θερμιδομέτρου;

87. Ἡ θερμοχωρητικότης ἑνὸς θερμομέτρου εἶναι 1,84 cal/grad. Τὸ θερμόμετρον βυθίζεται ἐντὸς ὕδατος θερμοκρασίας $73,6^0$ C καὶ ἔπειτα φέρεται ἐντὸς θερμιδομέτρου, ἔχοντος ἀρχικὴν θερμοκρασίαν $14,5^0$ C καὶ θερμοχωρητικότητα 90,5 cal/grad. Ποία θὰ εἶναι ἡ ἔνδειξις τοῦ θερμομέτρου, ὅταν ἀποκατασταθῇ θερμικὴ ἰσορροπία ;

88. Νὰ εὑρεθῇ ποῖοι ὄγκοι σιδήρου, μολύβδου καὶ ἀλουμινίου ἔχουν τὴν ἰδίαν θερμοχωρητικότητα μὲ ἐκείνην, τὴν ὁποίαν ἔχει ἓν λίτρον ὕδατος. Αἱ εἰδικαὶ θερμότητες (c) καὶ αἱ πυκνότητες (d) τῶν ἀνωτέρω τριῶν μετάλλων εἶναι :

τοῦ σιδήρου :	$c_1 = 0,12$ $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$	$d_1 = 7,5$ $\mathrm{gr/cm^3}$
τοῦ μολύβδου :	$c_2 = 0,031$ $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$	$d_2 = 11,4$ $\mathrm{gr/cm^3}$
τοῦ ἀλουμινίου :	$c_3 = 0,22$ $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$	$d_3 = 2,7$ $\mathrm{gr/cm^3}$

89. Διὰ νὰ προσδιορίσωμεν τὴν θερμοκρασίαν τῆς φλογὸς τοῦ λύχνου Bunsen, ἐκτελοῦμεν τὴν ἑξῆς μέτρησιν: Θερμαίνομεν διὰ τῆς φλογὸς τεμάχιον σιδήρου, ἔχον μᾶζαν 6,85 gr, καὶ ἔπειτα τὸ φέρομεν ἐντὸς χαλκίνου θερμιδομέτρου. Ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμιδομέτρου μεταβάλλεται ἀπὸ $18,4^0$ C εἰς $21,3^0$ C. Ἡ μᾶζα τοῦ δοχείου εἶναι 300 gr. Ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ χαλκοῦ εἶναι : $c = 0,092$ $\mathrm{cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

90. Εἰς τὸ ἀγγλικὸν σύστημα μονάδων ὡς μονὰς μάζης λαμβάνεται ἡ λίμπρα (1 lb), ἡ ὁποία ἰσοδυναμεῖ μὲ 453,6 gr καὶ ἡ θερμοκρασία μετρεῖται εἰς τὴν κλίμακα Fahrenheit. Νὰ εὑρεθῇ μὲ πόσας θερμίδας ἰσοδυναμεῖ ἡ μονὰς θερμότητος τοῦ ἀγγλικοῦ συστήματος μονάδων.

91. Δύο ἀπολύτως ὅμοια θερμιδόμετρα Α καὶ Β ἀπὸ χαλκὸν ἔχουν ἕκαστον μᾶζαν 50 gr. Τὸ Α περιέχει 100 $\mathrm{cm^3}$ ὕδατος καὶ τὸ Β περιέχει 100 $\mathrm{cm^3}$ τερεβινθελαίου. Ἀρχικῶς ἡ θερμοκρασία τῶν δύο ὑγρῶν, εἶναι 90^0 C. Τὰ δύο θερμιδόμετρα ψύχονται ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας καὶ εὐρέθη ὅτι, διὰ νὰ ψυχθοῦν ἀπὸ 70^0 εἰς 60^0 C, ἐχρειάσθη τὸ μὲν A χρόνον 5 min 20 sec, τὸ δὲ B ἐχρειάσθη 2 min 7 sec. Νὰ εὑρεθῇ ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ τερεβινθελαίου, ἐὰν εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ πυκνότης τοῦ τερεβινθελαίου εἶναι 0,87 gr/cm^3. Εἰδικὴ θερμότης χαλκοῦ: 0,10 $cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$

92. Ἓν χάλκινον θερμιδόμετρον ἔχει θερμοχωρητικότητα 15 cal/grad καὶ περιέχει 50 cm^3 θερμοῦ ὕδατος. Τὸ θερμιδόμετρον τοποθετεῖται ἐντὸς δοχείου, τοῦ ὁποίου τὰ τοιχώματα διατηροῦνται εἰς σταθερὰν θερμοκρασίαν. Εὑρίσκομεν τότε ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμιδομέτρου κατέρχεται ἀπὸ 70^0 εἰς 60^0C ἐντὸς 2 min 45 sec. Ἀντικαθιστῶμεν τὸ ὕδωρ μὲ ἴσον ὄγκον θερμοῦ παραφινελαίου, τὸ ὁποῖον ἔχει πυκνότητα: 0,80 gr/cm^3 καὶ εἰδικὴν θερμότητα : 0,53 $cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$. Νὰ εὑρεθῇ εἰς πόσον χρόνον ἡ θερμοκρασία τοῦ παραφινελαίου κατέρχεται ἀπὸ 70^0 εἰς $60\,^0$C.

93. Ἐντὸς θερμιδομέτρου, ἔχοντος θερμοχωρητικότητα 10 cal/grad, περιέχονται 150 gr ὕδατος θερμοκρασίας 18^0 C. Ἐντὸς τοῦ θερμιδομέτρου φέρεται σῶμα μάζης 120 gr. Τὸ σῶμα τοῦτο εἶναι κρᾶμα, ἔχον τὴν ἑξῆς σύστασιν: 70% χαλκὸς καὶ 30% νικέλιον. Ἡ τελικὴ θερμοκρασία τοῦ συστήματος εἶναι $22,4^0$ C. Πόση ἦτο ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία τοῦ κράματος; Εἰδικαὶ θερμότητες : χαλκοῦ : 0,092 $cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$, νικελίου : 0,11 $cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$.

Εἰδικὴ θερμότης τῶν ἀερίων

94. Θερμαίνομεν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 1 gr νέου, ἔχοντος ἀρχικὴν θερμοκρασίαν 0^0 C. Πόσην ποσότητα θερμότητος χρειάζεται τὸ ἀέριον, διὰ νὰ διπλασιασθῇ ἡ πίεσίς του; Εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν: $c_p = 0,246$ $cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$, $\gamma = 1,64$.

95. Πόσην μεταβολὴν ὄγκου ὑφίσταται 1 m^3 ἀέρος ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας, ὅταν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν προσλαμβάνῃ 5 kcal; Πόση γίνεται ἡ θερμοκρασία του; Ἀέρος : $c_p = 0,24$ $cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$, πυκνότης ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας: 1,293 gr/dm^3.

96. Πόσαι χιλιοθερμίδες ἀπαιτοῦνται, διὰ νὰ θερμανθῇ ἀπὸ 10^0 C εἰς 17^0 C ὁ ἀὴρ ἑνὸς δωματίου, ἔχοντος διαστάσεις 4 m $\times$ 3 m $\times$ 2,5 m. Ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις 73 cm Hg. Ἀέρος: $c_p = 0,24$ $cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$, πυκνότης ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας : 1,293 gr/dm^3.

97. Μία χαλυβδίνη φιάλη περιέχει 15 dm^3 ὑδρογόνου. Πόσην ποσότητα θερμότητος πρέπει νὰ προσλάβῃ τὸ ἀέριον, ὥστε ἡ πίεσίς του νὰ αὐξηθῇ κατὰ 2 at; Ὑδρογόνου $c_p = 3,41$ $cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$, $\gamma = 1,41$· πυκνότης ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας: $89 \cdot 10^{-6}$ gr/cm^3.

98. Μία ποσότης ἀέρος ἔχει θερμοκρασίαν 20^0 C καὶ πίεσιν 76 cm Hg. Ὁ ἀὴρ οὗτος συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς, ὥστε ὁ ὄγκος του νὰ γίνῃ ἴσος μὲ τὸ ἥμισυ τοῦ ἀρχικοῦ ὄγκου του. Νὰ εὑρεθῇ ἡ τελικὴ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος. $\gamma = 1,41$.

99. Ἐντὸς δοχείου περιέχεται ἀήρ, ὁ ὁποῖος ἔχει θερμοκρασίαν 27^0 C. Αἰφνιδίως ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρος διπλασιάζεται. Νὰ εὑρεθῇ πόση γίνεται ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος μετὰ τὴν ἀπότομον διαστολήν του. $\gamma = 1,4$.

100. Τέλειον ἀέριον ἔχει εἰς θερμοκρασίαν 0^0 C ὄγκον 1 dm^3 καὶ πίεσιν 10 kgr^*/cm^2. Τὸ ἀέριον ὑφίσταται ἐκτόνωσιν καὶ ὁ ὄγκος του γίνεται 10 dm^3. Νὰ εὑρεθῇ πόση γίνεται ἡ θερμοκρασία καὶ ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου μετὰ τὴν ἐκτόνωσιν αὐτοῦ. $\gamma = 3/2$.

101. Τέλειον ἀέριον συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς καὶ ὁ ὄγκος του μεταβάλλεται ἀπὸ V εἰς V_1· εἶναι δὲ $V = 10\ V_1$. Ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου εἶναι $T = 293^0$ K. Ποία εἶναι ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως; $\gamma = 1,41$.

102. Κατακόρυφον κυλινδρικὸν δοχεῖον κλείεται πρὸς τὰ ἄνω μὲ ἔμβολον E, ἐπὶ τοῦ ὁποίου δυνάμεθα νὰ θέσωμεν διάφορα βάρη. Ἐντὸς τοῦ δοχείου ὑπάρχει ὑδρογόνον, τὸ ὁποῖον ἀρχικῶς ἔχει ὄγκον $V = 1$ m^3, θερμοκρασίαν $\theta = 27^0$ C καὶ πίεσιν $p = 125$ kgr^*/cm^2. Ἐλαττώνοντες συνεχῶς τὸ βάρος, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐμβόλου, ἐλαττώνομεν τὴν πίεσιν τοῦ ἀερίου συνεχῶς, ἕως ὅτου αὐτὴ γίνῃ ἴση μὲ 1 kgr^*/cm^2. Πόση εἶναι τότε ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑδρογόνου καὶ πόσος εἶναι ὁ ὄγκος του; Ὑποθέτομεν ὅτι τὰ τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου καὶ τὸ ἔμβολον δὲν ἔχουν καμμίαν θερμικὴν ἀγωγιμότητα. $\gamma = 3/2$.

Τῆξις τῶν στερεῶν

103. Ἐντὸς δοχείου ὑπάρχουν πάγος καὶ ὕδωρ. Ἡ μᾶζα των εἶναι 400 gr. Προσθέτομεν 300 gr ὕδατος 80° C καὶ ἡ θερμοκρασία γίνεται τελικῶς 10° C. Πόσος πάγος ὑπῆρχεν ἀρχικῶς;

104. Πόσος πάγος θερμοκρασίας —15° C δύναται νὰ ταχῇ ὑπὸ 1 kgr ὕδατος 50° C; Εἰδικὴ θερμότης πάγου 0,58 cal · gr^{-1} · $grad^{-1}$.

105. Ἓν τεμάχιον πάγου 0° C ἔχει βάρος 115 gr* καὶ τίθεται ἐντὸς θερμιδομέτρου, τὸ ὁποῖον περιέχει 1 000 gr ὕδατος θερμοκρασίας 20° C. Τὸ δοχεῖον τοῦ θερμιδομέτρου ἔχει βάρος 350 gr* καὶ εἰδικὴν θερμότητα 0,1 cal · gr^{-1} · $grad^{-1}$. Πόση θὰ εἶναι ἡ θερμοκρασία τοῦ συστήματος μετὰ τὴν πλήρη τῆξιν τοῦ πάγου ;

106. Ἐντὸς 500 gr ὕδατος, θερμοκρασίας 20° C, εἰσάγεται τεμάχιον πάγου ἔχον μᾶζαν 200 gr καὶ θερμοκρασίαν 0° C. Ποία εἶναι ἡ τελικὴ θερμοκρασία τοῦ συστήματος;

107. Ὅταν 150 gr πάγου θερμοκρασίας 0° C ἀναμιγνύωνται μὲ 300 gr ὕδατος θερμοκρασίας 50° C, ἡ τελικὴ θερμοκρασία γίνεται 6,7° C. Πόση εἶναι ἡ θερμότης τήξεως τοῦ πάγου;

108. Δοχεῖον ἐξ ἀλουμινίου ἔχει μᾶζαν 100 gr καὶ περιέχει 200 gr ὕδατος. Ἡ θερμοκρασία τοῦ συστήματος εἶναι 30° C. Ἐντὸς τοῦ δοχείου προστίθενται 150 gr πάγου, θερμοκρασίας 0° C. Ποία εἶναι ἡ τελικὴ θερμοκρασία; $c_{αλ}$ = 0,212 cal · gr^{-1} · $grad^{-1}$.

109. Ὀρειχάλκινον θερμιδόμετρον ἔχει μᾶζαν 500 gr καὶ περιέχει 500 gr πάγου θερμοκρασίας —20° C. Διοχετεύομεν ἐντὸς τοῦ θερμιδομέτρου ρεῦμα ὕδατος 80° C, τοῦ ὁποίου ἡ παροχὴ εἶναι 50 gr κατὰ λεπτόν. Τότε χρειάζονται 11 min 30 sec, διὰ νὰ ταχῇ τελείως ὁ πάγος καὶ νὰ μεταβληθῇ εἰς ὕδωρ 0°C. Ἂν ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὀρειχάλκου εἶναι 0,1 cal · gr^{-1} · $grad^{-1}$ καὶ τοῦ πάγου εἶναι 0,5 cal · gr^{-1} · $grad^{-1}$, νὰ εὑρεθῇ ἡ θερμότης τήξεως τοῦ πάγου. Ἐὰν ἐξακολουθήσωμεν τὸ πείραμα, μετὰ πόσον χρόνον ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμιδομέτρου θὰ γίνῃ 20° C ;

110. Τεμάχιον μετάλλου ἔχει μᾶζαν 1,2 gr καὶ θερμοκρασίαν 100° C. Τὸ μέταλλον εἰσάγεται ἐντὸς θερμιδομέτρου τοῦ Bunsen. Παρατηροῦμεν τότε ὅτι ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου ἐντὸς τοῦ τριχοειδοῦς σωλῆνος, ὁ ὁποῖος ἔχει τομὴν 1 mm^2, ὀπισθοχωρεῖ κατὰ 3 cm. Νὰ εὑρεθῇ ἡ εἰδικὴ θερμότης c τοῦ μετάλλου. Πυκνότης πάγου εἰς 0° C : 0,917 gr/cm^3, ὕδατος εἰς 0° C : 1 gr/cm^3. Θερμότης τήξεως πάγου: 80 cal/gr.

111. Τεμάχιον πάγου ἔχει βάρος 100 gr* καὶ ἐπιπλέει ἐπὶ ὕδατος θερμοκρασίας 0° C. Εἰσάγομεν ἐντὸς τοῦ δοχείου τεμάχιον μετάλλου, τὸ ὁποῖον ἔχει βάρος 150 gr* καὶ θερμοκρασίαν 100° C. Ὅταν ἀποκατασταθῇ θερμικὴ ἰσορροπία, ἐξακολουθεῖ νὰ ἐπιπλέῃ τεμάχιον πάγου. Νὰ ὑπολογισθῇ πόση μᾶζα τοῦ πάγου ἐτάκη καὶ πόση εἶναι ἡ ἐλάττωσις τοῦ ὄγκου τοῦ συστήματος πάγος - ὕδωρ. Ὑποθέτομεν ὅτι τὸ δοχεῖον εἶναι τελείως μονωμένον θερμικῶς. Πυκνότης πάγου : 0,92 gr/cm^3. Θερμότης τήξεως πάγου: 80 cal/gr. Εἰδικὴ θερμότης μετάλλου: 0,12 cal · gr^{-1} · $grad^{-1}$.

112. Εἰς ἓν θερμιδόμετρον τοῦ Laplace τήκονται 0,72 gr πάγου, ὅταν εἰσαχθοῦν ἐντὸς τοῦ θερμιδομέτρου 6,33 gr ψευδαργύρου θερμοκρασίας 98,5° C. Νὰ εὑρεθῇ ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ψευδαργύρου. Θερμότης τήξεως πάγου 80 cal/gr.

113. Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ ἡλιακὴ ἀκτινοβολία, ὅταν προσπίπτῃ κατακορύφως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς θαλάσσης καὶ ὑπὸ διαυγῆ οὐρανόν, μεταδίδει εἰς ἐπιφάνειαν 1 cm^2 καὶ κατὰ λεπτὸν ποσότητα θερμότητος 1,5 cal. 1) Πόση γίνεται αὐτὴ ἡ ποσότης θερμότητος εἰς τὰ ὅρια τῆς ἀτμοσφαίρας, ἂν εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ ἀτμόσφαιρα ἀπορροφᾷ τὰ 23 % τῆς θερμικῆς ἐνεργείας, τὴν ὁποίαν μεταφέρουν αἱ κατακορύφως προσπίπτουσαι ἡλιακαὶ ἀκτῖνες; 2) Θεωροῦμεν εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς θαλάσσης ἔκτασιν ἑνὸς ἑκταρίου. Πόσην ποσότητα θερμότητος δέχεται ἡ ἐπιφάνεια αὐτὴ εἰς μίαν ὥραν, ὅταν αἱ ἡλιακαὶ ἀκτῖνες προσπίπτουν καθέτως πρὸς αὐτήν;

114. Ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς ὑπάρχει στρῶμα πάγου πάχους 2 cm καὶ θερμοκρασίας 0° C. Ἐὰν ἐπὶ 1 cm^2 ἡ ἡλιακὴ ἀκτινοβολία μεταφέρῃ 1,5 cal κατὰ λεπτόν, νὰ εὑρεθῇ πόσος χρόνος ἀπαιτεῖται διὰ τὴν τελείαν τῆξιν τοῦ πάγου. Πυκνότης πάγου 0,917 gr/cm^3. Θερμότης τήξεως πάγου 79,6 cal/gr.

139. Κύλινδρος έχει τὸν ἄξονά του κατακόρυφον καὶ κλείεται μὲ ἐλαφρὸν ἔμβολον Ε. Ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου ὑπάρχουν 5 kgr ὕδατος θερμοκρασίας 15° C, τὸ δὲ ἔμβολον ἐφάπτεται τοῦ ὕδατος. Ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐμβόλου εἶναι 25 dm^2 καὶ ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις εἶναι 76 cm Hg. Θερμαίνομεν τὸ ὕδωρ, ὥστε νὰ ἐξαερωθῇ μᾶζα ὕδατος 100 gr. Νὰ ὑπολογισθῇ εἰς χιλιογραμμόμετρα τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται κατὰ τὴν πρὸς τὰ ἄνω κίνησιν τοῦ ἐμβόλου καὶ ἡ ποσότης θερμότητος, τὴν ὁποίαν παρέχομεν εἰς τὸ σύστημα κατὰ τὸ ἀνωτέρω πείραμα. Θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ ὕδατος εἰς 100° C : 539 cal/gr. Ἡ θερμοχωρητικότης τοῦ κυλίνδρου καὶ τοῦ ἐμβόλου παραλείπονται. Πυκνότης Hg : 13,6 gr/cm^3.

140. Ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν τοῦ Clapeyron νὰ ὑπολογισθῇ πόσον ὄγκον ἔχει εἰς κυβικὰ μέτρα μᾶζα 1 kgr ὑδρατμῶν θερμοκρασίας 400° C καὶ ὑπὸ πίεσιν 10 at.

141. Ἐντὸς θερμιδομέτρου ἔχοντος θερμοχωρητικότητα 50 cal/grad περιέχονται 2 kgr πάγου, 5 kgr ὕδατος καὶ 0,7 kgr ἀλουμινίου. Διοχετεύομεν ἐντὸς τοῦ δοχείου 80 gr ὑδρατμοῦ 100° C. Ποία εἶναι ἡ τελικὴ θερμοκρασία; Εἰδικὴ θερμότης ἀλουμινίου 0,21 $cal \cdot gr^{-1} \cdot grad^{-1}$.

142. Ἐντὸς δοχείου ἔχοντος ἀσήμαντον θερμοχωρητικότητα ἀναμιγνύομεν 1 kgr ἀλουμινίου θερμοκρασίας 180° C καὶ 500 gr ὕδατος 60° C. Πόση μᾶζα ὕδατος θὰ ἐξαερωθῇ ;

143. Εἰς τὸ ἀγγλικὸν σύστημα μονάδων ἡ θερμοκρασία μετρεῖται εἰς βαθμοὺς Fahrenheit, ἡ δὲ μᾶζα εἰς λίβρας (1 lb = 453,6 gr). Ἐὰν εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ ὕδατος εἰς 100° C εἶναι 540 cal/gr, πόση εἶναι ἡ τιμὴ τῆς θερμότητος ἐξαερώσεως εἰς τὸ ἀγγλικὸν σύστημα μονάδων ;

144. Ἐντὸς κυλίνδρου, κλειομένου πρὸς τὰ ἄνω μὲ ἔμβολον, περιέχονται 100 gr διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος ὑπὸ πίεσιν 50 φυσικῶν ἀτμοσφαιρῶν. Τὸ διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος εὑρίσκεται τότε ὑπὸ τὴν μορφὴν κεκορεσμένων ἀτμῶν καὶ τὸ συμπιέζομεν, ἕως ὅτου ὅλον τὸ ἀέριον νὰ ὑγροποιηθῇ. Πόσον ἔργον ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ὑγροποίησιν αὐτὴν τοῦ ἀερίου; Πυκνότης τῶν κεκορεσμένων ἀτμῶν τοῦ CO_2 : d_1 = 0,15 gr/cm^3· πυκνότης τοῦ ὑγροῦ CO_2 : d_2 = 0,84 gr/cm^3 · g = 981 C.G.S.

145. Ὁ λέβης μιᾶς ἀτμομηχανῆς περιέχει 4 τόννους ὕδατος καὶ 2 m^3 ὑδρατμῶν (ἀὴρ δὲν περιέχεται)· τὸ ὅλον σύστημα ἔχει θερμοκρασίαν 180° C. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία ἐδαπανήθη, διὰ νὰ φθάσωμεν εἰς τὸ σύστημα τοῦτο (ὕδωρ - ὑδρατμός), ἂν ἡ ἀρχικὴ κατάστασις ἦτο 0° C. Ὑποθέτομεν ὅτι ἡ ἐξαέρωσις συμβαίνει, μόνον ὅταν ἡ θερμοκρασία γίνῃ 180° C καὶ ὅτι κάτωθεν τῆς θερμοκρασίας αὐτῆς δὲν συμβαίνει καμμία ἐξαέρωσις. Θερμότης ἐξαερώσεως εἰς θ° C : $\Lambda_\theta = 607 - 0{,}7\,\theta$ cal/gr. — Μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν εἰς θ° C: $p = (\theta/100)^4$ kgr*/cm^2.

146. Εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ λέβητος τοῦ προηγουμένου προβλήματος 145, ἀνοίγομεν τὴν στρόφιγγα τοῦ λέβητος καὶ ἀφήνομεν νὰ ἐξέλθῃ βραδέως ὑδρατμός, ἕως ὅτου ἡ θερμοκρασία ὅλου τοῦ συστήματος κατέλθῃ ἀπὸ 180° εἰς 179°C. Νὰ εὑρεθῇ ἡ μᾶζα τοῦ ἐξελθόντος ἀτμοῦ, ἂν ὑποτεθῇ ὅτι δὲν συμβαίνει καμμία ἀνταλλαγὴ θερμότητος διὰ μέσου τῶν τοιχωμάτων τοῦ λέβητος.

Ὑγρασία τῆς ἀτμοσφαίρας

147. Πόσην μᾶζαν ὑδρατμῶν περιέχει εἰς 20° C μία αἴθουσα ἔχουσα διαστάσεις 50 m × 30 m × 10 m, ὅταν ἡ σχετικὴ ὑγρασία εἶναι 80 % ; F_{20} = 17,5 mm Hg.

148. Κατὰ μίαν ἡμέραν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος εἶναι 30° C, ἡ δὲ θερμοκρασία δρόσου εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι 5° C. Νὰ εὑρεθοῦν ἡ σχετικὴ καὶ ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία τοῦ ἀέρος. Μεγίστη τάσις εἰς τὰς ἀντιστοίχους θερμοκρασίας : F_5 = 7 mm Hg καὶ F_{30} = 32 mm Hg.

149. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ πυκνότης τοῦ ἀέρος, ὁ ὁποῖος εἰς 20° C εἶναι κεκορεσμένος μὲ ὑδρατμούς, ὅταν ἡ πίεσις εἶναι 720 mm Hg. F_{20} = 17,5 mm Hg.

150. Νὰ εὑρεθῇ ἡ μᾶζα ἑνὸς λίτρου ἀέρος εἰς 20° C καὶ πίεσιν 75 cm Hg, ἂν ἡ σχετικὴ ὑγρασία τοῦ ἀέρος εἶναι 60 %. Ἡ μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν εἰς 20°C εἶναι: 1,75 cm Hg. Πυκνότης ὑπὸ τὰ κανονικὰς συνθήκας: ἀέρος: = 1,293 gr/dm^3· ὑδρατμῶν = 0,806 gr/dm^3.

151. Κλειστὸν δοχεῖον περιέχει ὕδωρ, ὑδρατμοὺς καὶ ἀέρα. Τὸ δοχεῖον θερμαίνεται ἀπὸ 5° εἰς 40° C καὶ τότε ἡ πίεσις ἐντὸς αὐτοῦ αὐξάνεται ἀπὸ 72,15 cm εἰς 86,01 cm Hg. Νὰ εὑρεθῇ ἡ μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν εἰς θερμοκρασίαν 40° C, ἐὰν ἡ μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν εἰς 5° C εἶναι 6,5 mm Hg.

152. Ἓν κυβικὸν μέτρον ἀέρος ἔχει θερμοκρασίαν 15° C, πίεσιν 764 mm Hg καὶ σχετικὴν ὑγρασίαν 75 %. Διατηροῦντες τὴν πίεσιν τοῦ ἀέρος τούτου σταθεράν, ὑψώνομεν τὴν θερμοκρασίαν του ἀπὸ 15° εἰς 50° C καὶ παρέχομεν εἰς τὸν ἀέρα τοῦτον τόσον ὕδωρ, ὥστε καὶ εἰς 50° C ἡ σχετικὴ ὑγρασία του νὰ εἶναι 75 %. Νὰ εὑρεθῇ πόσος εἶναι ὁ νέος ὄγκος τοῦ ἀέρος καὶ πόση εἶναι ἡ μᾶζα τοῦ ὕδατος, τὸ ὁποῖον τοῦ προσεφέραμεν. Μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν, εἰς 15° C: 12,7 mm Hg· εἰς 50° C: 92 mm Hg. Πυκνότης ξηροῦ ἀέρος εἰς 0° C καὶ 760 mm Hg: $d_0 = 1{,}293$ gr/dm³. Σχετικὴ πυκνότης τῶν ὑδρατμῶν: $\delta = 0{,}622$.

153. Κατὰ μίαν ἠλεκτρόλυσιν συλλέγομεν 1 λίτρον ὑδρογόνου, τὸ ὁποῖον ἔχει θερμοκρασίαν 15° C καὶ πίεσιν 76,5 cm Hg. Νὰ εὑρεθῇ πόση εἶναι ἡ μᾶζα τοῦ ἀερίου, τὸ ὁποῖον συλλέγομεν, ἂν εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ πυκνότης τοῦ ξηροῦ ὑδρογόνου ὑπὸ τὰς κανονικὰς συνθήκας εἶναι 0,000 089 gr/cm³, ἡ δὲ πυκνότης τῶν ὑδρατμῶν εἶναι 9 φορὰς μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν πυκνότητα τοῦ ὑδρογόνου. Μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν εἰς 15° C: 1,27 cm Hg.

154. Κλειστὸν δοχεῖον Α ἔχει ὄγκον 10 dm³ καὶ εἰς 20° C περιέχει ἀέρα ὑπὸ πίεσιν 76 cm Hg. Ἡ τάσις τῶν ὑδρατμῶν, τοὺς ὁποίους περιέχει ὁ ἀὴρ οὗτος εἶναι 1,6 cm Hg. Νὰ εὑρεθῇ ἡ μᾶζα τῶν περιεχομένων ὑδρατμῶν καὶ ὁ λόγος τῆς πυκνότητος τοῦ ὑγροῦ τούτου ἀέρος πρὸς τὴν πυκνότητα τοῦ ξηροῦ ἀέρος. Σχετικὴ πυκνότης ὑδρατμῶν: 0,62. Πυκνότης ξηροῦ ἀέρος ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας: 1,3 gr/dm³.

155. Τὸ δοχεῖον Α τοῦ προηγουμένου προβλήματος 154 θερμαίνεται εἰς 50° C καὶ ἔπειτα ψύχεται βραδέως εἰς 1° C. Νὰ εὑρεθῇ ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ δοχείου εἰς 50° C καὶ εἰς 1° C. Μεγίστη τάσις ὑδρατμῶν εἰς 1° C: 0,492 cm Hg.

156. Δοχεῖον ἑρμητικῶς κλειστὸν ἔχει ὄγκον 10 dm³ καὶ φέρει στρόφιγγα. Ἐντὸς τοῦ δοχείου ὑπάρχει ἀὴρ 20° C ὑπὸ πίεσιν 76 cm Hg, ὁ ὁποῖος περιέχει ὑδρατμοὺς ὑπὸ τάσιν 1,6 cm Hg. Φέρομεν τὸ δοχεῖον εἰς θερμοκρασίαν 127° C καὶ ἀνοίγομεν διὰ μίαν μόνον στιγμὴν τὴν στρόφιγγα, διὰ νὰ ἐξισωθῇ ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος τοῦ δοχείου μὲ τὴν ἐξωτερικὴν πίεσιν, ἡ ὁποία εἶναι 76 cm Hg. Τὸ δοχεῖον, ἑρμητικῶς κλειστόν, ψύχεται τώρα εἰς 1° C. Νὰ εὑρεθῇ πόση γίνεται ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ δοχείου (ἡ σύστασις τοῦ μίγματος δὲν μεταβάλλεται κατὰ τὸ ἄνοιγμα τῆς στρόφιγγος). Ὑπὸ ποίας συνθήκας θερμάνσεως τοῦ δοχείου θὰ ἦτο δυνατόν, ἂν ἐπαναλάβωμεν τὸ ἀνωτέρω πείραμα, νὰ μὴ συμβῇ ὑγροποίησις τῶν ὑδρατμῶν κατὰ τὴν ἐπακολουθοῦσαν ψῦξιν τοῦ δοχείου μέχρις 1° C; Μεγίστη τάσις τῶν ὑδρατμῶν εἰς 1° C: 0,492 cm Hg.

Τὸ πρῶτον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα

157. Τεμάχιον μολύβδου ἔχει θερμοκρασίαν 20° C καὶ ἀφήνεται νὰ πέσῃ ἐλευθέρως. Ἐὰν ὑποθέσωμεν ὅτι κατὰ τὴν κροῦσιν του ἐπὶ τοῦ ἐδάφους ὁλόκληρος ἡ κινητική του ἐνέργεια μεταβάλλεται εἰς θερμότητα, ἡ ὁποία παραμένει ἐπὶ τοῦ μολύβδου, νὰ εὑρεθῇ ἀπὸ ποῖον ὕψος πρέπει νὰ ἀφεθῇ ὁ μόλυβδος, ὥστε ἡ ἀναπτυσσομένη θερμότης νὰ προκαλέσῃ τὴν τῆξιν του. Θερμοκρασία τήξεως Pb: 327° C. Εἰδικὴ θερμότης Pt: 0,03 cal · gr^{-1} · $grad^{-1}$. Θερμότης τήξεως Pb: 5 cal/gr.

158. Κιβώτιον βάρους 80 kgr* ὀλισθαίνει ἐπὶ κεκλιμένου ἐπιπέδου ἔχοντος μῆκος 10 m καὶ κλίσιν 30°. Ὁ συντελεστὴς τριβῆς ὀλισθήσεως εἶναι 0,4. Πόση εἶναι ἡ διὰ τῆς τριβῆς ἀναπτυσσομένη ποσότης θερμότητος;

159. Αὐτοκινητάμαξα βάρους 250 tn* κινεῖται ἐπὶ ὁριζοντίας ὁδοῦ μὲ ταχύτητα 90 km/h. Πόση ποσότης θερμότητος ἀναπτύσσεται, ὅταν μὲ τὰς τροχοπέδας της ἀναγκάζεται νὰ σταματήσῃ; Ὑποθέτομεν ὅτι ὁλόκληρος ἡ κινητική της ἐνέργεια μετατρέπεται εἰς θερμότητα.

160. Πόσα λίτρα ὕδατος 0° C δυνάμεθα νὰ θερμάνωμεν μέχρι τῆς θερμοκρασίας 100° C μὲ τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, τὸ ὁποῖον εὑρέθη εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 159;

161. Εἰς μίαν ὑδατόπτωσιν τὸ ὕδωρ πίπτει ἀπὸ ὕψος 40 m. Τὰ 35 % τῆς ἐνεργείας τοῦ ὕδατος μετατρέπονται εἰς θερμότητα, ἡ ὁποία ἀπορροφᾶται ὑπὸ τοῦ ὕδατος. Πόση εἶναι ἡ ὕψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὕδατος;

162. Μικρὰ σταγὼν ὁμίχλης πίπτει ἰσοταχῶς μὲ τὴν ὁρικὴν ταχύτητα. Νὰ δειχθῇ ὅτι κατὰ τὴν κίνησιν αὐτὴν αἱ σταγόνες τῆς ὁμίχλης θερμαίνονται καὶ νὰ εὑρεθῇ ἀπὸ ποῖον ὕψος πρέπει νὰ πίπτουν, ὥστε κάθε σταγὼν νὰ θερμαίνεται κατὰ $0{,}1^0$ C. Ὑποθέτομεν ὅτι ἡ ἀναπτυσσομένη θερμότης παραμένει ὁλόκληρος ἐπὶ τῆς σταγόνος. $g = 981$ C.G.S.

163. Ἐκτελοῦμεν τὸ πείραμα τοῦ Joule, θέτοντες εἰς κίνησιν τὰ ἐντὸς τοῦ θερμιδομέτρου πτερύγια μὲ ἠλεκτρικὸν κινητῆρα, ὁ ὁποῖος μεταδίδει εἰς τὰ πτερύγια σταθερὰν ἰσχὺν 10 CV. Ἡ θερμοχωρητικότης τοῦ θερμιδομέτρου εἶναι 10 kcal/grad. Νὰ εὑρεθῇ πῶς μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμιδομέτου συναρτήσει τοῦ χρόνου.

164. Τροχὸς ἀπὸ ἀλουμίνιον ἔχει ἀκτῖνα 7,5 cm, μᾶζαν 1 kgr καὶ ἐκτελεῖ 100 στροφὰς κατὰ λεπτόν. Ἡ περιφέρεια τοῦ τροχοῦ περιβάλλεται ἐν μέρει ἀπὸ μεταξωτὴν ταινίαν, εἰς τὸ ἓν ἄκρον τῆς ὁποίας ἐξαρτᾶται βάρος 2 kgr*, ἐνῶ τὸ ἄλλο ἄκρον της στερεώνεται εἰς δυναμόμετρον· τοῦτο σημειώνει τότε τὴν ἔνδειξιν 180 gr*. Ἐὰν ὁλόκληρος ἡ παραγομένη θερμότης δαπανᾶται διὰ τὴν ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ τροχοῦ, νὰ εὑρεθῇ πόση εἶναι κατὰ λεπτὸν ἡ ὕψωσις τῆς θερμοκρασίας. Εἰδικὴ θερμότης ἀλουμινίου : $0{,}22$ cal · gr^{-1} · grad^{-1}.

165. Μᾶζα ἀέρος ἔχει ὄγκον 10 dm^3, θερμοκρασίαν 0^0 C καὶ πίεσιν 76 cm Hg. Ὅταν ἡ μᾶζα αὐτὴ τοῦ ἀέρος θερμαίνεται κατὰ 1^0C ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, δαπανᾶται ποσότης θερμότητος $Q_1 = 2{,}174$ cal, ἐνῶ ὅταν θερμαίνεται κατὰ 1^0 C ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, δαπανᾶται ποσότης θερμότητος $Q_2 = 3{,}070$ cal. Νὰ εὑρεθοῦν αἱ εἰδικαὶ θερμότητες c_p καὶ c_v τοῦ ἀέρος καὶ τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος εἰς Joule. Πυκνότητες ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας: τοῦ ἀέρος : 1,293 gr/dm^3, ὑδραργύρου : 13,6 gr/cm^3.

166. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ τιμὴ τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου J τῆς θερμότητος ἀπὸ τὰ ἀκόλουθα δεδόμενα :

εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὑδρογόνου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν:	$c_p = 3{,}402$ cal · gr^{-1} · grad^{-1}
εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὑδρογόνου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον:	$c_v = 2{,}402$ cal gr^{-1} · grad^{-1}
πυκνότης τοῦ ὑδρογόνου ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας :	$d' = 0{,}0899$ gr/dm^3
πυκνότης ὑδραργύρου εἰς 0^0 C :	$d = 13{,}59$ gr/cm^3

167. Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τῆς ἰσοδυναμίας μάζης καὶ ἐνεργείας κάθε σῶμα, ὅταν θερμανθῇ, ὑφίσταται αὔξησιν τῆς μάζης του. Νὰ εὑρεθῇ πόσην αὔξησιν ὑφίσταται ἡ μᾶζα 1 dm^3 ὕδατος, ὅταν τοῦτο θερμαίνεται ἀπὸ 0^0 εἰς 100^0 C.

168. Νὰ ὑπολογισθῇ εἰς χιλιογραμμόμετρα καὶ θερμίδας τὸ ἐλάχιστον ἔργον, τὸ ὁποῖον ἀπαιτεῖται, διὰ νὰ δημιουργήσωμεν τέλειον κενὸν ἐντὸς ἑνὸς χώρου, ὁ ὁποῖος ἔχει ὄγκον 1 dm^3 καὶ ἐντὸς τοῦ ὁποίου ἐπικρατεῖ πίεσις 1 kgr*/cm^2. $g = 10$ m/sec^2. $J = 4{,}2$ Joule/cal.

169. Νὰ εὑρεθῇ μὲ πόσην ποσότητα θερμότητος εἰς (kcal) ἰσοδυναμεῖ τὸ ἐξωτερικὸν ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται κατὰ τὴν ἐξαέρωσιν 1 kgr* ὕδατος εἰς θερμοκρασίαν 150^0 C. Ἡ μεγίστη τάσις τοῦ ἀτμοῦ εἰς 150^0 C εἶναι 4,87 kgr*/cm^2 καὶ ὁ ὄγκος, τὸν ὁποῖον καταλαμβάνει εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν 1 kgr ἀτμοῦ, εἶναι 382 dm^3. Ἡ πυκνότης τοῦ ὕδατος εἰς 150^0 C θὰ ληφθῇ ἴση μὲ 1 gr/cm^3.

170. Ἀέριον ἔχει μᾶζαν 1000 gr καὶ ἀρχικὴν θερμοκρασίαν 20^0 C. Τὸ ἀέριον ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς καὶ ἡ τελικὴ θερμοκρασία του γίνεται -10^0 C. Ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον εἶναι πρακτικῶς ἀνεξάρτητος ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν καὶ ἴση μὲ 0,15 cal · gr^{-1} · grad^{-1}. Νὰ εὑρεθῇ τὸ παραχθὲν κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν ἔργον.

171. Νὰ εὑρεθῇ τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος εἰς τὸ ἀγγλικὸν σύστημα μονάδων, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ θερμοκρασία μετρεῖται εἰς βαθμοὺς Fahrenheit, τὸ μῆκος εἰς πόδας καὶ ἡ δύναμις εἰς λίβρας. (1 πούς = 12 δάκτυλοι καὶ 1 δάκτυλος = 2,54 cm).

172. Μία μᾶζα ἀέρος εὑρίσκεται ἐντὸς κυλίνδρου, ὁ ὁποῖος κλείεται μὲ κινητὸν ἔμβολον. Τὰ τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου εἶναι ἀδιαπέραστα ἀπὸ τὴν θερμότητα. Ὁ ἀὴρ ἀρχικῶς ἔχει θερμοκρασίαν 0^0 C καὶ πίεσιν 76 cm Hg. Ὁ ἀὴρ τοῦ κυλίνδρου θερμαίνεται ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, τὸ ὁποῖον διαρρέει σύρμα βυθισμένον ἐντὸς τοῦ ἀέρος. Τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα παρέχει τὸν ἀέρα ποσότητα θερμότητος 215 cal. Νὰ ὑπολογισθῇ τὸ ἐξωτερικὸν ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγει ἡ μᾶζα τοῦ ἀέρος, ἂν εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ εἰδικὴ θερμότης του ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν εἶναι : $c_p = 0{,}25$ cal · gr^{-1} · grad^{-1}. Πυκνότης ἀέρος ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας: 0,001293 gr/cm^3.

173. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 172 νὰ ὑπολογισθῇ ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ἀέρος ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον (c_v).

174. Μία σφαῖρα μολύβδου, διαμέτρου $2r_1 = 1$ cm, πίπτει κατακορύφως καὶ φθάνει εἰς τὸ ἔδαφος μὲ ταχύτητα ἴσην μὲ τὴν ὁρικὴν ταχύτητα. Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ ὁρικὴ ταχύτης μιᾶς σφαιρικῆς σταγόνος βροχῆς, διαμέτρου $2r_2 = 1$ mm, εἶναι 5 m/sec. Ἡ σφαῖρα τοῦ μολύβδου, ὅταν φθάσῃ εἰς τὸ ἔδαφος, κτυπᾷ ἐπὶ ἀνενδότου ἐπιπέδου, ἡ δὲ ἀναπτυσσομένη ἐκ τῆς κρούσεως θερμότης παραμένει ἐπὶ τῆς σφαίρας. Πόσον ὑψώνεται ἡ θερμοκρασία της; Πυκνότης μολύβδου : 11,25 gr/cm^3. Εἰδικὴ θερμότης Pb : 0,03 cal · gr^{-1} · grad^{-1}.

Θερμότης καὶ κίνησις τῶν μορίων

175. Εἰς θερμοκρασίαν 0° C καὶ ὑπὸ πίεσιν 1Atm ἡ μέση ταχύτης ἑνὸς μορίου ὀξυγόνου εἶναι ἴση μὲ 460 m/sec. Πόση γίνεται ἡ μέση ταχύτης τοῦ μορίου, ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου ὑψωθῇ εἰς **100°** C ἢ εἰς 3500° C ;

176. Νὰ εὑρεθῇ εἰς ἔργια καὶ θερμίδας ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἑνὸς γραμμομορίου ὀξυγόνου εἰς θερμοκρασίαν 0° C καὶ εἰς 6000° C.

177. Νὰ ἐκφρασθῇ εἰς μονάδας ἐνεργείας (erg, Joule, kgr*m) ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία ἀπαιτεῖται διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία κατὰ 1° C μιᾶς μάζης ὕδατος, ἀποτελουμένης ἀπὸ $2 \cdot 10^{20}$ μόρια ὕδατος.

178. Κατὰ τὸν σχηματισμὸν 1 γραμμομορίου ὕδατος ἐκ τῶν δύο συστατικῶν του ἐλευθερώνεται ποσότης θερμότητος ἴση μὲ 69 kcal (ἐξώθερμος ἀντίδρασις). Πόσην ἀπώλειαν μάζης ἀντιπροσωπεύει ἡ ἐκλυομένη θερμότης;

179. Ἐντὸς 1 cm^3 ἀκορέστων ἀτμῶν ὑδραργύρου, θερμοκρασίας 273° K, ὑπάρχουν $36 \cdot 10^6$ μόρια ὑδραργύρου. Πόση εἶναι ἡ ἐπικρατοῦσα ἐντὸς τοῦ ὄγκου τούτου πίεσις (εἰς mm Hg);

180. Ἀήρ, θερμοκρασίας 20° C, ὑφίσταται ἀραίωσιν καὶ ἀποκτᾷ πίεσιν $p = 10^{-10}$ Atm. Πόσα μόρια περιέχονται ἐντὸς 1 mm^3 τοῦ ἀέρος τούτου καὶ πόσον βάρος ἔχει 1 mm^3 τοῦ ἀέρος ὑπὸ τὰς συνθήκας αὐτάς;

181. Ἡ μέση κινητικὴ ἐνέργεια ἑνὸς μορίου ἀερίου εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν τοῦ ἀερίου. Νὰ εὑρεθῇ ὁ συντελεστὴς ἀναλογίας διὰ τὴν περίπτωσιν τοῦ ὀξυγόνου, ἐὰν εἶναι γνωστὸν ὅτι εἰς θερμοκρασίαν 0° C ἡ μέση ταχύτης τῶν μορίων τοῦ ὀξυγόνου εἶναι $\upsilon = 460$ m/sec.

182. Εἰς θερμοκρασίαν 0° C καὶ ὑπὸ τὴν κανονικὴν πίεσιν ἡ ταχύτης τῶν μορίων τοῦ ὀξυγόνου εἶναι 460 m/sec. Νὰ εὑρεθῇ εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν καὶ εἰς θερμοκρασίαν 2000° C ἡ ταχύτης τῶν μορίων τοῦ ὀξυγόνου, τοῦ ὑδρογόνου καὶ τοῦ χλωρίου.

183. Τὸ 1 gr ραδίου, παρουσίᾳ τῶν προϊόντων τῆς μεταστοιχειώσεώς του, ἐκπέμπει ἐντὸς 1 ἔτους $4{,}22 \cdot 10^{18}$ σωματίδια α, τὰ ὁποῖα δίδουν 156 mm^3 ἡλίου (He) ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας. Νὰ εὑρεθῇ πόσα μόρια ἡλίου περιέχονται εἰς 1 γραμμομόριον ἡλίου.

184. Εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ ἐλευθέρα διαδρομὴ τῶν μορίων ἑνὸς ἀερίου εἶναι, ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν, ἀντιστρόφως ἀνάλογος πρὸς τὴν πίεσιν τοῦ ἀερίου καὶ ἀνάλογος πρὸς τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν τοῦ ἀερίου. Εἰς θερμοκρασίαν 0° C καὶ ὑπὸ πίεσιν ἴσην μὲ 10^{-6} mm Hg ἡ μέση ἐλευθέρα διαδρομὴ τῶν μορίων τοῦ ἀργοῦ εἶναι 268 m. Πόση εἶναι ἡ ἐλευθέρα διαδρομὴ τῶν μορίων τοῦ ἀερίου: α) ὅταν ἡ πίεσις γίνῃ 1 mm Hg, β) ὅταν ἡ πίεσις εἶναι 1 mm Hg καὶ ἡ θερμοκρασία γίνῃ 40° C; Πόσα μόρια τοῦ ἀερίου περιέχονται εἰς 1 cm^3 ὑπὸ τὰς συνθήκας τῆς ἀνωτέρω δευτέρας καταστάσεως τοῦ ἀερίου;

Θερμικαὶ μηχαναὶ

185. Ἀτμομηχανὴ ἰσχύος 20 CV καταναλίσκει 1 kgr γαιάνθρακος καθ' ὡριαῖον ἵππον. Πόση θὰ ἦτο ἡ ἰσχὺς τῆς μηχανῆς, ἐὰν ὅλη ἡ ἐκ τῆς καύσεως τοῦ γαιάνθρακος παραγομένη θερμότης μετετρέπετο εἰς ἔργον; Θερμότης καύσεως γαιάνθρακος : 8000 kcal/kgr.

186. Ἀτμομηχανὴ σιδηροδρόμου ἔχει δύο κυλίνδρους. Ἕκαστον ἔμβολον ἔχει ἐπιφάνειαν 1 500 cm^2, ἕκαστος δὲ τῶν κινητηρίων τροχῶν της ἔχει περιφέρειαν 6 m. Ὅταν τὸ ἔμβολον ἐκτελῇ μίαν παλινδρομικὴν κίνησιν, ὁ κινητήριος τροχὸς ἐκτελεῖ μίαν στροφήν. Τὸ διάγραμμα τοῦ ἔργου, τὸ ὁποῖον λαμβάνομεν μὲ τὸν ἐργοδείκτην τοῦ Watt ἔχει ἐμβαδὸν 50 cm^2. Μετατόπισις τοῦ ἐμβόλου κατὰ 10 cm ἀντιστοιχεῖ ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῶν ὄγκων εἰς 1 cm καὶ μεταβολὴ τῆς πιέσεως κατὰ 1 at ἀντιστοιχεῖ ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῶν πιέσεων εἰς 1 cm. Πόση εἶναι εἰς ἵππους ἡ ἰσχύς, ἡ λαμβανομένη εἰς τοὺς δύο κυλίνδρους, ὅταν ἡ ἀτμομηχανὴ κινῆται ἐπὶ ὁριζοντίας ὁδοῦ μὲ ταχύτητα 108 km/h;

187. Μία ἀτμομηχανὴ μὲ ἔμβολον λειτουργεῖ χωρὶς συμπυκνωτήν. Ἡ πίεσις τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὸν λέβητα εἶναι 10 at, ὁ δὲ ἀτμὸς εἰσρέει εἰς τὸν κύλινδρον καθ' ὅλην τὴν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου. Ἡ τομὴ τοῦ ἐμβόλου ἔχει ἐμβαδὸν 3 000 cm^2, ἡ δὲ διαδρομὴ τοῦ ἐμβόλου εἶναι 1 m. Ὁ σφόνδυλος τῆς μηχανῆς ἐκτελεῖ 1 στροφὴν κατὰ δευτερόλεπτον, ἡ δὲ ἀπόδοσις τῶν μεταδόσεων εἶναι 90 %. Πόση ὠφέλιμος ἰσχὺς εἰς ἵππους λαμβάνεται εἰς τὸν σφόνδυλον; Ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις : 1 at.

188. Εἰς τὴν ἀτμομηχανὴν τοῦ προηγουμένου προβλήματος 187 ἡ θερμοκρασία εἰς τὸν λέβητα εἶναι 180° C, τὸ δὲ ὕδωρ εἰσέρχεται εἰς τὸν λέβητα μὲ θερμοκρασίαν 20° C. Πόσα χιλιόγραμμα γαιάνθρακος καταναλίσκει ἡ μηχανὴ κατὰ ὠφέλιμον ὡριαῖον ἵππον; Θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ ὕδατος εἰς 180° C : 480 cal/gr. Πυκνότης κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἰς 180° C : 0,005 gr/cm^3. Θερμότης καύσεως γαιάνθρακος : 8 000 kcal/kgr.

189. Ἓν ὄχημα εἶναι ἐφωδιασμένον μὲ τετράχρονον βενζινοκινητῆρα, ὁ ὁποῖος περιλαμβάνει 4 ὁμοίους κυλίνδρους. Ἕκαστος ἐξ αὐτῶν ἔχει διάμετρον 12 cm. Ἐπὶ ἑνὸς κυλίνδρου ὑπάρχει διάταξις ἀνάλογος μὲ τὸν ἐργοδείκτην τοῦ Watt, ἡ ὁποία δίδει διάγραμμα, ἀποτελούμενον ἀπὸ δύο καμπυλογράμμους ἐπιφανείας· τὸ ἐμβαδὸν αὐτῶν εἶναι ἀντιστοίχως 18 cm^2 καὶ 4 cm^2. Ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῶν πιέσεων μεταβολὴ πιέσεως κατὰ 1 kgr*/cm^2 ἀντιστοιχεῖ εἰς 2 cm· ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῶν ὄγκων μῆκος 5 mm ἀντιστοιχεῖ εἰς μετακίνησιν τοῦ ἐμβόλου κατὰ 1 cm. Ἐὰν ὁ ἄξων τοῦ κινητῆρος ἐκτελῇ 2 700 στροφὰς κατὰ λεπτόν, νὰ εὑρεθῇ ἡ ἰσχὺς τοῦ κινητῆρος εἰς ἵππους.

190. Εἰς μίαν ἀτμομηχανὴν μὲ ἔμβολον ὁ ἀτμὸς εἰσέρχεται εἰς τὸν λέβητα ὑπὸ πίεσιν $p_1 = 3{,}7$ kgr*/cm^2, ἐξέρχεται δὲ εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν, ὅπου ἡ πίεσις εἶναι $p_2 = 1$ kgr*/cm^2. Ὁ ἀτμὸς ὑφίσταται ἐκτόνωσιν, ἀφοῦ τὸ ἔμβολον ἐκτελέσῃ ὡρισμένην διαδρομήν. Τὸ διάγραμμα, τὸ ὁποῖον δίδει ὁ ἐργοδείκτης τοῦ Watt, ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν ἐπιφάνειαν Σ_1, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν ἀναρρόφησιν τοῦ ἀτμοῦ, καὶ ἀπὸ μίαν ἐπιφάνειαν Σ_2, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν ἐκτόνωσιν τοῦ ἀτμοῦ. Εὑρίσκομεν δὲ ὅτι ὁ λόγος τῶν δύο τούτων ἐπιφανειῶν εἶναι: $\Sigma_1/\Sigma_2 = 1/2$. Ὁ σφόνδυλος τῆς μηχανῆς ἐκτελεῖ 120 στροφὰς κατὰ λεπτόν, καὶ ἡ μηχανὴ δαπανᾷ 180 kgr ἀτμοῦ καθ' ὥραν. 1) Ἂν εἶναι γνωστὸν ὅτι 1 m^3 ἀτμοῦ, ὅταν εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον, ἔχει μᾶζαν 2 kgr, νὰ εὑρεθῇ ἡ ἰσχὺς τῆς μηχανῆς. 2) Εἰς τὸν σφόνδυλον παρέχονται μόνον τὰ 0,8 αὐτῆς τῆς ἰσχύος. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ὠφέλιμος ἰσχὺς τῆς μηχανῆς καὶ αἱ ἀπώλειαι τῆς μηχανῆς ἕνεκα τῶν τριβῶν.

191 Ἀτμομηχανὴ παρέχει ἐπὶ τοῦ ἄξονος ὠφέλιμον ἰσχὺν $P_\omega = 10$ CV. Ὁ ἄξων ἐκτελεῖ μίαν στροφὴν εἰς 1 sec. Ἡ μηχανὴ ἔχει δύο κυλίνδρους, εἰς τοὺς ὁποίους ὁ ἀτμὸς φθάνει μὲ θερμοκρασίαν 137° C καὶ πίεσιν 3,1 kgr*/cm^2. Εἰς τὸν συμπυκνωτὴν ἡ θερμοκρασία εἶναι 45° C καὶ ἡ πίεσις 0,1 kgr*/cm^2. Τὸ διάγραμμα, τὸ ὁποῖον λαμβάνεται μὲ τὸν ἐργοδείκτην τοῦ Watt, ἔχει σχῆμα ὀρθογωνίου τραπεζίου, τοῦ ὁποίου αἱ δύο βάσεις ἔχουν ἀντιστοίχως μῆκος 2 cm καὶ 6 cm. Ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῶν ὄγκων 0,5 cm ἀντιστοιχεῖ εἰς 1 dm^3, ἐπὶ δὲ τοῦ ἄξονος τῶν πιέσεων 1 cm ἀντιστοιχεῖ εἰς 1 kgr*/cm^2. Τὸ ὕψος τοῦ τραπεζίου εἶναι 3 cm. 1) Νὰ περιγραφῇ ἡ σειρὰ τῶν φαινομένων, τὰ ὁποῖα ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰς διαφόρους πλευρὰς τοῦ τραπεζίου. 2) Νὰ εὑρεθῇ ἐκ τοῦ διαγράμματος ἡ ἰσχὺς P_ε, τὴν ὁποίαν λαμβάνομεν εἰς τὸν κύλινδρον τῆς μηχανῆς καὶ ὁ λόγος P_ω / P_ε. 3) Νὰ εὑρεθῇ ὁ λόγος τῆς ἰσχύος P_ε πρὸς τὴν θερμικὴν ἰσχὺν P_θ, τὴν ὁποίαν παρέχει ὁ ἀτμός. Πυκνότης τοῦ ἀτμοῦ εἰς 137° C: 1,7 kgr/m^3. Ἡ θερμότης ἐξαερώσεως εἰς θερμοκρασίαν θ° εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν σχέσιν: $\Lambda = 606{,}5 - 0{,}695\ \theta$.

192. Εἰς μίαν ἀτμομηχανὴν μὲ ἔμβολον ἡ τομὴ τοῦ ἐμβόλου ἔχει ἐμβαδὸν 3000 cm^2, ἡ δὲ διαδρομὴ τοῦ ἐμβόλου εἶναι 1 m. Ὁ σφόνδυλος τῆς μηχανῆς ἐκτελεῖ 1 στροφὴν κατὰ δευτερόλεπτον, ἡ δὲ ἀπόδοσις τῶν μεταδόσεων εἶναι 90 %. Ἡ πίεσις τοῦ ἀτμοῦ ἐντὸς τοῦ λέβητος εἶναι 10 at, ἐντὸς δὲ τοῦ συμπυκνωτοῦ εἶναι 0,2 at. Ἐὰν τὸ παραγόμενον ἔργον εἶναι ἴσον μὲ τὸ 1/4 τοῦ ἔργου, τὸ ὁποῖον θὰ ἐλαμβάνετο κατὰ τὴν λειτουργίαν τῆς μηχανῆς χωρὶς ἐκτόνωσιν, νὰ εὑρεθῇ πόση ὠφέλιμος ἰσχὺς εἰς ἵππους λαμβάνεται εἰς τὸν σφόνδυλον.

193. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 192 ὁ ἀτμὸς εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον μόνον κατὰ τὴν διάρκειαν τοῦ 1/10 τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου. Ἡ θερμοκρασία εἰς τὸν λέβητα εἶναι 180° C, τοῦ δὲ συμπυκνωτοῦ εἶναι 60° C. Ὁ λέβης τροφοδοτεῖται μὲ ὕδωρ προερχόμενον ἀπὸ τὸν συμπυκνωτήν. Πόσα χιλιόγραμμα γαιάνθρακος καταναλίσκει ἡ μηχανὴ κατὰ ὠφέλιμον ὡριαῖον ἵππον; Θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ ὕδατος εἰς 180° C: 480 cal/gr. Πυκνότης κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἰς 180° C: 0,005 gr/cm³. Θερμότης καύσεως γαιάνθρακος : 8000 kcal/kgr.

194. Βενζινοκινητὴρ αὐτοκινήτου ἔχει ἰσχὺν 12 CV καὶ καταναλίσκει 6 λίτρα βενζίνης καθ' ὥραν. Ἡ θερμότης καύσεως τῆς βενζίνης εἶναι ἡ 8000 kcal κατὰ λίτρον. Πόση εἶναι ἡ βιομηχανικὴ ἀπόδοσις τοῦ κινητῆρος;

195. Ὁ κύλινδρος ἀτμομηχανῆς ἔχει χωρητικότητα 125 dm³ καὶ ὁ ἀτμὸς εἰσρέει ἐντὸς τοῦ τοῦ κυλίνδρου μόνον κατὰ τὴν διάρκειαν τοῦ 1/10 τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου. Ἡ πίεσις τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὸν λέβητα εἶναι 16,1 at, εἰς δὲ τὸν συμπυκνωτὴν εἶναι 0,1 at. Ἡ μηχανὴ ἔχει ἰσχὺν 100 CV καὶ ὁ σφόνδυλος αὐτῆς ἐκτελεῖ 50 στροφὰς κατὰ λεπτόν. Αἱ θερμοκρασίαι τοῦ λέβητος καὶ τοῦ συμπυκνωτοῦ εἶναι ἀντιστοίχως 200° C καὶ 45° C. Ὁ ἀτμὸς εἰς τὸν λέβητα ἔχει πυκνότητα 0,008 gr/cm³. Διὰ νὰ μεταβληθῇ 1 gr ὕδατος θερμοκρασίας 45° C εἰς κεκορεσμένον ἀτμὸν θερμοκρασίας 200°C δαπανῶνται 622 cal. Νὰ εὑρεθῇ : 1) Τὸ ἔργον τοῦ ἀτμοῦ κατὰ μίαν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου (κατὰ τὴν εἰσροὴν τοῦ ἀτμοῦ, κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν αὐτοῦ). 2) Ἡ μᾶζα τοῦ καταναλισκομένου καθ' ὥραν ἀτμοῦ. 3) Ἡ βιομηχανικὴ καὶ ἡ θεωρητικὴ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς.

196. Ἀτμομηχανὴ ἔχει 2 κυλίνδρους, ἕκαστος τῶν ὁποίων ἔχει ἀκτῖνα $r = 20$ cm. Ἡ διαδρομὴ τοῦ ἐμβόλου εἶναι $l = 65$ cm. Ὁ ἀτμὸς ἔχει εἰς τὸν λέβητα πίεσιν $p_1 = 16$ at καὶ ἐκφεύγει εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν, ὅπου ἡ πίεσις εἶναι $p_2 = 1$ at. Ὅταν ἡ ἁμαξοστοιχία ἀποκτήσῃ σταθερὰν ταχύτητα υ, ἀντιστοιχοῦσαν εἰς 4 στροφὰς τοῦ κινητηρίου τροχοῦ κατὰ δευτερόλεπτον, τότε ὁ ἀτμὸς εἰσρέει εἰς τὸν κύλινδρον κατὰ τὴν διάρκειαν τοῦ 1/4 τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου καὶ τὸ λαμβανόμενον ἔργον εἰς τὸν κύλινδρον εἶναι ἴσον μὲ τὸ 1/2 τοῦ ἔργου, τὸ ὁποῖον θὰ παρήγετο, ἐὰν ὁ ἀτμὸς εἰσήρχετο εἰς τὸν κύλινδρον καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου. 1) Πόση εἶναι ἡ ἀναπτυσσομένη ὑπὸ τῆς μηχανῆς ἰσχύς ; 2) Διὰ τὴν ἐξαέρωσιν 1 gr ὕδατος ἐντὸς τοῦ λέβητος ἀπαιτοῦνται 660 cal, ἡ δὲ πυκνότης τοῦ ἀτμοῦ ἐντὸς τοῦ λέβητος εἶναι 0,008 gr/cm³. Νὰ εὑρεθῇ ἡ βιομηχανικὴ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς.

197. Ὁ ἄξων ἑνὸς μονοκυλίνδρου τετραχρόνου βενζινοκινητῆρος ἐκτελεῖ 600 στροφὰς κατὰ λεπτόν. Εἰς τὸ διάγραμμα τοῦ ἔργου, τὸ ὁποῖον παράγει ὁ κινητήρ, εὑρίσκομεν ὅτι ἡ διαφορὰ τῶν δύο καμπυλογράμμων ἐπιφανειῶν τοῦ διαγράμματος τοῦ ἔργου ἔχει ἐμβαδὸν 12 cm². Ἐπὶ τοῦ ὁριζοντίου ἄξονος τοῦ διαγράμματος 1 cm ἀντιστοιχεῖ εἰς μεταβολὴν τοῦ ὄγκου κατὰ 250 cm³, καὶ ἐπὶ τοῦ κατακορύφου ἄξονος 1 cm ἀντιστοιχεῖ εἰς μεταβολὴν τῆς πιέσεως κατὰ 2,5 kgr* /cm². Νὰ εὑρεθῇ εἰς ἵππους ἡ ἰσχὺς τοῦ κινητῆρος.

198. Βενζινοκινητὴρ ἀποτελεῖται ἀπὸ 4 ὁμοίους κυλίνδρους, οἱ ὁποῖοι λειτουργοῦν εἰς τέσσαρας χρόνους. Οἱ κύλινδροι οὗτοι ἔχουν ἐσωτερικὴν διάμετρον $\Delta = 80$ mm, ἡ δὲ διαδρομὴ τῶν ἐμβόλων των εἶναι $l = 100$ mm. Ὁ λόγος τῆς μεγίστης πρὸς τὴν ἐλαχίστην τιμὴν τοῦ ὄγκου, ὁ ὁποῖος περιλαμβάνεται μεταξὺ τοῦ ἐμβόλου καὶ τῆς βάσεως τοῦ κυλίνδρου, εἶναι $\kappa = 5$. Ἡ ἀνάφλεξις συμβαίνει εἰς τοὺς διαφόρους κυλίνδρους κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε ὑπάρχει ἕνας κινητήριος χρόνος εἰς ἑκάστην ἡμιστροφὴν τοῦ σφονδύλου. Ὁ κινητὴρ καίει βενζίνην, ἡ ὁποία ἔχει μοριακὸν τύπον C_7H_{16}. Τὸ μῖγμα τοῦ ἀέρος καὶ τῆς βενζίνης, τὸ ὁποῖον ἀναρροφᾶται ἐντὸς τῶν κυλίνδρων, θὰ θεωρηθῇ ὁμογενές, ἡ δὲ ποσότης τοῦ ἀέρος, τοῦ περιεχομένου εἰς τὸ μῖγμα τοῦτο, εἶναι 1,2 φορὰς μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν ποσότητα τοῦ ἀέρος, ἡ ὁποία θεωρητικῶς προβλέπεται διὰ τὴν καῦσιν. Ἡ σύστασις τοῦ ἀέρος ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ μῖγμα: O_2+4N_2. Κατὰ τὴν ἀναρρόφησιν, ἡ πίεσις ἐντὸς ἑκάστου κυλίνδρου εἶναι ἴση μὲ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, ἡ ὁποία εἶναι ἡ κανονική. Ὁ ὄγκος τῶν ἀερίων τῆς καύσεως, τὰ ὁποῖα δὲν ἐξέρχονται ἀπὸ τὸν κύλινδρον, ἀλλὰ παραμένουν ἐντὸς αὐτοῦ καὶ ψύχονται ἀπὸ τὰ κατόπιν ἀναρροφηθέντα ἀέρια, εἶναι τὸ 1/10 τοῦ ὅλου ὄγκου. Ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία τῶν ἀερίων ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου εἶναι $\theta_0 = 42^0$ C. Τὰ ἀέρια τῆς καύσεως θὰ θεωρηθοῦν ὡς τέλειον ἀέριον, τὸ ὁποῖον ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας ἔχει πυκνότητα 1,32 gr/dm³. Νὰ εὑρεθῇ πόση μᾶζα βενζίνης καταναλίσκεται εἰς ἑκάστην στροφὴν τοῦ σφονδύλου.

199. Εἰς τὸν κινητῆρα τοῦ προηγουμένου προβλήματος 198 ἡ ἀνάφλεξις τῆς βενζίνης εἶναι πρακτικῶς ἀκαριαία καὶ εἰς τὸ τέλος τῆς ἀναφλέξεως ἡ μὲν πίεσις τῶν ἀερίων εἶναι 41,55 at, ἡ δὲ θερμοκρασία των εἶναι: 2243° C. Ἡ ἐκτόνωσις γίνεται ἀδιαβατικῶς, εἶναι δὲ $c_p/c_v = 1{,}36$. Πόση εἶναι εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως ἡ πίεσις καὶ ἡ θερμοκρασία τῶν ἀερίων;

Τὸ δεύτερον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα

200. Τηλεβόλον ἐκσφενδονίζει βλῆμα βάρους 1 tn* μὲ ταχύτητα 600 m/sec. Διὰ τὴν ἐκσφενδόνισιν τοῦ βλήματος καταναλίσκονται 300 kgr* ἐκρηκτικῆς ὕλης. Κατὰ τὴν καῦσιν 1 gr τῆς ἐκρηκτικῆς ὕλης ἐλευθερώνεται ποσότης θερμότητος ἴση μὲ 2 000 cal. Ἐὰν θεωρήσωμεν τὸ τηλεβόλον ὡς μηχανήν, νὰ εὑρεθῇ ἡ βιομηχανικὴ ἀπόδοσις αὐτοῦ.

201. Βενζινοκινητὴρ ἔχει ἰσχὺν 303 CV καὶ καθ' ὥραν καταναλίσκει 72 kgr βενζίνης, τῆς ὁποίας ἡ θερμότης καύσεως εἶναι 11 000 kcal/kgr. Πόση εἶναι ἡ βιομηχανικὴ ἀπόδοσις τοῦ κινητῆρος ;

202. Μία ἀτμομηχανὴ ἔχει ἰσχὺν 2 000 CV καὶ βιομηχανικὴν ἀπόδοσιν 16 %. Πόσα χιλιόγραμμα γαιάνθρακος, ἔχοντος θερμότητα καύσεως 7 000 kcal/kgr, ἀπαιτοῦνται διὰ τὴν λειτουργίαν τῆς μηχανῆς ἐπὶ 24 ὥρας;

203. Βενζινοκινητὴρ ἔχει ἰσχὺν 1 000 CV καὶ βιομηχανικὴν ἀπόδοσιν 30 %, καίει δὲ βενζίνην, ἔχουσαν θερμότητα καύσεως 10 000 cal/gr καὶ πυκνότητα 0,72 gr/cm³. Πόσα λίτρα βενζίνης καταναλίσκει καθ' ὥραν;

204. Βενζινοκινητὴρ ἔχει ἰσχὺν 20 kW καὶ καθ' ὥραν καταναλίσκει 3 600 gr ἀερίου, τὸ ὁποῖον εἶναι μῖγμα αἰθυλενίου καὶ ὑδρογόνου ὑπὸ τὴν αὐτὴν ἀναλογίαν βάρους. Κατὰ τὴν καῦσιν 90 gr αἰθυλενίου ἢ κατὰ τὴν καῦσιν 35 gr ὑδρογόνου ἐκλύονται 1 000 kcal. Πόση εἶναι ἡ βιομηχανικὴ ἀπόδοσις τοῦ κινητῆρος ;

205. Ἓν φράγμα σχηματίζει λίμνην ἔχουσαν ἐπιφάνειαν 400 000 m² καὶ μέσον βάθος 60 m. Ἡ λίμνη τροφοδοτεῖ ὑδροηλεκτρικὸν ἐργοστάσιον, τοῦ ὁποίου ὁ στρόβιλος εὑρίσκεται 800 m χαμηλότερα ἀπὸ τὴν μέσην στάθμην τοῦ ὕδατος τῆς λίμνης. Τὸ ἐργοστάσιον παρέχει ἠλεκτρικὴν ἰσχὺν 50 000 kW, ἡ δὲ ἀπόδοσις τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι 80 %. Ἐπὶ πόσον χρόνον ἡ λίμνη δύναται νὰ τροφοδοτήσῃ τὸ ἐργοστάσιον; Ἐὰν τὸ ἐργοστάσιον ἦτο θερμοηλεκτρικόν, πόσοι τόννοι γαιάνθρακος θὰ ἐχρειάζοντο διὰ τὴν λειτουργίαν τοῦ ἐργοστασίου ἐπὶ τὸν αὐτὸν χρόνον, ἂν ἡ βιομηχανικὴ ἀπόδοσις τῆς ἀτμομηχανῆς εἶναι 14 %; Θερμότης καύσεως γαιάνθρακος: 8 000 kcal/kgr.

206. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ βιομηχανικὴ ἀπόδοσις μιᾶς ἀτμομηχανῆς, εἰς τὴν ὁποίαν ὁ ἀτμὸς εἰσρέει εἰς κύλινδρον καθ' ὅλην τὴν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου, ἔπειτα δὲ ἐκφεύγει εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν. Ἡ μηχανὴ λειτουργεῖ ὑπὸ τὰς ἑξῆς συνθήκας : Ὁ ἀτμὸς κατὰ τὴν εἴσοδόν του εἰς τὸν κύλινδρον ἔχει θερμοκρασίαν 160° C καὶ πίεσιν 11 at. Τὸ ὕδωρ κατὰ τὴν εἴσοδόν του εἰς τὸν λέβητα ἔχει θερμοκρασίαν 20° C. Ἡ πυκνότης τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἰς 160° C εἶναι : 3,3 kgr/m³, ἡ δὲ θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ ὕδατος εἰς 160° C εἶναι : 434 kcal/kgr. Ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις θὰ ληφθῇ ἴση μὲ 1 at. J = 427 kgr*m/kcal.

207. Μία ἀτμομηχανὴ ἰσχύος 20 CV καταναλίσκει 1 kgr γαιάνθρακος καθ' ὡριαῖον ἵππον. Ὁ λέβης ἔχει θερμοκρασίαν 180°C, ὁ δὲ συμπυκνωτὴς 40° C. 1) Πόση θὰ ἦτο ἡ ἰσχὺς τῆς μηχανῆς, ἂν ὅλη ἡ ἐκ τῆς καύσεως τοῦ γαιάνθρακος παραγομένη θερμότης μετετρέπετο εἰς ἔργον; 2) Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἰσχύς, τὴν ὁποίαν θὰ εἶχεν ἡ μηχανή, ἂν αὕτη ἦτο τελεία. Θερμότης καύσεως γαιάνθρακος : 8 000 kcal/kgr.

208. Μία ἀτμομηχανή, ἰσχύος 12 CV, λειτουργεῖ μὲ τὴν μεγίστην θεωρητικὴν ἀπόδοσιν. Ὁ λέβης ἔχει θερμοκρασίαν 163° C καὶ τροφοδοτεῖται μὲ τὸ ὕδωρ τοῦ συμπυκνωτοῦ, ὁ ὁποῖος ἔχει σταθερὰν θερμοκρασίαν 54° C. Ἡ θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ ὕδατος εἰς 163° C εἶναι 491 kcal/kgr. Νὰ εὑρεθῇ πόση μᾶζα ἀτμοῦ (εἰς kgr) καταναλίσκεται, ὅταν ἡ μηχανὴ λειτουργήσῃ ἐπὶ 17 ὥρας.

209. Ὀρειβάτης ἔχει βάρος μαζὶ μὲ τὰ ἐφόδιά του 95 kgr*. Ἐντὸς 4 ὡρῶν φθάνει εἰς ἓν σημεῖον, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται 1 200 m ὑψηλότερα ἀπὸ τὸ σημεῖον τῆς ἀναχωρήσεώς του. Πόση ἔπρεπε νὰ εἶναι ἡ μέση ἰσχὺς ἑνὸς κινητῆρος, ὁ ὁποῖος θὰ ἔδιδε τὸ ἀνωτέρω ἔργον εἰς τὸν ἴδιον χρόνον; Πόσαι θερμίδες πρέπει νὰ δοθοῦν εἰς τὸν ὀργανισμὸν τοῦ ὀρειβάτου, διὰ τὴν ἀναπλήρωσιν τοῦ παραχθέντος ἔργου, ἂν εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ ἀπόδοσις τοῦ ἰσοδυνάμου κινητῆρος εἶναι ἡ μεγίστη ἀπόδοσις; Ἡ θερμοκρασία τοῦ ὀργανισμοῦ τοῦ ὀρειβάτου εἶναι 37° C καὶ ἡ ἐξωτερικὴ θερμοκρασία εἶναι 7° C.

210. Μία ἀτμομηχανὴ λειτουργεῖ ὑπὸ τὰς συνθήκας τῆς μεγίστης θεωρητικῆς ἀποδόσεως καὶ χωρὶς καμμίαν ἀπώλειαν. Περιλαμβάνει θερμὴν πηγὴν (λέβητα), ἡ ὁποία ἔχει θερμοκρασίαν $\theta_1 = 280^0$ C, καὶ ψυχρὰν πηγὴν (συμπυκνωτήν), ἡ ὁποία ἔχει θερμοκρασίαν $\theta_2 = 30^0$ C. Ἡ μηχανὴ παραχωρεῖ κατὰ δευτερόλεπτον $Q_1 = 140$ kcal εἰς τὴν θερμὴν πηγήν. 1) Νὰ εὑρεθῇ πόση εἶναι ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία ἀποδίδεται κατὰ δευτερόλεπτον εἰς τὴν ψυχρὰν πηγήν. 2) Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ μηχανικὴ ἰσχὺς τῆς μηχανῆς καὶ ἡ ἀπόδοσις αὐτῆς. 3) Ἂν καταργηθῇ ὁ συμπυκνωτὴς καὶ ὁ ἀτμὸς διαφεύγει εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν, νὰ εὑρεθῇ πόση γίνεται τότε ἡ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς.

211. Μία μηχανὴ παράγει πάγον δι' ἐκτονώσεως ἀέρος καὶ λειτουργεῖ ὡς ἀντιστρεπτὴ μηχανὴ μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν 15° καὶ — 45° C. Νὰ εὑρεθῇ εἰς Joule τὸ ἐλάχιστον ἔργον, τὸ ὁποῖον ἀπαιτεῖται διὰ τὴν παρασκευὴν ἑνὸς γραμμαρίου πάγου, ἂν εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ θερμότης τήξεως τοῦ πάγου εἶναι 80 cal/gr. Ὑποθέτομεν ὅτι τὸ ὕδωρ ἔχει τὴν ἐξωτερικὴν θερμοκρασίαν 15° C.

212. Μία παγοποιητικὴ μηχανὴ λειτουργεῖ μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν — 15° καὶ 25° C. Νὰ εὑρεθῇ πόσον ἔργον δαπανᾶται εἰς κιλοβατώρια διὰ τὴν παρασκευὴν 1 kgr πάγου. Θὰ ληφθῇ J = 4,2 Joule/cal. Θερμότης τήξεως τοῦ πάγου : 80 cal/gr.

213. Μία παγοποιητικὴ μηχανὴ λειτουργεῖ μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν — 14° καὶ 23° C. Ἂν εἶναι γνωστὸν ὅτι τὸ 1 kWh τιμᾶται 0,8 δρχ., νὰ εὑρεθῇ πόσον κοστίζει ἡ παρασκευὴ 1 kgr πάγου. J = 4,2 Joule/cal. Θερμότης τήξεως πάγου : 80 cal/gr.

214. Τέλειον ἀέριον ἔχει μᾶζαν ἴσην μὲ 1 γραμμομόριον καὶ διαγράφει κύκλον ΑΒΓΔ, ὁ ὁποῖος ἔχει σχῆμα ὀρθογωνίου παραλληλογράμμου· τούτου αἱ πλευραὶ ΑΒ, ΓΔ εἶναι παράλληλοι πρὸς τὸν ἄξονα τῶν πιέσεων καὶ αἱ πλευραὶ ΒΓ καὶ ΔΑ εἶναι παράλληλοι πρὸς τὸν ἄξονα τῶν ὄγκων. Εἰς τὸ σημεῖον Α τὸ ἀέριον ἔχει ὄγκον 25 dm³ καὶ πίεσιν 1 kgr*/cm², εἰς δὲ τὸ σημεῖον Γ ἔχει ὄγκον 50 dm³ καὶ πίεσιν 2 kgr*/cm². Νὰ εὑρεθῇ τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγεται κατὰ τὸν κύκλον τοῦτον, καὶ αἱ θερμοκρασίαι, αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰς κορυφὰς Α, Β, Γ καὶ Δ τοῦ ὀρθογωνίου.

215. Τέλειον ἀέριον ὑφίσταται σειρὰν μεταβολῶν, αἱ ὁποῖαι παριστάνονται μὲ ὀρθογώνιον τρίγωνον ΑΒΓ, τοῦ ὁποίου αἱ πλευραὶ ΑΓ καὶ ΑΒ εἶναι ἀντιστοίχως παράλληλοι πρὸς τοὺς ἄξονας τῶν ὄγκων καὶ τῶν πιέσεων. 1) Νὰ εὑρεθῇ τὸ παραγόμενον ἔργον καὶ ἡ δαπανωμένη θερμότης. 2) Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ποσότης θερμότητος, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν μεταβολὴν ΒΓ, ἐὰν εἶναι :

εἰς τὸ Α :	$p_A = 1$ kgr*/cm²	$V_A = 1$ m³
εἰς τὸ Β :	$p_B = 2$ kgr*/cm²	$V_B = 1$ m³
εἰς τὸ Γ :	$p_\Gamma = 1$ kgr*/cm²	$V_\Gamma = 3$ m³

Ὑπὸ πίεσιν 1 kgr*/cm² ἡ πυκνότης τοῦ ἀερίου εἶναι 0,086 kgr/m³. Εἰδικὴ θερμότης τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν : $c_p = 3{,}4$ cal · gr⁻¹ · grad⁻¹. $\gamma = 1{,}4$.

Διάδοσις τῆς θερμότητος

216. Μία ὕαλος παραθύρου ἔχει πάχος 2 mm καὶ ἐμβαδὸν 2 500 cm². Αἱ δύο ἐπιφάνειαι τῆς πλακὸς διατηροῦνται εἰς σταθερὰς θερμοκρασίας 29° C καὶ —10° C. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ θερμικοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον διέρχεται διὰ μέσου τῆς πλακός; Συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος ὑάλου : k = 0,0015 cal · cm⁻¹ · sec⁻¹ · grad⁻¹.

217. Παράθυρον ἀποτελεῖται ἀπὸ ὑαλίνην πλάκα, ἔχουσαν ἐπιφάνειαν 2,60 m² καὶ πάχος 5 mm. Ἐντὸς τοῦ δωματίου ἡ θερμοκρασία εἶναι 22° C, ἐνῷ ἐκτὸς αὐτοῦ ἐπικρατεῖ θερμοκρασία

2° C. Πόση ποσότης θερμότητος διέρχεται καθ' ὥραν διὰ τῆς ὑαλίνης πλακός; Συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος ὑάλου: $k = 0{,}002 \ \mathrm{cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

218. Μία χαλυβδίνη πλὰξ ἔχει πάχος 2 cm καὶ ἐμβαδὸν 5 000 cm^2. Αἱ δύο ἐπιφάνεια αὐτῆς ἔχουν ἀντιστοίχως σταθερὰς θερμοκρασίας 150° C καὶ 140° C. Πόση ποσότης θερμότητος διέρχεται κατὰ δευτερόλεπτον διὰ τῆς πλακός; Συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος τῆς πλακός: $k = 0{,}115 \ \mathrm{cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

219. Πλὰξ νικελίου ἔχει πάχος 0,4 cm καὶ ἐμβαδὸν 5 cm^2. Μεταξὺ τῶν δύο ἐπιφανειῶν τῆς πλακὸς διατηρεῖται σταθερὰ διαφορὰ θερμοκρασίας 32° C. Τότε διέρχεται καθ' ὥραν διὰ μέσου τῆς πλακὸς ποσότης θερμότητος ἴση μὲ 200 kcal. Νὰ εὑρεθῇ εἰς μονάδας C.G.S. ὁ συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος τοῦ νικελίου.

220. Ψυγεῖον φέρει ὡς μονωτικὸν σῶμα ἓν στρῶμα φελλοῦ, τὸ ὁποῖον ἔχει πάχος 6 cm καὶ ἐμβαδὸν 3,8 m^2. Ἐντὸς τοῦ ψυγείου ἐπικρατεῖ σταθερὰ θερμοκρασία 5° C, ἐκτὸς δὲ αὐτοῦ ἐπικρατεῖ σταθερὰ θερμοκρασία 25° C. Πόση ποσότης θερμότητος εἰσέρχεται ἡμερησίως ἐντὸς τοῦ ψυγείου; Συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος φελλοῦ: $k = 0{,}0001 \ \mathrm{cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

221. Τὸ θερμαντικὸν σῶμα (σῶμα καλοριφὲρ) ἑνὸς δωματίου ἔχει πάχος 4 mm καὶ ἡ ἐπιφάνειά του ἔχει ἐμβαδὸν 1 m^2. Τὸ ὕδωρ ἔχει ἐντὸς τοῦ σώματος θερμοκρασίαν 80° C, ὁ δὲ ἀὴρ τοῦ δωματίου ἔχει σταθερὰν θερμοκρασίαν 20° C. Πόση ποσότης θερμότητος διέρχεται διὰ τῶν τοιχωμάτων τοῦ θερμαντικοῦ σώματος καθ' ὥραν καὶ πόση εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ θερμικοῦ ρεύματος; Συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος: $k = 0{,}092 \ \mathrm{cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

222. Τοίχωμα ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο εἰς ἐπαφὴν εὑρισκομένας παραλλήλους πλάκας Α καὶ Β, αἱ ὁποῖαι ἔχουν ἀντιστοίχως πάχος $l_A = 3{,}6$ cm καὶ $l_B = 4{,}2$ cm. Ὁ συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος τῶν πλακῶν Α καὶ Β εἶναι ἀντιστοίχως $k_A = 0{,}32$ καὶ $k_B = 0{,}14 \ \mathrm{cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}}$. Ἡ ἐπιφάνεια τῆς πλακὸς Α ἔχει θερμοκρασίαν $\theta_1 = 96°$ C, ἡ δὲ ἐπιφάνεια τῆς πλακὸς Β ἔχει θερμοκρασίαν $\theta_2 = 8°$ C. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θερμοκρασία τῆς ἐπιφανείας ἐπαφῆς τῶν δύο πλακῶν καὶ ἡ πτῶσις τῆς θερμοκρασίας κατὰ ἑκατοστόμετρον μήκους ἐντὸς ἑκάστης πλακός.

223. Ἔχομεν τρεῖς πολὺ μεγάλας πλάκας ἀπὸ χαλκόν, ξύλον δρυὸς καὶ φελλόν. Τὸ πάχος ἑκάστης πλακὸς εἶναι 10 cm. Νὰ εὑρεθῇ πόση ποσότης θερμότητος διέρχεται καθ' ὥραν δι' ἐπιφανείας 1 dm^2 τῆς πλακός, ἐὰν μεταξὺ τῶν δύο ὄψεων ἑκάστης πλακὸς ὑπάρχῃ διαφορὰ θερμοκρασίας 5° C. Συντελεσταὶ θερμικῆς ἀγωγιμότητος: χαλκοῦ 0,940· ξύλου δρυὸς 0,0005· φελλοῦ 0,00011 $\mathrm{cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

224. Ὁ πυθμὴν ἑνὸς λέβητος ἀπὸ χάλυβα ἔχει σχῆμα ὀρθογωνίου παραλληλογράμμου καὶ πάχος 5 mm. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ στάθμη τοῦ ὕδατος ἐντὸς τοῦ λέβητος κατέρχεται σταθερῶς κατὰ 1 cm κάθε 5 λεπτά. Πόση εἶναι ἡ θερμοκρασία τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ πυθμένος τοῦ λέβητος; Συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος χάλυβος: $0{,}12 \ \mathrm{cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}}$. Θερμότης ἐξαερώσεως ὕδατος: 540 cal/gr.

225. Ὁ ἐξωτερικὸς τοῖχος δωματίου ἀποτελεῖται ἐκ τριῶν ἐφαπτομένων καὶ παραλλήλων στρωμάτων, τὰ ὁποῖα εἶναι ἀπὸ τσιμέντον, πλίνθους καὶ ξύλον· τὸ πάχος ἑκάστου στρώματος εἶναι ἀντιστοίχως 2 cm, 23 cm καὶ 1 cm. Πόση ποσότης θερμότητος διέρχεται κατὰ λεπτὸν ἀπὸ κάθε τετραγωνικὸν μέτρον τοῦ τοίχου, ἐὰν αἱ θερμοκρασίαι τοῦ ἀέρος εἶναι 20° C ἐντὸς τοῦ δωματίου καὶ —5° C ἐκτὸς τοῦ δωματίου: Συντελεσταὶ θερμικῆς ἀγωγιμότητος: τσιμέντου 0,0007, πλίνθων 0,006· ξύλου 0,0004 $\mathrm{cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

226. Διὰ μέσου ὑαλίνου σωλῆνος μήκους 60 cm διέρχονται κατὰ λεπτὸν 440 gr ὕδατος. Ὁ σωλὴν περιβάλλεται καθ' ὅλον τὸ μῆκος ἀπὸ ἀκόρεστον ὑδρατμὸν θερμοκρασίας 100° C. Αἱ θερμοκρασίαι τοῦ ὕδατος κατὰ τὴν εἴσοδόν του καὶ τὴν ἔξοδόν του ἀπὸ τὸν σωλῆνα εἶναι ἀντιστοίχως 20° C καὶ 45° C. Ἐὰν ἡ ἐξωτερικὴ διάμετρος τοῦ σωλῆνος εἶναι 1 cm, νὰ εὑρεθῇ: 1) ἡ ἐσωτερικὴ διάμετρος αὐτοῦ καὶ 2) πόση ἐλαχίστη μᾶζα ὑδρατμοῦ πρέπει νὰ διοχετεύεται, ὥστε κάθε σημεῖον τοῦ σωλῆνος νὰ περιβάλλεται ἀπὸ ὑδρατμόν. Συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος ὑάλου : 0,0015 $\mathrm{cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-1}}$.

227. Ἐκτελοῦμεν τὸ πείραμα τοῦ Joule θέτοντες εἰς κίνησιν τὰ ἐντὸς τοῦ θερμιδομέτρου πτερύγια μὲ κινητῆρα, ὁ ὁποῖος μεταδίδει σταθερῶς εἰς τὰ πτερύγια μηχανικὴν ἰσχὺν 7,36 kW.

Τὰ τοιχώματα τοῦ θερμιδομέτρου ἔχουν ἐπιφάνειαν 0,1 m², πάχος 1 cm καὶ συντελεστὴν θερμικῆς ἀγωγιμότητος 0,1 cal · cm⁻¹ · sec⁻¹ · grad⁻¹. Τὸ θερμιδόμετρον, κλειστὸν ὑδατοστεγῶς, βυθίζεται ἐντὸς ὕδατος, τὸ ὁποῖον συνεχῶς ἀνανεώνεται, ὥστε νὰ ἔχῃ σταθερὰν θερμοκρασίαν 20° C. Πόση εἶναι ἡ θερμοκρασία ἐντὸς τοῦ θερμιδομέτρου, ὅταν θὰ ἀποκατασταθῇ θερμικὴ ἰσορροπία;

ΟΠΤΙΚΗ

Διάδοσις καὶ ταχύτης τοῦ φωτός

228. Ἔμπροσθεν κατακορύφου διαφράγματος καὶ εἰς ἀπόστασιν 10 cm ἀπ' αὐτοῦ, εὑρίσκεται τετραγωνικὴ ἀδιαφανὴς πλὰξ ἔχουσα πλευρὰν 2 cm. Ἡ πλὰξ εἶναι παράλληλος πρὸς τὸ διάφραγμα. Δύο λαμπῆρες διὰ πυρακτώσεως ἀποτελοῦνται ἀπὸ εὐθύγραμμα κατακόρυφα σύρματα, τὰ ὁποῖα ἀπέχουν 1 m ἀπὸ τὸ διάφραγμα. Ἐπὶ τοῦ διαφράγματος σχηματίζονται δύο σκιαὶ τῆς πλακός, αἱ ὁποῖαι ἔχουν μίαν κατακόρυφον πλευρὰν κοινήν. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἔκτασις τῆς σκιερᾶς περιοχῆς ἐπὶ τοῦ πετάσματος ὡς καὶ ἡ ἀπόστασις μεταξὺ τῶν δύο διαπύρων συρμάτων.

229. Δύο σφαῖραι Α καὶ Α' ἔχουν ἀντιστοίχως ἀκτῖνας Ρ καὶ ρ, ἡ δὲ ἀπόστασις μεταξὺ τῶν κέντρων των Ο καὶ Ο' εἶναι δ. Ἡ μεγαλυτέρα σφαῖρα Α εἶναι φωτεινὴ πηγή, ἡ δὲ μικροτέρα σφαῖρα Α' εἶναι ἀδιαφανής. Νὰ εὑρεθῇ τὸ μῆκος τοῦ σκιεροῦ κώνου, ὁ ὁποῖος σχηματίζεται ὄπισθεν τῆς σφαίρας Α'. Ἐφαρμογή : $P = 108\ \rho$ καὶ $\delta = 23\,240\ \rho$.

230. Δύο ἴσαι σφαῖραι Α καὶ Α' ἔχουν ἀκτῖνα ρ, ἡ δὲ ἀπόστασις μεταξὺ τῶν δύο κέντρων των Ο καὶ Ο' εἶναι δ. Ἡ σφαῖρα Α εἶναι φωτεινὴ πηγή, ἡ δὲ σφαῖρα Α' εἶναι ἀδιαφανής. Ὄπισθεν τῆς Α' τοποθετεῖται διάφραγμα καθέτως πρὸς τὴν εὐθεῖαν ΟΟ', καὶ εἰς ἀπόστασιν ε ἀπὸ τὸ κέντρον Ο' τῆς ἀδιαφανοῦς σφαίρας. Νὰ εὑρεθοῦν αἱ ἀκτῖνες τῶν κύκλων τῆς σκιᾶς καὶ τῆς παρασκιᾶς, οἱ ὁποῖοι σχηματίζονται ἐπὶ τοῦ διαφράγματος Ἐφαρμογή : $\rho = 10$ cm, $\delta = 40$ cm καὶ $\varepsilon = 20$ cm.

231. Φωτεινὴ πηγή, ἡ ὁποία θεωρεῖται ὡς σημεῖον, εὑρίσκεται 5 m ἄνωθεν τοῦ ἐδάφους. Πόσον εἶναι τὸ μῆκος τῆς σκιᾶς, τὴν ὁποίαν ρίπτει ἐπὶ τοῦ ἐδάφους κατακόρυφος ράβδος ὕψους 2 m, ἐὰν ἡ ἀπόστασις τῆς ράβδου ἀπὸ τὴν κατακόρυφον, τὴν διερχομένην διὰ τῆς πηγῆς, εἶναι 3 m;

232. Σκοτεινὸς θάλαμος ἔχει σχῆμα κύβου ἀκμῆς 50 cm. Εἰς τὸ κέντρον τῆς μιᾶς κατακορύφου ἕδρας του ὑπάρχει μικρὰ ὀπή. Ἐπὶ τῆς ἕδρας ,τῆς εὑρισκομένης ἀπέναντι τῆς ὀπῆς, λαμβάνομεν τὸ εἴδωλον ἑνὸς ἀντικειμένου ἔχοντος ὕψος 300 m. Ἐὰν τὸ μῆκος τοῦ εἰδώλου εἶναι 3 cm, πόση εἶναι ἡ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν τόπον τῆς παρατηρήσεως;

233. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 232 δεχόμεθα ὅτι δύο σημεῖα τοῦ ἀντικειμένου δὲν διακρίνονται χωρισμένα ἐπὶ τοῦ εἰδώλου, ὅταν ἡ ἀπόστασις τῶν κέντρων τῶν φωτεινῶν κύκλων, τοὺς ὁποίους παράγουν τὰ δύο αὐτὰ σημεῖα ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ σκοτεινοῦ θαλάμου εἶναι ἴση μὲ τὴν ἀκτῖνα ἑκάστου τῶν κύκλων τούτων. Γνωρίζοντες ὅτι δύο σημεῖα τοῦ ἀντικειμένου πρέπει νὰ ἀπέχουν τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο περισσότερον ἀπὸ 5 m, διὰ νὰ φαίνωνται κεχωρισμένα ἐπὶ τοῦ εἰδώλου, νὰ ὑπολογισθῇ ἡ διάμετρος τῆς ὀπῆς τοῦ θαλάμου.

Διάθλασις τοῦ φωτός

234. Φωτεινὴ ἀκτὶς εἰσέρχεται ἀπὸ τὸν ἀέρα ἐντὸς διαφανοῦς σώματος Α. Ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι 45°, ἡ δὲ γωνία διαθλάσεως εἶναι 30°. Πόσος εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ σώματος Α;

235. Φωτεινὴ ἀκτὶς προσπίπτει ἐπὶ ὑαλίνης πλακὸς ὑπὸ γωνίαν 60°. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου εἶναι $\nu = 3/2$. Πόση εἶναι ἡ γωνία διαθλάσεως;

236. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ ὕδατος εἶναι $\nu = 4/3$. Πόση εἶναι ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς εἰς τὸ ὕδωρ;

237. Φωτεινὴ ἀκτὶς προσπίπτει ὑπὸ γωνίαν 45° ἐπὶ ὑαλίνης πλακός. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου εἶναι $\nu = \sqrt{2}$. Πόσην ἐκτροπὴν ὑφίσταται ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς κατὰ τὴν εἴσοδόν της εἰς τὴν ὕαλον;

238. Πόση εἶναι ἡ ὁρικὴ γωνία ὡς πρὸς τὸν ἀέρα τῆς ὑάλου ($\nu = 1{,}515$) καὶ τοῦ ἀδάμαντος ($\nu = 2{,}470$);

239. Πόσος εἶναι ὁ σχετικὸς δείκτης διαθλάσεως τοῦ οἰνοπνεύματος ὡς πρὸς τὴν ὕαλον, ἐὰν οἱ δεῖκται διαθλάσεως τῶν σωμάτων τούτων ὡς πρὸς τὸν ἀέρα εἶναι ἀντιστοίχως $\nu_1 = 1{,}36$ καὶ $\nu_2 = 1{,}54$;

240. Πόση εἶναι ἡ ὁρικὴ γωνία κατὰ τὴν μετάβασιν τοῦ φωτὸς ἀπὸ τὴν ὕαλον ($\nu_1 = 1{,}7$) εἰς τὸ ὕδωρ ($\nu_2 = 4/3$);

241. Δοχεῖον περιέχει διαφανὲς ὑγρόν, τὸ ὁποῖον ἔχει δείκτην διαθλάσεως $\nu = \sqrt{2}$. Τὸ ὕψος τῆς στήλης τοῦ ὑγροῦ ἐντὸς τοῦ δοχείου εἶναι 9 cm. 'Επὶ τοῦ ὑγροῦ ἐπιπλέει κυκλικὸς δίσκος φελλοῦ, ὁ ὁποῖος ἔχει διάμετρον 8 cm καὶ πάχος ἀσήμαντον. ῎Ανωθεν τοῦ κέντρου τοῦ δίσκου καὶ εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ αὐτὸ 4 cm ὑπάρχει φωτεινὴ πηγή, τὴν ὁποίαν θεωροῦμεν ὡς σημεῖον. Νὰ εὑρεθῇ ἡ διάμετρος τοῦ σκοτεινοῦ κύκλου, ὁ ὁποῖος σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ πυθμένος τοῦ δοχείου.

242. 'Ο ὀφθαλμὸς κολυμβητοῦ εὑρίσκεται εἰς βάθος 20 cm κάτωθεν τῆς ἐπιφανείας τῆς θαλάσσης. Θέλομεν νὰ τοποθετήσωμεν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς θαλάσσης ἐπιπλέοντα ἀδιαφανῆ δίσκον, ὁ ὁποῖος νὰ ἔχῃ τὸ κέντρον του ἐπὶ τῆς κατακορύφου, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ ὀφθαλμοῦ τοῦ κολυμβητοῦ καὶ νὰ ἀποκρύπτῃ ἀπὸ τὸν κολυμβητὴν ὅλα τὰ ἀντικείμενα τὰ εὑρισκόμενα ὑπεράνω τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὕδατος. Νὰ εὑρεθῇ πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ μικροτέρα δυνατὴ τιμὴ τῆς διμέτρου τοῦ δίσκου καὶ ποῖα ἀντικείμενα θὰ βλέπῃ τότε ὁ κολυμβητής. Δείκτης διαθλάσεως τοῦ ὕδατος: $\nu = 4/3$.

243. Φωτεινὴ ἀκτὶς διέρχεται διὰ τοῦ τοιχώματος ὑαλίνου δοχείου, τὸ ὁποῖον περιέχει ὕδωρ. 'Εὰν ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι 30°, πόσην ἐκτροπὴν ὑφίσταται ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς εἰς ἑκάστην διάθλασίν της; Δεῖκται διαθλάσεως: ὑάλου $\nu_1 = 1{,}50$· ὕδατος $\nu_2 = 1{,}33$

244. 'Επὶ μιᾶς πλακός, ἡ ὁποία ἔχει πάχος 30 mm καὶ δείκτην διαθλάσεως $\nu = 1{,}50$ προσπίπτει φωτεινὴ ἀκτὶς ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως 60°. Πόση εἶναι ἡ παράλληλος μετατόπισις τῆς ἀκτῖνος;

245. Μία φωτεινὴ ἀκτὶς προσπίπτει πλαγίως ἐπὶ ὑαλίνης πλακός, ἡ ὁποία ἔχει δείκτην διαθλάσεως $\nu = 1{,}5$. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ γωνία προσπτώσεως, ὥστε ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς νὰ εἶναι κάθετος πρὸς τὴν διαθλωμένην ἀκτῖνα;

246. 'Επὶ τῆς μιᾶς ἕδρας ὑαλίνου κύβου, ἀκμῆς 10 cm, ἐπικολλῶμεν μικρὰν φωτογραφίαν, τὴν ὁποίαν παρατηροῦμεν διὰ τῆς ἀπέναντι ἕδρας. Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὴν ἕδραν αὐτὴν φαίνεται ὅτι εἶναι ἡ φωτογραφία; Δείκτης διαθλάσεως ὑάλου: $\nu = 1{,}5$.

247. Μία σημειώδης φωτεινὴ πηγὴ Α, τὴν ὁποίαν θεωροῦμεν ὡς σημεῖον ἀπέχει 4 cm ἀπὸ ὑαλίνην πλάκα, πάχους 1 cm. Θεωροῦμεν μίαν φωτεινὴν ἀκτῖνα, προσπίπτουσαν ἐπὶ τῆς πλακὸς ὑπὸ γωνίαν 60^0. Νὰ ὑπολογισθοῦν, αἱ ἀπὸ τὸ φωτεινὸν σημεῖον Α ἀποστάσεις τῶν τεσσάρων πρώτων εἰδώλων τοῦ σημείου Α, τὰ ὁποῖα βλέπομεν, ὅταν παρατηροῦμεν διὰ μέσου τῆς πλακός. Δείκτης διαθλάσεως ὑάλου: $\nu = \sqrt{3/2}$.

248. Φωτεινὸν σημεῖον Σ παρατηρεῖται διὰ μέσου πλακὸς Λ_1, ἡ ὁποία ἔχει πάχος $d_1 = 3 + \sqrt{6}$ cm. Τὸ σημεῖον Σ φαίνεται τότε νὰ πλησιάζῃ πρὸς τὴν πλάκα κατὰ 1 cm. Τὸ αὐτὸ σημεῖον Σ παρατηρεῖται καὶ διὰ μέσου ἄλλης πλακὸς Λ_2, ἡ ὁποία ἔχει πάχος $d_2 = 2 + \sqrt{2}$ cm. τότε τὸ Σ φαίνεται ἐπίσης νὰ πλησιάζῃ κατὰ 1 cm. Θέτομεν τὴν μίαν πλάκα ἐπὶ τῆς ἄλλης καὶ ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ ἐπὶ τῆς μιᾶς ἐξ αὐτῶν, ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως π, μία ἀκτὶς μονοχρωματικοῦ φωτός. Τὸ φῶς δύναται νὰ ὑποστῇ ὁλικὴν ἀνάκλασιν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας διαχωρισμοῦ τῶν δύο πλακῶν;

249. 'Εντὸς ὑαλίνου δοχείου ὑπάρχουν κατὰ σειρὰν στρώματα διθειούχου ἄνθρακος, ὕδατος καὶ βενζολίου, ἕκαστον τῶν ὁποίων ἔχει ὕψος 1 cm. Οἱ δεῖκται διαθλάσεως τῶν τριῶν ὑγρῶν ὡς πρὸς τὸν ἀέρα καὶ διὰ μονόχρουν φῶς εἶναι ἀντιστοίχως: $\nu_1 = 1{,}64$, $\nu_2 = 1{,}33$ καὶ $\nu_3 = 1{,}51$. 'Επὶ τῆς ἐλευθέρας ἐπιφανείας τοῦ πρώτου ὑγροῦ προσπίπτει φωτεινὴ ἀκτὶς ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως 60^0. Εἰς πόσην ὁριζοντίαν ἀπόστασιν ἀπὸ τὸ ἀρχικὸν σημεῖον προσπτώσεως ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς συναντᾷ [illegible] τοῦ δοχείου;

Πρίσματα

250. Ὑάλινον πρῖσμα ἔχει δείκτην διαθλάσεως $\nu = 3/2$ καὶ διαθλαστικὴν γωνίαν 60^0. Ὑπὸ ποίαν γωνίαν προσπτώσεως πρέπει νὰ προσπέσῃ φωτεινὴ ἀκτὶς ἐπὶ τῆς μιᾶς ἕδρας τοῦ πρίσματος, ὥστε ἡ ἀκτὶς νὰ ὑφίσταται τὴν ἐλαχίστην ἐκτροπήν;

251. Φωτεινὴ ἀκτὶς διέρχεται διὰ πρίσματος, τὸ ὁποῖον ἔχει διαθλαστικὴν γωνίαν $A = 60^0$ καὶ δείκτην διαθλάσεως $\nu = \sqrt{2}$. Πόση εἶναι ἡ γωνία ἐλαχίστης ἐκτροπῆς;

252. Φωτεινὴ ἀκτὶς προσπίπτει καθέτως ἐπὶ πρίσματος, ἔχοντος δείκτην διαθλάσεως $\nu = 1{,}60$, καὶ ὑφίσταται ἐκτροπὴν 30^0. Πόση εἶναι ἡ διαθλαστικὴ γωνία τοῦ πρίσματος;

253. Πρῖσμα ἔχει διαθλαστικὴν γωνίαν 45^0 καὶ δείκτην διαθλάσεως $\nu = 1{,}5$. Ἐπὶ τοῦ πρίσματος προσπίπτει φωτεινὴ ἀκτὶς ὑπὸ γωνίαν 30^0. Πόση εἶναι ἡ ἐκτροπή;

254. Πρῖσμα ἔχει δείκτην διαθλάσεως $\nu = 1{,}5$. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ διαθλαστικὴ γωνία τοῦ πρίσματος, ὥστε ἡ ἐλαχίστη ἐκτροπὴ νὰ εἶναι 20^0;

255. Ὑάλινον πρῖσμα ἔχει δείκτην διαθλάσεως 1,7 καὶ διαθλαστικὴν γωνίαν 60^0. Ὑπὸ ποίαν γωνίαν προσπτώσεως δὲν εἶναι δυνατὴ ἡ ἔξοδος τῆς ἀκτῖνος ἀπὸ τὴν ἄλλην ἕδραν τοῦ πρίσματος;

256. Ἐπὶ πρίσματος ἔχοντος $A = 20^0$ προσπίπτει φωτεινὴ ἀκτὶς ὑπὸ γωνίαν $\pi = 30^0$ καὶ ἐξέρχεται καθέτως ἀπὸ τὴν ἄλλην ἕδραν τοῦ πρίσματος. Πόσος εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου;

257. Ὑάλινον πρῖσμα ἔχει διαθλαστικὴν γωνίαν $A_1 = 5^0$ καὶ δείκτην διαθλάσεως $\nu_1 = 152$, εὑρίσκεται δὲ εἰς ἐπαφὴν μὲ ἄλλο ὑάλινον πρῖσμα, τὸ ὁποῖον ἔχει δείκτην διαθλάσεως $\nu_2 = 1{,}63$. Μία φωτεινὴ ἀκτίς, ὅταν προσπίπτῃ καθέτως ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ ἑνὸς πρίσματος, ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν ἕδραν τοῦ ἄλλου πρίσματος χωρὶς νὰ ὑποστῇ ἐκτροπήν. Πόση εἶναι ἡ διαθλαστικὴ γωνία A_2 τοῦ δευτέρου πρίσματος;

258. Ὑάλινον πρῖσμα ΒΑΓ ἔχει δείκτην διαθλάσεως $\nu = 1{,}5$, ἡ δὲ κυρία τομή του εἶναι ἰσόπλευρον τρίγωνον. Ἐπὶ τῆς ἕδρας ΒΑ προσπίπτει φωτεινὴ ἀκτίς, ἡ ὁποία, ἀνακλωμένη ὁλικῶς ἐπὶ τῆς ἕδρας ΓΑ, ἐξέρχεται ἐκ τῆς ἕδρας ΒΓ. Ποία εἶναι ἡ μεγαλυτέρα δυνατὴ τιμὴ τῆς γωνίας ἐξόδου τῆς ἀκτῖνος;

259. Ἡ κυρία τομὴ πρίσματος εἶναι ἰσόπλευρον τρίγωνον ΑΒΓ. Φωτεινὴ ἀκτὶς προσπίπτει ἐπὶ τῆς ἕδρας ΑΒ. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου εἶναι $\nu = \sqrt{2}$. Νὰ κατασκευασθῇ ἡ πορεία τῆς ἀκτῖνος καὶ νὰ ὑπολογισθῇ ἡ γωνία ἐκτροπῆς.

260. Μία φωτεινὴ ἀκτὶς προσπίπτει καθέτως ἐπὶ πρίσματος, διαθλαστικῆς γωνίας Α, καὶ ἐξέρχεται ἐκ τῆς ἄλλης ἕδρας τοῦ πρίσματος ὑπὸ γωνίαν ἀναδύσεως π΄. Πόσος εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ πρίσματος;

261. Ἡ κυρία τομὴ ΑΒΓ ἑνὸς πρίσματος εἶναι ἰσοσκελὲς τρίγωνον. Ἡ διαθλαστικὴ γωνία τοῦ πρίσματος εἶναι $A = 178^0$, ὁ δὲ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου εἶναι $\nu = 1{,}5$. Τὸ πάχος τοῦ πρίσματος, μετρούμενον καθέτως πρὸς τὴν βάσιν του, εἶναι πολὺ μικρόν. Ἔμπροσθεν τῆς βάσεως ΒΓ τοῦ πρίσματος, εἰς ἀπόστασιν 1 m ἀπὸ αὐτήν, καὶ ἐπὶ τῆς διχοτόμου τῆς γωνίας Α εὑρίσκεται φωτεινὸν σημεῖον Σ. Νὰ δειχθῇ ὅτι αἱ ἀκτῖνες, αἱ ὁποῖαι ἐξέρχονται ἀπὸ τὰς ἕδρας ΑΒ καὶ ΑΓ, φαίνονται προερχόμεναι ἀπὸ δύο σταθερὰ σημεῖα Σ_1 καὶ Σ_2 καὶ νὰ ὑπολογισθῇ ἡ μεταξὺ τῶν δύο τούτων σημείων ἀπόστασις.

262. Μία λεπτὴ δέσμη ἀκτίνων μονοχρόου φωτὸς προσπίπτει ἐπὶ πρίσματος, τὸ ὁποῖον ἔχει διαθλαστικὴν γωνίαν $A = 60^0$ καὶ δείκτην διαθλάσεως διὰ τὴν θεωρουμένην ἀκτινοβολίαν $\nu = 1{,}414$. Μεταξὺ ποίων ὁρίων πρέπει νὰ περιλαμβάνεται ἡ γωνία προσπτώσεως, ὥστε ἡ δέσμη νὰ ἐξέρχεται ἀπὸ τὸ πρῖσμα, χωρὶς νὰ συμβαίνῃ ὁλικὴ ἀνάκλασις εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ πρίσματος;

263. Ἐπὶ τοῦ πρίσματος τοῦ ἀνωτέρω προβλήματος 262 ἐπικολλῶμεν πρισματικὴν λεκάνην περιέχουσαν ὕδωρ. Τὸ ὑδάτινον πρῖσμα ἔχει διαθλαστικὴν γωνίαν $A' = 45^0$ καὶ δείκτην διαθλάσεως διὰ τὴν θεωρουμένην ἀκτινοβολίαν $\nu' = 1{,}333$. Ἡ λεπτὴ δέσμη τῶν ἀκτίνων προσπίπτει καθέτως ἐπὶ τῆς μιᾶς ἕδρας τῆς πρισματικῆς λεκάνης καὶ ἔπειτα εἰσέρχεται εἰς τὸ ὑάλινον πρῖσμα. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἐκτροπή, τὴν ὁποίαν προκαλεῖ τὸ σύστημα τῶν δύο πρισμάτων.

264. Ἡ κυρία τομὴ πρίσματος εἶναι ὀρθογώνιον ἰσοσκελὲς τρίγωνον. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ πρίσματος εἶναι $\nu = 1{,}54$. Παραλλήλως πρὸς τὴν ὑποτείνουσαν ἕδραν τοῦ πρίσματος προσπίπτει ἐπὶ τῆς μιᾶς καθέτου ἕδρας φωτεινὴ ἀκτίς. Νὰ ἐξετασθῇ ἡ πορεία τῆς ἀκτῖνος διὰ μέσου τοῦ πρίσματος.

265. Ἡ κυρία τομὴ ΑΒΓ ἑνὸς πρίσματος εἶναι ἰσοσκελὲς ὀρθογώνιον τρίγωνον, τοῦ ὁποίου ὀρθὴ γωνία εἶναι ἡ Α. Μία δέσμη ἀκτίνων μονοχρόου φωτὸς προσπίπτει παραλλήλως πρὸς τὴν βάσιν τοῦ πρίσματος ἐπὶ τῆς ἕδρας ΑΒ, τὴν ὁποίαν καλύπτει ὁλόκληρον. Νὰ δειχθῇ ὅτι ἡ προσπίπτουσα αὐτὴ δέσμη δίδει δύο ἀναδυομένας δέσμας καὶ νὰ καθορισθοῦν τὰ ὅρια τῶν δύο τούτων δεσμῶν. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ πρίσματος εἶναι $\nu = \sqrt{2}$.

266. Ἐπὶ τῆς μιᾶς ἕδρας πρίσματος, διαθλαστικῆς γωνίας 30^0, προσπίπτει καθέτως φωτεινὴ ἀκτίς. Ὄπισθεν τοῦ πρίσματος καὶ παραλλήλως πρὸς τὴν πρώτην ἕδραν τοῦ πρίσματος εὑρίσκεται κλῖμαξ, ἡ ὁποία ἀπέχει 1 m ἀπὸ τὸ σημεῖον ἐξόδου τῆς ἀκτῖνος εἰς τὸν ἀέρα. Ἡ ἐκτροπὴ τῆς ἀκτῖνος, μετρουμένη ἐπὶ τῆς κλίμακος, εὑρέθη ἴση μὲ 35 cm. Πόσος εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ πρίσματος;

267. Ὑπὸ ποίαν γωνίαν πρέπει νὰ προσπέσῃ φωτεινὴ ἀκτὶς ἐπὶ πρίσματος, διαθλαστικῆς γωνίας 60^0 καὶ δείκτου διαθλάσεως $\nu = 1{,}50$, ὥστε ἡ ἐκτροπὴ τῆς ἀκτῖνος νὰ εἶναι ἡ ἐλαχίστη; Πόση εἶναι ἡ ἐλαχίστη ἐκτροπή;

268. Ἡ κυρία τομὴ πρίσματος εἶναι ἰσόπλευρον τρίγωνον. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ πρίσματος εἶναι $\nu = 1{,}60$. Παραλλήλως πρὸς τὴν βάσιν τοῦ πρίσματος προσπίπτει φωτεινὴ ἀκτίς. Νὰ ἐξετασθῇ ἡ πορεία τῆς ἀκτῖνος καὶ νὰ εὑρεθῇ ἡ γωνία ἐξόδου τῆς ἀκτῖνος.

269. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ διαθλαστικὴ γωνία πρίσματος, δείκτου διαθλάσεως $\nu = 1{,}75$, διὰ νὰ μὴ εἶναι δυνατὴ ἡ ἔξοδος τῆς ἀκτῖνος ἐκ τῆς ἄλλης πλευρᾶς τοῦ πρίσματος;

270. Πρῖσμα ἔχει διαθλαστικὴν γωνίαν Α καὶ δείκτην διαθλάσεως ν. Νὰ εὑρεθῇ ἡ γωνία ἐξόδου π_2 τῆς ἀκτῖνος, ἐὰν ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι π_1.

Ἀνάλυσις τοῦ φωτός

271. Ἐπὶ πρίσματος διαθλαστικῆς γωνίας 30^0 προσπίπτει ὑπὸ γωνίαν 45^0 ἀκτὶς λευκοῦ φωτὸς ἑνὸς ἠλεκτρικοῦ τόξου. Οἱ δεῖκται διαθλάσεως διὰ τὴν ἐρυθρὰν καὶ τὴν ἰώδη ἀκτινοβολίαν τοῦ φάσματος εἶναι ἀντιστοίχως $\nu_\varepsilon = 1{,}739$ καὶ $\nu_\iota = 1{,}792$. Νὰ εὑρεθοῦν αἱ γωνίαι ἐκτροπῆς, αἱ ἀντιστοιχοῦσαι εἰς τὰς δύο αὐτὰς ἀκτινοβολίας.

272. Εἰς τὸ ἀνωτέρω πρόβλημα 271 νὰ εὑρεθῇ ἡ γωνία, τὴν ὁποίαν σχηματίζουν μεταξύ των ἡ ἐρυθρὰ καὶ ἡ ἰώδης ἀκτινοβολία.

273. Ἐπὶ λεπτοῦ ὑαλίνου πρίσματος, διαθλαστικῆς γωνίας 8^0, προσπίπτει καθέτως ἐπὶ τῆς μιᾶς ἕδρας τοῦ πρίσματος ἀκτὶς λευκοῦ φωτός. Οἱ δεῖκται διαθλάσεως διὰ τὴν ἐρυθρὰν καὶ τὴν ἰώδη ἀκτινοβολίαν εἶναι ἀντιστοίχως 1,505 καὶ 1,520. Πόση εἶναι ἡ ἱκανότης διασκεδασμοῦ τοῦ πρίσματος καὶ πόσον εἶναι τὸ εὖρος τοῦ φάσματος;

274. Ἐπὶ πρίσματος διαθλαστικῆς γωνίας 50^0 προσπίπτει ἀκτὶς λευκοῦ φωτός. Ἡ ἀκτὶς τῆς ἐρυθρᾶς ἀκτινοβολίας ὑφίσταται τὴν ἐλαχίστην ἐκτροπήν. Ποίαν γωνίαν σχηματίζουν μεταξύ των αἱ ἀκτῖνες τῆς ἐρυθρᾶς καὶ τῆς ἰώδους ἀκτινοβολίας κατὰ τὴν ἔξοδόν των ἐκ τοῦ πρίσματος; Δεῖκται διαθλάσεως $\nu_\varepsilon = 1{,}50$ καὶ $\nu_\iota = 1{,}52$.

275. Ἐπὶ λεπτοῦ πρίσματος διαθλαστικῆς γωνίας 10^0 προσπίπτει ἀκτὶς λευκοῦ φωτός. Τὸ φάσμα λαμβάνεται ἐπὶ διαφράγματος, τὸ ὁποῖον ἀπέχει 2 m ἀπὸ τὸ πρῖσμα. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἔκτασις τοῦ φάσματος ἐπὶ τοῦ διαφράγματος, ἐὰν εἶναι $\nu_\varepsilon = 1{,}53$ καὶ $\nu_\iota = 1{,}55$.

276. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ διαθλαστικὴ γωνία λεπτοῦ πρίσματος στεφανυάλου, τὸ ὁποῖον θὰ προκαλῇ διὰ τὴν ἰώδη ἀκτινοβολίαν τὴν αὐτὴν ἐκτροπὴν μὲ πρῖσμα διθειούχου ἄνθρακος διαθλαστικῆς γωνίας 5^0; Διὰ τὴν ἰώδη ἀκτινοβολίαν : στεφανύαλος ν_1 1,55· διθειοῦχος ἄνθραξ ν_2 1,67.

277. Εἰς σύστημα δύο λεπτῶν πρισμάτων, οἱ δεῖκται διαθλάσεως διὰ τὴν ἐρυθρὰν καὶ τὴν ἰώδη ἀκτινοβολίαν εἶναι ἀντιστοίχως ν_ε, ν_ι, καὶ ν_ε', ν_ι'. Πόση εἶναι ἡ ἐκτροπὴ μιᾶς ἀκτῖνος τῆς ἐρυθρᾶς καὶ τῆς ἰώδους ἀκτινοβολίας; Πόσον εἶναι τὸ εὖρος τοῦ φάσματος ;

278. Σύστημα δύο λεπτῶν πρισμάτων θέλομεν νὰ μὴ προκαλῇ ἐκτροπὴν ὡρισμένης ἀκτινοβολίας, διὰ τὴν ὁποίαν οἱ δεῖκται διαθλάσεως τῶν δύο πρισμάτων εἶναι ν_1 καὶ ν_2. Ποῖον λόγον πρέπει νὰ ἔχουν αἱ διαθλαστικαὶ γωνίαι A_1 καὶ A_2 τῶν δύο πρισμάτων;

279. Διὰ τὴν στεφανύαλον εἶναι $\nu_E = 1{,}5146$ καὶ $\nu_I = 1{,}5233$. Διὰ τὴν πυριτύαλον εἶναι $\nu_E' = 1{,}6224$ καὶ $\nu_I' = 1{,}6385$. Πρόκειται νὰ κατασκευάσωμεν ἀχρωματικὸν σύστημα πρισμάτων, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ ἐκ στεφανυάλου πρῖσμα ἔχει διαθλαστικὴν γωνίαν $A = 15^0$. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ διαθλαστικὴ γωνία A' τοῦ ἐκ πυριτυάλου πρίσματος;

280. Πρῖσμα στεφανυάλου διαθλαστικῆς γωνίας 25^0 θέλομεν νὰ συνδυασθῇ μὲ πρῖσμα πυριτυάλου, ὥστε νὰ προκύψῃ ἀχρωματικὸν πρῖσμα. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ διαθλαστικὴ γωνία τοῦ πρίσματος πυριτυάλου; Δεῖκται διαθλάσεως: στεφανύαλος $\nu_E = 1{,}526$· $\nu_I = 1{,}547$· πυριτύαλος $\nu_E = 1{,}628$· $\nu_I = 1{,}671$.

281. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ διαθλαστικὴ γωνία πρίσματος πυριτυάλου, τὸ ὁποῖον θὰ συνδυασθῇ μὲ πρῖσμα στεφανυάλου διαθλαστικῆς γωνίας 10^0 πρὸς σχηματισμὸν πρίσματος εὐθυσκοπίας, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ κιτρίνη ἀκτινοβολία δὲν ὑφίσταται καμμίαν ἐκτροπήν; Δεῖκται διαθλάσεως τῆς κιτρίνης ἀκτινοβολίας: στεφανύαλος: $\nu_K = 1{,}5171$· πυριτύαλος: $\nu_K' = 1{,}6272$.

282. Εἰς τὸ ἀνωτέρω πρόβλημα 281 νὰ εὑρεθῇ τὸ εὖρος τοῦ φάσματος, τὸ ὁποῖον δίδει μόνον του ἕκαστον πρῖσμα καὶ νὰ ὑπολογισθῇ τὸ εὖρος τοῦ φάσματος, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ πρῖσμα εὐθυσκοπίας. Στεφανυάλου : $\nu_E = 1{,}5146$, $\nu_I = 1{,}5233$. πυριτυάλου : $\nu_E' = 1{,}6224$, $\nu_I' = 1{,}6385$.

Εἴδωλα ἐπιπέδων κατόπτρων

283. Κανὼν ΑΒ ἔχει μῆκος 60 cm καὶ εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν δ ἀπὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον. Παρατηρητὴς Π εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν $\Delta = 2\delta$ ἀπὸ τὸ κάτοπτρον, τὸ δὲ ἐπίπεδον ΑΒΠ εἶναι κάθετον πρὸς τὸ κάτοπτρον. Ποῖον πρέπει νὰ εἶναι τὸ ὕψος τοῦ κατόπτρου, ὥστε ὁ παρατηρητὴς νὰ βλέπῃ τὰ ἄκρα τοῦ εἰδώλου τοῦ κανόνος νὰ συμπίπτουν μὲ τὰ ἄκρα τοῦ κατόπτρου;

284. Παρατηρητὴς βλέπει τὸν ὀφθαλμόν του ΑΒ, μήκους 3 cm, ἐντὸς ἐπιπέδου κατόπτρου, τὸ ὁποῖον κρατεῖ εἰς ἀπόστασιν 10 cm ἀπὸ τὸν ὀφθαλμόν. Ποῦ βλέπει τὸ εἴδωλον τοῦ ὀφθαλμοῦ του; Ὑπὸ ποίαν φαινομένην διάμετρον βλέπει τὸ εἴδωλον τοῦτο;

285. Εἷς πύργος καὶ εἷς παρατηρητὴς εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ὁριζοντίου ἐπιπέδου, ἡ δὲ μεταξύ των ἀπόστασις εἶναι 42 m. Ὁ ὀφθαλμὸς τοῦ παρατηρητοῦ εὑρίσκεται εἰς ὕψος 1,6 m ἄνωθεν τοῦ ἐδάφους καὶ βλέπει τὸ εἴδωλον τοῦ πύργου ἐντὸς μικροῦ ἐπιπέδου κατόπτρου, τὸ ὁποῖον ἀπέχει 2 m ἀπὸ τὸν παρατηρητὴν καὶ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐδάφους. Πόσον εἶναι τὸ ὕψος τοῦ πύργου;

286. Παρατηρητὴς ἔχει ὕψος 1,70 m, ἡ δὲ ἀπόστασις τῶν ὀφθαλμῶν του ἀπὸ τὸ ἔδαφος εἶναι 1,60 m. Νὰ εὑρεθῇ πόσον ὕψος πρέπει νὰ ἔχῃ κατακόρυφον κάτοπτρον καὶ εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸ ἔδαφος πρέπει νὰ στερεωθῇ, ὥστε ὁ παρατηρητὴς νὰ βλέπῃ τὸ εἴδωλόν του.

287. Ἐπίπεδον κάτοπτρον, ὕψους 10 cm, εἶναι κατακόρυφον. Ἔμπροσθεν αὐτοῦ καὶ εἰς ὁριζοντίαν ἀπόστασιν 20 cm εὑρίσκεται ὁ ὀφθαλμὸς παρατηρητοῦ, ὁ ὁποῖος βλέπει ἐντὸς τοῦ κατόπτρου κατακόρυφον τοῖχον, εὑρισκόμενον ὄπισθεν αὐτοῦ καὶ εἰς ἀπόστασιν 2 m. Νὰ εὑρεθῇ τὸ ὕψος τοῦ τοίχου, τὸ ὁποῖον βλέπει ὁ παρατηρητὴς ἐντὸς τοῦ κατόπτρου.

288. Ἡ κεντρικὴ ἀκτὶς μιᾶς συγκλινούσης φωτεινῆς δέσμης εἶναι ὁριζοντία. Εἰς τὴν πορείαν τῆς δέσμης καὶ εἰς ἀπόστασιν 10 cm πρὸ τῆς ἑστίας της παρεμβάλλεται ἐπίπεδον κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον σχηματίζει γωνίαν 45^0 μὲ τὴν κεντρικὴν ἀκτῖνα τῆς δέσμης. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις τῆς νέας ἑστίας τῆς δέσμης.

289. Δύο ἐπίπεδα κάτοπτρα σχηματίζουν γωνίαν 45^0. Μεταξὺ αὐτῶν ὑπάρχει φωτεινὸν σημεῖον Σ. Νὰ εὑρεθῇ διὰ κατασκευῆς τῶν ἀνακλωμένων ἀκτίνων ὁ ἀριθμὸς τῶν εἰδώλων.

290. Τετράγωνος αἴθουσα ἔχει πλευρὰν 5 m καὶ ὕψος 3,50 m. Ἀπὸ τὸ μέσον τῆς ὀροφῆς ἐξαρτᾶται ἠλεκτρικὸς λαμπτὴρ οὕτως, ὥστε νὰ ἀπέχῃ 50 cm ἀπὸ τὴν ὀροφήν. Εἰς τὸ μέσον ἑνὸς τῶν τοίχων εὑρίσκεται κατακόρυφον ἐπίπεδον κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον ἔχει σχῆμα τετραγώνου καὶ πλευρὰν 50 cm. Πόση ἐπιφάνεια τοῦ ἀπέναντι τοίχου καὶ τοῦ δαπέδου φωτίζεται ἐξ ἀνακλάσεως;

291. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 290 νὰ εὑρεθῇ εἰς ποῖον ὕψος πρέπει νὰ στερεωθῇ τὸ κάτοπτρον, ὥστε ἡ φωτιζομένη ἐξ ἀνακλάσεως ἐπιφάνεια τοῦ ἀπέναντι τοίχου νὰ φθάνῃ μέχρι τῆς τομῆς τοῦ τοίχου καὶ τῆς ὀροφῆς.

292. Κανὼν ΑΒ, βαθμολογημένος εἰς ἑκατοστόμετρα, φέρει εἰς τὴν διαίρεσιν μηδὲν πολὺ μικρὰν φωτεινὴν σχισμὴν Φ. Παραλλήλως πρὸς τὸν κανόνα καὶ εἰς ἀπόστασιν 50 cm ἀπὸ αὐτὸν εὑρίσκεται μικρὸν ἐπίπεδον κάτοπτρον. Κ. Τοῦτο εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς καθέτου πρὸς τὸν κανόνα εἰς τὸ σημεῖον Φ. Τὸ κάτοπτρον στρέφεται κατὰ 15° καὶ ἔπειτα κατὰ 30°. Εἰς ποίαν διαίρεσιν συναντᾷ τὸν κανόνα ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς;

293. Φωτεινὸν σημεῖον Σ εὑρίσκεται εἰς ὕψος Η ὑπεράνω τοῦ ἐδάφους. Μία φωτεινὴ ἀκτὶς ΣΓ ἀνακλᾶται ἐπὶ μικρᾶς ἐπιφανείας ἠρεμοῦντος ὕδατος Γ εὑρισκομένου ἐπὶ τοῦ ἐδάφους. Ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς ΓΟΣ' διέρχεται διὰ τοῦ σημείου Ο, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται εἰς ὕψος h ὑπεράνω τοῦ ἐδάφους. Ἡ ὁριζοντία ἀπόστασις τοῦ Ο ἀπὸ τὸ Γ εἶναι d. Εἰς τὸ σημεῖον Ο θέτομεν ὑαλίνην πλάκα Π, ἡ ὁποία δύναται νὰ στραφῇ περὶ ὁριζόντιον ἄξονα διερχόμενον διὰ τοῦ Ο. Παρατηροῦμεν τότε ὅτι, ἂν στρέψωμεν τὴν πλάκα κατὰ γωνίαν α, ἡ ἐπὶ τῆς πλακὸς προσπίπτουσα ἀπ' εὐθείας ἀκτὶς ΣΟ ἀνακλᾶται κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ΓΟΣ'. Νὰ εὑρεθῇ πόσον εἶναι τὸ ὕψος Η.
Ἐφαρμογή: $h = d = 12$ m καὶ $\alpha = 3°$.

294. Ἐπίπεδον κυκλικὸν κάτοπτρον, ἀκτῖνος 6 cm, εἶναι στερεωμένον κατακορύφως εἰς ἀπόστασιν 10 m ἀπὸ τὸν τοῖχον μιᾶς αἰθούσης. Φωτεινὸν σημεῖον Π εὑρίσκεται μεταξὺ τοῦ κατόπτρου καὶ τοῦ τοίχου καὶ εἰς ἀπόστασιν 10 cm ἄνωθεν τῆς καθέτου τῆς διερχομένης διὰ τοῦ κέντρου τοῦ κατόπτρου. Ἡ ὁριζοντία ἀπόστασις τοῦ σημείου Π ἀπὸ τὸ κάτοπτρον εἶναι 1 m. Νὰ εὑρεθῇ ἡ διάμετρος τοῦ φωτεινοῦ κύκλου, ὁ ὁποῖος σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ τοίχου καὶ ἡ ἀπόστασις τοῦ κέντρου τοῦ κύκλου τούτου ἀπὸ τὴν κάθετον τὴν διερχομένην διὰ τοῦ κέντρου τοῦ κατόπτρου.

Εἴδωλα σφαιρικῶν κατόπτρων

295. Ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος κοίλου κατόπτρου καὶ εἰς ἀπόστασιν δεκαπλασίαν τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως φ εὑρίσκεται φωτεινὸν σημεῖον. Πόσον ἀπέχει τὸ εἴδωλον ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγήν;

296. Κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος 40 cm. Ποῦ πρέπει νὰ τεθῇ ἀντικείμενον ΑΒ, διὰ νὰ λάβωμεν εἴδωλον πραγματικὸν τρεῖς φορὰς μεγαλύτερον ἢ τέσσαρας φορὰς μικρότερον τοῦ ἀντικειμένου;

297. Κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν φ. Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸ κάτοπτρον πρέπει νὰ τεθῇ ἀντικείμενον, διὰ νὰ λάβωμεν εἴδωλον φανταστικὸν διπλάσιον τοῦ ἀντικειμένου ἢ εἴδωλον πραγματικὸν διπλάσιον τοῦ ἀντικειμένου;

298. Κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον δίδει εἴδωλον 5 φορὰς μεγαλύτερον τοῦ ἀντικειμένου. Ἡ ἀπόστασις τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον εἶναι 80 cm. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸ κάτοπτρον καὶ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ κατόπτρου.

299. Παρατηρητὴς βλέπει τὸν ὀφθαλμόν του ΑΒ, μήκους 3 cm, ἐντὸς κοίλου κατόπτρου, τὸ ὁποῖον κρατεῖ εἰς ἀπόστασιν 10 cm ἀπὸ τὸν ὀφθαλμόν· ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ κατόπτρου εἶναι 12 cm. Ὑπὸ ποίαν φαινομένην διάμετρον βλέπει τὸ εἴδωλον τοῦτο; Νὰ συγκριθῇ ἡ φαινομένη αὐτὴ διάμετρος τοῦ εἰδώλου πρὸς τὴν φαινομένην διάμετρον τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον θὰ ἐσχηματίζετο ὑπὸ ἑνὸς ἐπιπέδου κατόπτρου εὑρισκομένου εἰς τὴν ἰδίαν ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν ὀφθαλμόν.

300. Ἀντικείμενον ἀπέχει 75 cm ἀπὸ ἕνα τοῖχον. Νὰ εὑρεθῇ ποῦ πρέπει νὰ τοποθετήσωμεν κοῖλον κάτοπτρον, ἑστιακῆς ἀποστάσεως $\varphi = 20$ cm, διὰ νὰ λάβωμεν ἐπὶ τοῦ τοίχου εὐκρινὲς εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου.

301. Ἡ μέση φαινομένη διάμετρος τοῦ Ἡλίου εἶναι 32'. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ ἡ διάμετρος τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον δίδει κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον, ἔχον ἀκτῖνα καμπυλότητος 400 cm.

302. Ἡ μέση φαινομένη διάμετρος τῆς Σελήνης εἶναι 31'. Πόση εἶναι ἡ διάμετρος τοῦ εἰδώλου τῆς Σελήνης, τὸ ὁποῖον δίδει κοῖλον κάτοπτρον ἑστιακῆς ἀποστάσεως 12,90 m;

303. Κοῖλον κάτοπτρον δίδει ἀνεστραμμένον καὶ 2 φορὰς μεγαλύτερον εἴδωλον ἑνὸς ἀντικειμένου. Ἡ ἀπόστασις μεταξὺ τοῦ ἀντικειμένου καὶ τοῦ εἰδώλου εἶναι 40 cm. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμένου καὶ τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸ κάτοπτρον καὶ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ κατόπτρου.

304 Ἓν φωτεινὸν σημεῖον Λ ἀπέχει 40 cm ἀπὸ κοῖλον κάτοπτρον Κ, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 30 cm. Καθέτως πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ κατόπτρου τούτου τοποθετεῖται ἐπίπεδον κάτοπτρον Κ'. Ποῦ πρέπει νὰ τοποθετηθῇ τὸ κάτοπτρον τοῦτο, ὥστε αἱ ἀκτῖνες, αἱ ἀναχωροῦσαι ἐκ τοῦ Α, ἀφοῦ ἀνακλασθοῦν διαδοχικῶς ἐπὶ τῶν δύο κατόπτρων, νὰ συγκεντρώνωνται εἰς τὸ σημεῖον Α;

305. Δύο κοῖλα σφαιρικὰ κάτοπτρα ἔχουν τὴν αὐτὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν φ καὶ τὸν ἴδιον κύριον ἄξονα, ἔχουν δὲ τὰς κατοπτρικὰς ἐπιφανείας των ἀπέναντι ἀλλήλων. Ἡ ἀπόστασις τῶν κορυφῶν των εἶναι δ. Νὰ εὑρεθῇ εἰς ποίαν θέσιν τοῦ κοινοῦ ἄξονος πρέπει νὰ τεθῇ φωτεινὸν σημεῖον Α, ὥστε αἱ ἀκτῖνες, ἀνακλώμεναι ἐπὶ τοῦ ἑνὸς κατόπτρου καὶ ἔπειτα ἐπὶ τοῦ ἄλλου, νὰ σχηματίζουν εἴδωλον Α', τὸ ὁποῖον συμπίπτει μὲ τὸ φωτεινὸν σημεῖον. Ἐφαρμογή: φ = 15 cm, δ = 1,20 m.

306. Κυρτὸν σφαιρικὸν κάτοπτρον δίδει εἴδωλον 8 φορὰς μικρότερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον. Ἡ ἀπόστασις τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον φαίνεται ὅτι εἶναι 80 cm. Νὰ εὑρεθοῦν ἡ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸ κάτοπτρον καὶ ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου.

307. Δύο σφαιρικὰ κάτοπτρα τὸ ἓν κυρτὸν M_1 καὶ τὸ ἄλλο κοῖλον M_2 ἔχουν τὴν ἰδίαν ἀκτῖνα καμπυλότητος 20 cm. Οἱ κύριοι ἄξονές των συμπίπτουν, αἱ δὲ κατοπτρικαὶ ἐπιφάνειαί των εἶναι ἡ μία ἀπέναντι τῆς ἄλλης, οὕτως ὥστε αἱ κορυφαί των νὰ ἀπέχουν 40 cm. Εἰς τὸ μέσον τῆς ἀποστάσεως αὐτῆς τοποθετεῖται φωτεινὸν ἀντικείμενον. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον σχηματίζεται κατὰ τὴν ἀνάκλασιν τῶν ἀκτίνων πρῶτον ἐπὶ τοῦ κυρτοῦ καὶ ἔπειτα ἐπὶ τοῦ κοίλου κατόπτρου.

308. Κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος 4 m καὶ ὁ ἄξων του διευθύνεται πρὸς τὸ κέντρον τοῦ Ἡλίου. Μεταξὺ τοῦ κατόπτρου καὶ τῆς ἑστίας του, καὶ εἰς ἀπόστασιν 20 cm ἀπὸ αὐτήν, τοποθετεῖται μικρὸν κυρτὸν κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος 45 cm. Οἱ ἄξονες τῶν δύο κατόπτρων συμπίπτουν, αἱ δὲ ἀνακλῶσαι ἐπιφάνειαί των εὑρίσκονται ἡ μία ἀπέναντι τῆς ἄλλης. Νὰ προσδιορισθῇ ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου τοῦ Ἡλίου, τὸ ὁποῖον παρέχει τὸ σύστημα τοῦτο. Φαινομένη διάμετρος τοῦ Ἡλίου: $\alpha = 0{,}5^\circ$.

309. Ὁ κύριος ἄξων ἑνὸς κοίλου σφαιρικοῦ κατόπτρου, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 2 m, διευθύνεται πρὸς τὸ κέντρον τοῦ Ἡλίου. Εἰς ἀπόστασιν 1,84 m ἀπὸ τὸ κοῖλον κάτοπτρον τοποθετεῖται μικρὸν κυρτὸν σφαιρικὸν κάτοπτρον, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 20 cm, οὕτως ὥστε οἱ κύριοι ἄξονές των νὰ συμπίπτουν. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου τοῦ Ἡλίου, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ σύστημα τῶν δύο κατόπτρων. Φαινομένη διάμετρος Ἡλίου: $\alpha = 32'$.

310. Διὰ τὴν μέτρησιν τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς κατὰ τὴν μέθοδον τοῦ Foucault χρησιμοποιοῦμεν τὴν ἑξῆς διάταξιν: Ἀπὸ φωτεινὸν σημεῖον Α προσπίπτει ἀκτὶς ἐπὶ ἐπιπέδου κατόπτρου Κ ἀπέχοντος 2 m ἀπὸ τὸ σημεῖον Α. Τὸ κάτοπτρον Κ στρέφεται περὶ ἄξονα Ο, κάθετον πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος, μὲ ταχύτητα 375 στροφῶν κατὰ δευτερόλεπτον. Ἡ ἀνακλωμένη ἐπὶ τοῦ κατόπτρου Κ ἀκτὶς προσπίπτει ἐπὶ ἀκινήτου σφαιρικοῦ κατόπτρου Μ, τοῦ ὁποίου ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος εἶναι 20 m, τὸ δὲ κέντρον του συμπίπτει μὲ τὸ σημεῖον Ο. Παρατηροῦμεν τότε ὅτι ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς ΟΑ' στρέφεται κατὰ μίαν γωνίαν τοιαύτην, ὥστε εἶναι ΑΑ' = 1,256 mm. Πόση εἶναι ἡ ταχύτης τοῦ φωτός;

311. Ἔμπροσθεν κοίλου κατόπτρου Μ ἑστιακῆς ἀποστάσεως 50 cm τοποθετεῖται καθέτως πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ κατόπτρου ἓν ἐπίπεδον κάτοπτρον Ν, τοῦ ὁποίου ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια εὑρίσκεται ἀπέναντι τοῦ κατόπτρου Μ. Ἡ ἀπόστασις μεταξὺ τῶν κατόπτρων Μ καὶ Ν εἶναι δ = 2 m. Μικρὰ φωτεινὴ εὐθεῖα ΑΒ, ὕψους 5 cm τοποθετεῖται μεταξὺ τῶν κατόπρων Μ καὶ Ν καθέτως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα. Ἡ εὐθεῖα ΑΒ ἐκπέμπει ἀκτῖνας πρὸς τὸ κάτοπτρον Μ, αἱ ὁποῖαι μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των ἐπὶ τοῦ κατόπτρου Μ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου Ν καὶ ὑφίστανται ἐκεῖ δευτέραν ἀνάκλασιν. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου μετὰ τὴν δευτέραν ἀνάκλασιν εἰς τὰς ἑξῆς περιπτώσεις: ΒΜ = 25 cm καὶ ΒΜ = 65 cm.

312. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 311 νὰ εὑρεθῇ εἰς ποίαν θέσιν πρέπει νὰ τοποθετηθῇ ἡ εὐθεῖα ΑΒ, ὥστε ἡ ἀπόστασις τοῦ τελικοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὴν εὐθεῖαν ΑΒ νὰ ἔχῃ ὡρισμένην τιμὴν α. Νὰ ἐρευνηθῇ ἰδιαιτέρως ἡ περίπτωσις κατὰ τὴν ὁποίαν εἶναι: α = 0.

313. Κυρτὸν σφαιρικὸν κάτοπτρον ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος 60 cm, ἡ δὲ ἀνακλῶσα ἐπιφάνειά του περιορίζεται ἀπὸ μικρὸν κύκλον ἀκτῖνος 6 cm. Παρατηρητὴς βλέπει μὲ τὸν ἕνα ὀφθαλμόν του ἐντὸς τοῦ κατόπτρου. Ὁ ὀφθαλμὸς ἀπέχει 12 cm ἀπὸ τὸν κύριον ἄξονα τοῦ κατόπτρου, ἡ δὲ προβολὴ τοῦ ὀφθαλμοῦ ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος ἀπέχει 60 cm ἀπὸ τὴν κορυφὴν τοῦ κατόπτρου.

Θεωροῦμεν ἐπίπεδον κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, εὑρισκόμενον ἔμπροσθεν τοῦ κατόπτρου καὶ εἰς ἀπόστασιν 10 m ἀπὸ αὐτό, ὑποθέτομεν δὲ ὅτι ὁ παρατηρητὴς βλέπει ἐξ ἀνακλάσεως τὰ ἀντικείμενα, τὰ ὁποῖα εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τούτου. Νὰ προσδιορισθῇ ἡ περιοχὴ τοῦ ἐπιπέδου, ἐντὸς τῆς ὁποίας εὑρίσκονται ὅλα τὰ ὁρατὰ σημεῖα τοῦ ἐπιπέδου, δηλαδὴ τὸ ὀπτικὸν πεδίον τοῦ κατόπτρου.

314. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 313, χωρὶς νὰ μεταβληθῇ οὔτε ἡ θέσις τοῦ ὀφθαλμοῦ, οὔτε ἡ θέσις τοῦ ἐπιπέδου, ἀντικαθιστῶμεν τὸ κυρτὸν κάτοπτρον μὲ ἐπίπεδον κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον περιορίζεται ἀπὸ τὸν ἴδιον κύκλον. Νὰ εὑρεθῇ τὸ νέον ὀπτικὸν πεδίον.

Δίοπτρα

315. Ἔντομον πετᾷ ὁριζοντίως ἄνωθεν λίμνης εἰς ὕψος 12 cm ἀπὸ τὴν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ὕδατος. Βλέπει κατακορύφως ἐντὸς τοῦ ὕδατος καὶ διακρίνει ἰχθὺν εἰς βάθος 18 cm ὑπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τῆς λίμνης. Πόσον εἶναι τὸ πραγματικὸν βάθος εἰς τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται ὁ ἰχθύς; Δείκτης διαθλάσεως ὕδατος: $\nu = 4/3$.

316. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 315 νὰ εὑρεθῇ εἰς ποῖον ὕψος ὑπεράνω τοῦ ὕδατος βλέπει ὁ ἰχθὺς νὰ πετᾷ τὸ ἔντομον.

317. Ράβδος μήκους 2 m εἶναι βυθισμένη κατὰ τὸ ἥμισυ ἐντὸς ὕδατος οὕτως, ὥστε νὰ σχηματίζῃ γωνίαν 30° μὲ τὴν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ὕδατος ($\nu = 4/3$). Πόσον φαίνεται ὅτι ἀπέχει ἀπὸ τὴν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ὕδατος τὸ ἐντὸς αὐτοῦ ἄκρον τῆς ράβδου, ὅταν παρατηροῦμεν κατακορύφως;

318. Ἐπὶ τῆς σελίδος βιβλίου, ἡ ὁποία ἀπέχει ἀπὸ τὸν ὀφθαλμὸν μας 25 cm, θέτομεν ὑαλίνην πλάκα ἔχουσαν πάχος 6 cm καὶ δείκτην διαθλάσεως $\nu = 3/2$. Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν ὀφθαλμὸν μας φαίνεται ἡ σελὶς τοῦ βιβλίου;

319. Ἐντὸς δοχείου, τοῦ ὁποίου ὁ πυθμὴν ἀποτελεῖται ἀπὸ ὁριζόντιον ἐπίπεδον κάτοπτρον, περιέχεται ὕδωρ ($\nu = 4/3$), τὸ δὲ πάχος τοῦ στρώματος τοῦ ὕδατος εἶναι 1 m. Ὁ ὀφθαλμὸς ἑνὸς παρατηρητοῦ εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν 1,20 m ἄνωθεν τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὕδατος. Ποῦ βλέπει ὁ παρατηρητὴς τὸ εἴδωλον τοῦ ὀφθαλμοῦ του; Κατὰ ποίαν φορὰν καὶ κατὰ πόσον μετακινεῖται τὸ εἴδωλον, ἂν χυθῇ ὅλον τὸ ὕδωρ τοῦ δοχείου;

320. Εἰς τὸν πυθμένα ἑνὸς ὑαλίνου κυλινδρικοῦ δοχείου ὑπάρχει μικρὸν τεμάχιον κιμωλίας Α. Παρατηροῦντες κατακορύφως χύνομεν ἐντὸς τοῦ δοχείου ὕδωρ, ἕως ὅτου τοῦτο φθάσῃ εἰς ὕψος 40 cm. Μετακινοῦμεν τότε πέριξ τοῦ δοχείου ἓν φύλλον χάρτου καὶ εὑρίσκομεν ὅτι τὸ σῶμα Α φαίνεται νὰ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ χάρτου, ὅταν τοῦτο ἀπέχῃ 10 cm ἀπὸ τὸν πυθμένα τοῦ δοχείου. Νὰ εὑρεθῇ ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ ὕδατος.

321. Ἐντὸς τοῦ δοχείου τοῦ προηγουμένου προβλήματος 320 χύνομεν, ἀντὶ ὕδατος γλυκερίνην, ἔχουσαν δείκτην διαθλάσεως 1,47. Πόσον πρέπει νὰ εἶναι τὸ ὕψος τῆς γλυκερίνης, ὥστε ἡ φαινομένη ἀνύψωσις τοῦ σώματος Α νὰ εἶναι πάλιν 10 cm;

322. Φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται εἰς τὸ κέντρον Κ κοίλου κατόπτρου, τοῦ ὁποίου ὁ κύριος ἄξων εἶναι κατακόρυφος. Τὸ κάτοπτρον εἶναι πλῆρες ὕδατος. Ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου εἶναι R, τὸ δὲ ἄνοιγμά του εἶναι 120°. Ἀπὸ τὸ κέντρον Κ ἀναχωρεῖ λεπτὴ δέσμη ἀκτίνων, ἡ ὁποία ἀκολουθεῖ τὸ ἄξονα τοῦ κατόπτρου, εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ ὕδατος, ἀνακλᾶται ἐπὶ τοῦ κατόπτρου καὶ μετὰ τὴν ἔξοδόν της ἀπὸ τὸ ὕδωρ συγκλίνει εἰς ἕνα σημεῖον τοῦ κυρίου ἄξονος, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν x ὑπεράνω τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὕδατος. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀπόστασις x συναρτήσει τῆς ἀκτῖνος καμπυλότητος R καὶ τοῦ δείκτου διαθλάσεως τοῦ ὕδατος: $\nu = 4/3$.

323. Κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον, ἀκτῖνος καμπυλότητος 45 cm, εἶναι βυθισμένον ἐντὸς ὑαλίνου δοχείου περιέχοντος ἔλαιον. Τὰ τοιχώματα τοῦ δοχείου ἔχουν ἀσήμαντον πάχος καὶ εἶναι κάθετα πρὸς τὸν κύριον ἄξονα τοῦ κατόπτρου. Ἡ κορυφὴ τοῦ κατόπτρου ἀπέχει 5 cm ἀπὸ τὸ τοίχωμα Α τοῦ δοχείου, πρὸς τὸ ὁποῖον εἶναι ἐστραμμένον τὸ κάτοπτρον. Φωτεινὸν σημεῖον, εὑρισκόμενον ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος καὶ εἰς ἀπόστασιν 40 cm ἀπὸ τὸ τοίχωμα Α, δίδει τότε πραγματικὸν εἴδωλον εἰς ἀπόστασιν 20 cm ἀπὸ τὸ τοίχωμα Α. Νὰ δειχθῇ ἡ πορεία τῶν ἀκτίνων, ὅταν τὸ πάχος τοῦ τοιχώματος Α εἶναι ἀσήμαντον καὶ νὰ εὑρεθῇ ὁ δείκτης διαθλάσεως ν τοῦ ἐλαίου ὡς πρὸς τὸν ἀέρα.

324. Κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος 40 cm. Πολὺ πλησίον τοῦ κατόπτρου τοποθετεῖται ὑαλίνη πλάξ, ἡ ὁποία ἔχει πάχος 5 cm καὶ δείκτην διαθλάσεως 1,5. Αἱ ἕδραι τῆς πλακὸς εἶναι κάθετοι πρὸς τὸν κύριον ἄξονα τοῦ κατόπτρου. Νὰ εὑρεθῇ εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸ κάτοπτρον πρέπει νὰ τοποθετηθῇ ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος φωτεινὸν σημεῖον, ὥστε τὸ εἴδωλον νὰ συμπίπτῃ μὲ τὸ φωτεινὸν σημεῖον.

325. Μία ὑαλίνη σφαῖρα ἔχει δείκτην διαθλάσεως 1,5 καὶ ἀκτῖνα 2 cm. Ἡ σφαῖρα περικλείει φυσαλίδα ἀέρος, ἡ ὁποία ἀπέχει 1 cm ἀπὸ τὸ κέντρον τῆς σφαίρας. Νὰ εὑρεθῇ εἰς ποίαν θέσιν βλέπομεν τὴν φυσαλίδα τοῦ ἀέρος. 1) Ὅταν παρατηροῦμεν κατὰ μῆκος μιᾶς διαμέτρου διὰ μέσου τοῦ μικροτέρου πάχους τῆς ὑάλου. 2) Ὅταν παρατηροῦμεν κατὰ μῆκος μιᾶς διαμέτρου διὰ μέσου τοῦ μεγαλυτέρου πάχους τῆς ὑάλου.

326. Ἡ μία βάσις κυλινδρικῆς ὑαλίνης ράβδου ($\nu_1 = 1,50$) ἔχει διαμορφωθῆ εἰς κυρτὴν σφαιρικὴν ἐπιφάνειαν μὲ ἀκτῖνα καμπυλότητος R = 20 mm. Εἰς ἀπόστασιν 80 mm ἀπὸ τὸ δίοπτρον καὶ ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῆς κυλινδρικῆς ράβδου εὑρίσκεται φωτεινὸν σημεῖον. Νὰ εὑρεθῇ τὸ εἴδωλον τοῦ φωτεινοῦ σημείου : α) ὅταν ἡ ράβδος εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἀέρος, καὶ β) ὅταν ἡ ράβδος εὑρίσκεται βυθισμένη ἐντὸς ὕδατος ($\nu_2 = 1,33$).

Φακοί

327. Αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος ἑνὸς φακοῦ, ἔχοντος δείκτην διαθλάσεως ν = 1,50, εἶναι $R_1 = \pm 40$ cm καὶ $R_2 = \pm 60$ cm. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τῶν 4 εἰδῶν φακῶν, τὰ ὁποῖα δύνανται νὰ προκύψουν ἐκ τοῦ συνδυασμοῦ τῶν ἀνωτέρω τεσσάρων τιμῶν τῶν ἀκτίνων καμπυλότητος.

328. Ἡ μία ἀκτὶς καμπυλότητος ἀμφικύρτου φακοῦ εἶναι 15 cm, ὁ δείκτης διαθλάσεως εἶναι 1,5 καὶ ἡ ἑστιακή του ἀπόστασις εἶναι 10 cm. Πόση εἶναι ἡ ἄλλη ἀκτὶς καμπυλότητος;

329. Ἀμφίκυρτος φακὸς ἔχει τὰς δύο ἀκτῖνας καμπυλότητος ἴσας μὲ 50 cm. Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ δι' ὡρισμένην ἀκτινοβολίαν εἶναι 45 cm. Πόσος εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου διὰ τὴν ἀκτινοβολίαν αὐτήν;

330. Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως φ πρέπει νὰ τοποθετηθῇ ἀντικείμενον, διὰ νὰ εἶναι τὸ εἴδωλον 3 φορὰς μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον;

331. Φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος συγκλίνοντος φακοῦ ἑστιακῆς ἀποστάσεως 15 cm. Ἡ ἀπόστασις τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὸν φακὸν εἶναι κατὰ 80 cm μικροτέρα τῆς ἀποστάσεως τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν φακόν. Πόσον ἀπέχει τὸ εἴδωλον ἀπὸ τὸν φακόν;

332. Φωτεινὴ εὐθεῖα μήκους 2 cm ἀπέχει 1 m ἀπὸ διάφραγμα. Μεταξὺ τῆς εὐθείας καὶ τοῦ διαφράγματος τοποθετεῖται συγκλίνων φακός, ὁπότε λαμβάνομεν εὐκρινὲς εἴδωλον διὰ δύο θέσεις τοῦ φακοῦ, αἱ ὁποῖαι ἀπέχουν μεταξύ των 40 cm. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ καὶ τὸ μέγεθος τῶν δύο εἰδώλων.

333. Εἰς ἀπόστασιν 20 cm ἀπὸ ἀμφίκοιλον φακόν, ἑστιακῆς ἀποστάσεως — 12 cm, τοποθετεῖται ἀντικείμενον μήκους 10 cm. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου.

334. Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ φακόν, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 15 cm, πρέπει νὰ τοποθετηθῇ ἀντικείμενον, ὥστε τὸ σχηματιζόμενον εἴδωλον νὰ ἔχῃ ἐπιφάνειαν 9 φορὰς μεγαλυτέραν ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀντικειμένου;

335. Ἐπὶ λεπτοῦ ἀμφικοίλου φακοῦ προσπίπτει παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα αὐτοῦ μία δέσμη παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων. Εἰς ἀπόστασιν 16 cm ἀπὸ τὸν φακὸν καὶ καθέτως πρὸς τὸν ἄξονά του φέρομεν διάφραγμα. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ διάμετρος τοῦ φωτεινοῦ κύκλου, τὸν ὁποῖον σχηματίζει ἐπὶ τοῦ διαφράγματος ἡ ἐξερχομένη ἀπὸ τὸν φακὸν δέσμη, εἶναι 3 φορὰς μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν διάμετρον τῆς προσπιπτούσης δέσμης. Πόση εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ;

336. Ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος ἑνὸς φακοῦ Λ καὶ εἰς ἀπόστασιν 150 cm ἀπὸ τὸν φακὸν εὑρίσκεται σημειώδης φωτεινὴ πηγὴ Α. Ἀπὸ τὸ ἄλλο μέρος τοῦ φακοῦ καὶ καθέτως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα τοῦ φακοῦ μετακινοῦμεν διάφραγμα. Ὅταν τὸ διάφραγμα ἀπέχῃ 100 cm ἀπὸ τὸν φακόν, ἐπὶ τοῦ διαφράγματος σχηματίζεται φωτεινὸς κύκλος, ἔχων διάμετρον 2,5 cm. Ὅταν τὸ διάφραγμα τεθῇ εἰς ἀπόστασιν 125 cm ἀπὸ τὸν φακόν, ἡ διάμετρος τοῦ φωτεινοῦ κύκλου γίνεται 5 cm. Νὰ εὑρεθῇ τὸ εἶδος τοῦ φακοῦ καὶ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις αὐτοῦ.

337. Συγκλίνων φακός, ἔχων δείκτην διαθλάσεως $\nu = 1{,}66$ ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν $\varphi = 12{,}70$ cm, ὅταν εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἀέρος. Πόση εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ, ὅταν οὗτος τοποθετηθῇ ἐντὸς ὕδατος; (Δείκτης διαθλάσεως ὕδατος: $\nu_1 = 1{,}33$).

338. Συγκλίνων φακὸς σχηματίζει τὸ εἴδωλον λαμπτῆρος ἐπὶ τοῦ τοίχου. Παρατηροῦμεν ὅτι, ἂν ὁ φακὸς πλησιάσῃ πρὸς τὸν τοῖχον κατὰ 30 cm, τὸ σχηματιζόμενον εὐκρινὲς εἴδωλον εἶναι τέσσαρας φορὰς μικρότερον ἀπὸ τὸ προηγούμενον. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ.

339. Φωτεινὸν ἀντικείμενον ἀπέχει 1,80 m ἀπὸ διάφραγμα. Νὰ ἀποδειχθῇ ὅτι, ἂν τοποθετηθῇ μεταξὺ τοῦ ἀντικειμένου καὶ τοῦ διαφράγματος συγκλίνων φακός, ὑπάρχουν δύο θέσεις τοῦ φακοῦ, διὰ τὰς ὁποίας λαμβάνεται ἐπὶ τοῦ διαφράγματος εὐκρινὲς εἴδωλον. Ἂν δὲ εἶναι γνωστὸν ὅτι αἱ δύο θέσεις τοῦ φακοῦ ἀπέχουν μεταξύ των 60 cm, νὰ εὑρεθῇ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ.

340. Συμμετρικὸς ἀμφίκυρτος φακὸς ἔχει δείκτην διαθλάσεως $\nu = 1{,}5$ καὶ ἐπιπλέει ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ὑδραργύρου. Εἰς ὕψος 25 cm ὑπεράνω τοῦ φακοῦ τοποθετεῖται φωτεινὸν σημεῖον. Παρατηρεῖται τότε ὅτι τὸ εἴδωλον τοῦ σημείου σχηματίζεται ἐκεῖ, ὅπου εὑρίσκεται καὶ τὸ φωτεινὸν σημεῖον. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ.

341. Μὲ ἕνα φακὸν ἰσχύος 5 διοπτριῶν θέλομεν νὰ σχηματίσωμεν ἐπὶ ἑνὸς τοίχου, ὁ ὁποῖος παίζει ρόλον πετάσματος, τὸ εἴδωλον A'B' ἑνὸς ἀντικειμένου AB. Τὸ μῆκος τοῦ εἰδώλου πρέπει νὰ εἶναι 20 φορὰς μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ μῆκος τοῦ ἀντικειμένου. Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν τοῖχον πρέπει νὰ τεθῇ ὁ φακὸς καὶ πόσον θὰ ἀπέχῃ τότε τὸ ἀντικείμενον ἀπὸ τὸν φακόν; Ὁ ὀπτικὸς ἄξων τοῦ φακοῦ εἶναι κάθετος πρὸς τὸν τοῖχον.

342. Ἀντικείμενον AB μήκους 10 cm ἀπέχει 40 cm ἀπὸ συγκλίνοντα φακὸν Λ ἑστιακῆς ἀποστάσεως $\varphi = 30$ cm. Θέλομεν νὰ λάβωμεν τὸ εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου AB ἐπὶ διαφράγματος ἀπέχοντος 6 m ἀπὸ τὸν φακὸν Λ. Πρὸς τοῦτο φέρομεν εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν φακὸν Λ ἕνα ἄλλον φακὸν Λ'. Νὰ εὑρεθῇ τὸ εἶδος τοῦ φακοῦ Λ' καὶ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις αὐτοῦ. Πόσον εἶναι τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ διαφράγματος;

343. Φακὸς Λ ἀπέχων 15 cm ἀπὸ ἀντικείμενον AB δίδει πραγματικὸν εἴδωλον $A'B' = 3 \cdot AB$. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις ἑνὸς ἄλλου φακοῦ Λ', ὁ ὁποῖος τιθέμενος εἰς ἀπόστασιν 10 cm ὄπισθεν τοῦ φακοῦ Λ, δίδει νέον πραγματικὸν εἴδωλον $A''B'' = k \cdot A'B'$. Πόση εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ Λ', ἂν εἶναι $k = 2$ ἢ $k = 1$;

344. Συγκλίνων φακὸς Γ, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 12 cm, καὶ ἀποκλίνων φακὸς Δ, ἑστιακῆς ἀποστάσεως —4 cm, εἶναι τοποθετημένοι οὕτως, ὥστε νὰ ἔχουν τὸν αὐτὸν κύριον ἄξονα καὶ νὰ ἀπέχουν μεταξύ των 33 cm. Ἔμπροσθεν τοῦ φακοῦ Γ καὶ εἰς ἀπόστασιν 18 cm ἀπὸ αὐτὸν τοποθετεῖται μικρὸν ἀντικείμενον. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ ἡ μεγέθυνσις τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ σύστημα τῶν δύο φακῶν.

345. Δύο συγκλίνοντες φακοὶ Γ καὶ Δ ἔχουν ἀντιστοίχως ἑστιακὰς ἀποστάσεις 12 cm καὶ 4 cm. Οἱ φακοὶ τοποθετοῦνται οὕτως ὥστε νὰ ἔχουν τὸν αὐτὸν κύριον ἄξονα καὶ ἡ μεταξὺ αὐτῶν ἀπόστασις νὰ εἶναι ἴση μὲ 39 cm. Ἔμπροσθεν τοῦ φακοῦ Γ καὶ εἰς ἀπόστασιν 18 cm ἀπὸ αὐτὸν τοποθετεῖται μικρὸν ἀντικείμενον. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ ἡ μεγέθυνσις τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ σύστημα τῶν δύο φακῶν.

346. Δύο συγκλίνοντες φακοὶ Λ_1 καὶ Λ_2 ἔχουν ἀντιστοίχως ἑστιακὰς ἀποστάσεις $\varphi_1 = 50$ cm καὶ $\varphi_2 = 25$ cm. Οἱ δύο φακοὶ ἔχουν τὸν αὐτὸν κύριον ἄξονα καὶ ἀπέχουν μεταξύ των 75 cm. Ἀντικείμενον AB = 2 cm εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν 60 cm ἀπὸ τὸν φακὸν Λ_1. Νὰ προσδιορισθῇ ἡ θέσις, ἡ φύσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου A_2B_2, τὸ ὁποῖον σχηματίζει τὸ σύστημα τῶν δύο φακῶν.

347. Δύο συγκλίνοντες φακοὶ Λ_1 καὶ Λ_2 ἔχουν ἀντιστοίχως ἑστιακὰς ἀποστάσεις $\varphi_1 = 20$ cm καὶ $\varphi_2 = 25$ cm. Οἱ δύο φακοὶ ἔχουν τὸν αὐτὸν κύριον ἄξονα. 1) Ἔμπροσθεν τοῦ φακοῦ Λ_1 καὶ εἰς ἀπόστασιν 40 cm ἀπὸ αὐτὸν τοποθετεῖται καθέτως πρὸς τὸν κοινὸν κύριον ἄξονα ἓν ἀντικείμενον AB. Ποῦ πρέπει νὰ τεθῇ ὁ δεύτερος φακὸς Λ_2, ὥστε τὸ σύστημα τῶν δύο φακῶν νὰ δίδῃ πραγματικὸν εἴδωλον ἴσον μὲ τὸ ἀντικείμενον; 2) Χωρὶς νὰ μεταβάλωμεν τὴν σχετικὴν θέσιν τῶν δύο φακῶν θέτομεν μεταξὺ αὐτῶν καὶ καθέτως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα μίαν ὑαλίνην πλάκα, ἔχουσαν πάχος 6 cm καὶ δείκτην διαθλάσεως 1,5. Ποίαν μετατόπισιν ὑφίσταται τὸ εἴδωλον.;

348. Ἐπίπεδον κάτοπτρον Κ εἶναι κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα συγκλίνοντος φακοῦ Λ, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 20 cm. Τὸ κάτοπτρον Κ εὑρίσκεται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ φακοῦ. Ἀπὸ τὸ ἄλλο μέρος τοῦ φακοῦ καὶ εἰς ἀπόστασιν 30 cm ἀπὸ αὐτὸν εὑρίσκεται ἀντικείμενον ΑΒ κάθετον πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ τελικοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ σύστημα φακὸς-κάτοπτρον.

349. Ἐπὶ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας λεπτοῦ ἐπιπεδοκύρτου φακοῦ, καὶ καθέτως πρὸς αὐτήν, προσπίπτει δέσμη ἀκτίνων μονοχρόου φωτός, παραλλήλων πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ. Μὲ τὴν βοήθειαν μικροῦ πετάσματος διαπιστώνομεν ὅτι σχηματίζονται δύο φωτεινὰ σημειώδη εἴδωλα. Τὸ ἓν εἶναι πολὺ φωτεινόν, σχηματίζεται πέραν τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ καὶ εἰς ἀπόστασιν 30 cm ἀπὸ αὐτήν. Τὸ ἄλλο εἶναι πολὺ ἀσθενέστερον, σχηματίζεται πρὸς τὸ μέρος τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ καὶ εἰς ἀπόστασιν 5 cm ἀπὸ αὐτήν. Πῶς ἐξηγεῖται ὁ σχηματισμὸς αὐτῶν τῶν δύο ἑστιῶν; Ἀπὸ τὰ ἀνωτέρω ἀριθμητικὰ δεδομένα νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος R τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ καὶ ὁ δείκτης διαθλάσεως ν τῆς ὑάλου, ἀπὸ τὴν ὁποίαν εἶναι κατασκευασμένος ὁ φακός.

350. Ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς μιᾶς φωτογραφικῆς μηχανῆς θεωρεῖται ὡς λεπτὸς συγκλίνων φακός· οὗτος ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν 13,5 cm καὶ διάμετρον 3 cm. Ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ φακοῦ καὶ εἰς μεγάλην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν φακὸν εὑρίσκεται φωτεινὸν σημεῖον Α. Ἡ φωτογραφικὴ πλὰξ εὑρίσκεται εἰς τὸ ἑστιακὸν ἐπίπεδον τοῦ ἀντικειμενικοῦ. 1) Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀπόστασις τοῦ σημείου Α ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικόν, διὰ τὴν ὁποίαν ἡ φωτεινὴ κηλίς, ἡ σχηματιζομένη ἐπὶ τῆς πλακός, ἔχει διάμετρον 0,1 mm. 2) Νὰ ἐξετασθῇ τὸ ζήτημα τῆς προηγουμένης παραγράφου, ὅταν ὁ ἀντικειμενικὸς καλυφθῇ μὲ διάφραγμα, τοῦ ὁποίου ἡ χρήσιμος διάμετρος εἶναι 1 cm.

351. Ὁ συγκλίνων ἀντικειμενικὸς φακὸς μιᾶς φωτογραφικῆς μηχανῆς ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν $\varphi = 54$ mm, ἡ δὲ ἐπιφάνεια τοῦ φακοῦ περιορίζεται ἀπὸ ἕνα διάφραγμα, ἔχον διάμετρον $\Delta = \varphi/4,5$ mm. Ἡ μηχανὴ εἶναι ρυθμισμένη κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε αἱ ἀκτῖνες, αἱ ὁποῖαι προέρχονται ἐκ τοῦ ἀπείρου, νὰ συνέρχωνται ἐπὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακός. Φωτογραφοῦμεν τότε ἕνα ἀντικείμενον, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν π ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν φακόν. Ὁ κῶνος τῶν διαθλωμένων ἀκτίνων δίδει ἐπὶ τῆς πλακὸς φωτεινὴν κηλῖδα, ἡ ὁποία ἔχει διάμετρον $\delta = 0,1$ mm. Πόση εἶναι ἡ ἀπόστασις π;

352. Ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος ἑνὸς ἐπιπεδοκύρτου φακοῦ, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 50 cm, εὑρίσκεται φωτεινὸν σημεῖον Σ, τὸ ὁποῖον ἀπέχει 75 cm ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ φακοῦ. Ἀπὸ τὸ ἀντίθετον μέρος τοῦ φακοῦ καὶ ἀπέναντι τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ δύναται νὰ μετακινῆται ἐπίπεδον κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον εἶναι πάντοτε κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα τοῦ φακοῦ. Οὕτω αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες διέρχονται δύο φορὰς διὰ τοῦ φακοῦ, κατ' ἀντίθετον φοράν, πρὶν σχηματίσουν τὸ τελικὸν εἴδωλον. 1) Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις τοῦ εἰδώλου Σ', ὅταν τὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον ἀπέχῃ 1 m ἀπὸ τὸν φακόν. 2) Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις τοῦ κατόπτρου, ὅταν τὸ τελικὸν εἴδωλον συμπίπτῃ μὲ τὸ φωτεινὸν σημεῖον Σ.

353. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 352 νὰ εὑρεθῇ ποῦ σχηματίζεται τὸ εἴδωλον, ὅταν τὸ κάτοπτρον ἐφαρμόζεται ἐπὶ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ. Δυνάμεθα εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν νὰ ἀντικαταστήσωμεν τὸ σύστημα τοῦ φακοῦ καὶ τοῦ κατόπτρου μὲ ἄλλο ἁπλούστερον σύστημα;

354. Ἕνας ἐπιπεδόκοιλος φακὸς ἔχει δείκτην διαθλάσεως 1,5, ἡ δὲ κοίλη ἐπιφάνειά του εἶναι ἐπαργυρωμένη. Ἔμπροσθεν τῆς ἐπιφανείας αὐτῆς μετακινοῦμεν φωτεινὴν εὐθεῖαν ΑΒ, κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα, ἕως ὅτου τὸ λαμβανόμενον ἀνεστραμμένον εἴδωλον νὰ σχηματίζεται ἐπὶ τῆς προεκτάσεως τῆς εὐθείας ΑΒ. Παρατηροῦμεν τότε ὅτι τὸ ἀντικείμενον καὶ τὸ εἴδωλόν του ἀπέχουν 50 cm ἀπὸ τὸν φακόν. Ἀναστρέφομεν τὸν φακόν, χωρὶς νὰ μεταβληθῇ ἡ ἀπόστασίς του ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον. Ἀπέναντι τοῦ ἀντικειμένου εὑρίσκεται τώρα ἡ ἐπίπεδος ἐπιφάνεια τοῦ φακοῦ. Ποία εἶναι ἡ θέσις καὶ ἡ φύσις τοῦ λαμβανομένου νέου εἰδώλου; (Ἡ ἀνάκλασις ἐπὶ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας παραλείπεται).

355. Ὀπτικὸν σύστημα ἀποτελεῖται ἀπὸ λεπτὸν συγκλίνοντα φακὸν Λ, ἑστιακῆς ἀποστάσεως φ, ὁ ὁποῖος ἐφάπτεται μὲ κυρτὸν κάτοπτρον Μ, ἀκτῖνος καμπυλότητος $R = 2φ$. Οἱ ἄξονες τοῦ φακοῦ καὶ τοῦ κατόπτρου συμπίπτουν. Τὸ φῶς προσπίπτει ἐπὶ τοῦ φακοῦ καὶ διέρχεται πάλιν διὰ τοῦ φακοῦ κατ' ἀντίθετον φοράν. Νὰ εὑρεθῇ ποῦ συνέρχονται αἱ ἀκτῖνες, αἱ ὁποῖαι προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ φακοῦ παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ συστήματος. Ἐὰν φωτεινὸν σημεῖον Σ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ κοινοῦ κυρίου ἄξονος καὶ εἰς ἀπόστασιν 2φ ἀπὸ τὸν φακόν, νὰ εὑρεθῇ ποῦ σχηματίζεται τὸ εἴδωλον τοῦ σημείου Σ.

356. Ὀπτικὸν σύστημα ἀποτελεῖται: α) ἀπὸ ἀμφίκυρτον φακὸν Λ, ὁ ὁποῖος ἔχει δείκτην διαθλάσεως $ν = 1{,}5$ καὶ ἀκτῖνας καμπυλότητος $R_1 = 10$ cm καὶ $R_2 = 40$ cm· β) ἀπὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον Κ τὸ ὁποῖον εἶναι κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα τοῦ φακοῦ καὶ εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν 8 cm ἀπὸ τὸν φακόν. Ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος τοῦ φακοῦ καὶ εἰς ἀπόστασιν 24 cm ἀπὸ τὸ κάτοπτρον Κ τοποθετεῖται φωτεινὸν σημεῖον Σ οὕτως, ὥστε αἱ ἀκτῖνες νὰ προσπίπτουν πρῶτον ἐπὶ τοῦ φακοῦ καὶ μετὰ τὴν διάθλασίν των νὰ ἀνακλῶνται ἐπὶ τοῦ κατόπτρου καὶ νὰ διέρχωνται πάλιν διὰ τοῦ φακοῦ, ἀλλὰ κατ' ἀντίθετον τώρα φοράν. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ σύστημα εἰς τὰς ἑξῆς δύο περιπτώσεις: α) ὅταν τὸ κάτοπτρον Κ εἶναι κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα καὶ β) ὅταν τὸ κάτοπρον Κ στραφῇ κατὰ γωνίαν $α = 0{,}01$ rad.

357. Συγκλίνων φακὸς ἑστιακῆς ἀποστάσεως φ εὑρίσκεται ἀπέναντι κοίλου κατόπτρου ἔχοντος ἀκτῖνα καμπυλότητος 10φ. Οἱ κύριοι ἄξονες τοῦ φακοῦ καὶ τοῦ κατόπτρου συμπίπτουν, ἡ δὲ ἀπόστασις τῶν ὀπτικῶν κέντρων των εἶναι 13φ/2. Ἔμπροσθεν τοῦ φακοῦ καὶ καθέτως πρὸς τὸν ἄξονά του τοποθετεῖται φωτεινὴ εὐθεῖα ΑΒ οὕτως, ὥστε τὸ σημεῖον Β νὰ συμπίπτῃ μὲ τὴν κυρίαν ἑστίαν τοῦ φακοῦ. Νὰ κατασκευασθῇ τὸ εἴδωλον, τὸ ὁποῖον δίδει τελικῶς τὸ σύστημα, καὶ νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ τελικοῦ εἰδώλου.

358. Συγκλίνων φακὸς ἑστιακῆς ἀποστάσεως 20 cm τοποθετεῖται ὁριζοντίως καὶ εἰς ἀπόστασιν 45 cm ὑπεράνω τοῦ πυθμένος κενοῦ δοχείου. Ἄνωθεν τοῦ φακοῦ, εἰς ἀπόστασιν 40 cm, καὶ ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος αὐτοῦ, εὑρίσκεται φωτεινὸν σημεῖον Α. Νὰ ὑπολογισθῇ πόσον πρέπει νὰ εἶναι τὸ πάχος ἑνὸς στρώματος ὕδατος ἐντὸς τοῦ δοχείου, ὥστε τὸ εἴδωλον τοῦ σημείου Α νὰ σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ πυθμένος τοῦ δοχείου. Δείκτης διαθλάσεως ὕδατος: 4/3.

359. Δύο λεπτοὶ φακοί, ὁ Α συγκλίνων καὶ ὁ Β ἀποκλίνων, ἔχουν κοινὸν κύριον ἄξονα. Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις ἑκάστου φακοῦ εἶναι 20 cm, ἡ δὲ μεταξὺ τῶν φακῶν ἀπόστασις εἶναι 10 cm. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις τῆς κυρίας ἑστίας τοῦ συστήματος τῶν δύο φακῶν: 1) ὅταν τὸ φῶς προσπίπτῃ πρῶτα ἐπὶ τοῦ φακοῦ Α καὶ 2) ὅταν τὸ φῶς προσπίπτῃ πρῶτα ἐπὶ τοῦ φακοῦ Β.

360. Δύο λεπτοὶ συγκλίνοντες φακοὶ ἔχουν τὸν αὐτὸν κύριον ἄξονα, τὴν αὐτὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν $φ = 2$ cm καὶ ἡ μεταξύ των ἀπόστασις εἶναι d. Ὁ ἄξων τοῦ συστήματος διευθύνεται πρὸς ἕνα μακρινὸν ἀντικείμενον. Νὰ προσδιορισθῇ ἡ θέσις καὶ ἡ φύσις τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον σχηματίζεται, ὅταν ἡ ἀπόστασις τῶν φακῶν γίνεται διαδοχικῶς $d = 6$ cm καὶ $d = 3$ cm.

361. Δύο λεπτοὶ φακοί, ἔχοντες κοινὸν κύριον ἄξονα, ἀπέχουν μεταξύ των 25 cm. Ὁ φακὸς Γ εἶναι συγκλίνων ἰσχύος 2 διοπτριῶν, ὁ δὲ φακὸς Δ εἶναι ἀποκλίνων ἰσχύος -4 διοπτριῶν. Ἔμπροσθεν τοῦ φακοῦ Γ καὶ εἰς ἀπόστασιν 50 cm ἀπὸ αὐτὸν θέτομεν φωτεινὴν εὐθεῖαν ΑΒ, ὕψους 2 cm, ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὸν ἄξονα καὶ ἔχει τὸ ἄκρον Β ἐπὶ τοῦ ἄξονος. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις καὶ τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ σύστημα τῶν δύο φακῶν καὶ νὰ σημειωθῇ ἡ πορεία τῆς φωτεινῆς δέσμης, ἡ ὁποία προέρχεται ἀπὸ τὸ σημεῖον Β τῆς εὐθείας.

362. Δύο φακοὶ Λ καὶ Λ′ ἔχουν τὸν αὐτὸν κύριον ἄξονα· ὁ φακὸς Λ εἶναι συγκλίνων ἑστιακῆς ἀποστάσεως 20 cm, ὁ δὲ φακὸς Λ′ εἶναι ἀποκλίνων ἑστιακῆς ἀποστάσεως 6 cm. Ἡ ἀπόστασις τῶν δύο φακῶν εἶναι 14,5 cm. Ἀντικείμενον ὕψους 20 m εὑρίσκεται πρὸς τὸ μέρος τοῦ συγκλίνοντος φακοῦ καὶ εἰς ἀπόστασιν 2 km ἀπὸ αὐτόν. Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν ἀποκλίνοντα φακὸν πρέπει νὰ τεθῇ διάφραγμα, διὰ νὰ σχηματισθῇ ἐπ' αὐτοῦ εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου; Πόσον εἶναι τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου τούτου;

363. Μὲ συγκλίνοντα φακὸν Λ, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 20 cm, λαμβάνομεν τὸ εἴδωλον τοῦ

Ἡλίου, τοῦ ὁποίου ἡ φαινομένη διάμετρος εἶναι 32′. Διὰ νὰ λάβωμεν 5 φορὰς μεγαλύτερον εἴδωλον, παρεμβάλλομεν μεταξὺ τοῦ φακοῦ Λ καὶ τοῦ ἑστιακοῦ ἐπιπέδου του ἀποκλίνοντα φακὸν Λ′ ἑστιακῆς ἀποστάσεως — 5 cm. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἀπόστασις μεταξὺ τῶν δύο φακῶν καὶ πόσον ἀπέχει τὸ τελικὸν εἴδωλον ἀπὸ τὸν φακόν Λ;

Λειτουργία τοῦ ὀφθαλμοῦ

364. Μυωπικὸς ὀφθαλμὸς δὲν δύναται νὰ διακρίνῃ εὐκρινῶς ἀντικείμενα εὑρισμόμενα εἰς ἀπόστασιν μεγαλυτέραν τῶν 3 m. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἰσχὺς τοῦ διορθωτικοῦ φακοῦ, ὥστε ὁ ὀφθαλμὸς οὗτος νὰ διακρίνῃ εὐκρινῶς τὰ μακρινὰ ἀντικείμενα;

365. Μυωπικὸς ὀφθαλμὸς δὲν διακρίνει εὐκρινῶς ἀντικείμενα εὑρισκόμενα εἰς ἀπόστασιν μεγαλυτέραν τῶν 10 cm. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ διορθωτικοῦ φακοῦ, ὥστε ὁ ὀφθαλμὸς οὗτος νὰ διακρίνῃ εὐκρινῶς εἰς ἀπόστασιν 40 cm;

366. Μυωπικὸς ὀφθαλμὸς δὲν διακρίνει εὐκρινῶς ἀντικείμενα εὑρισκόμενα εἰς ἀπόστασιν μεγαλυτέραν τῶν 30 cm. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ διορθωτικοῦ φακοῦ, ὥστε ὁ ὀφθαλμὸς νὰ διακρίνῃ εὐκρινῶς εἰς ἀπόστασιν 2 m;

367. Εἰς ἕνα ὑπερμέτρωπα ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι 90 cm. Νὰ εὑρεθῇ πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἰσχὺς τῶν φακῶν, τοὺς ὁποίους θὰ χρησιμοποιῇ, διὰ νὰ διακρίνῃ εὐκρινῶς εἰς ἀπόστασιν 40 cm.

368. Ὀφθαλμὸς βλέπει ἀντικείμενα εὑρισκόμενα εἰς ἀπόστασιν 1 m. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ διορθωτικοῦ φακοῦ, διὰ νὰ βλέπῃ εὐκρινῶς εἰς ἀπόστασιν 25 cm;

369. Γέρων, τοῦ ὁποίου ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι 1,20 m, θέλει νὰ διαβάζῃ βιβλίον, εὑρισκόμενον εἰς ἀπόστασιν 30 cm ἀπὸ τὸν ὀφθαλμόν του. Πόση εἶναι ἡ ἰσχὺς τοῦ φακοῦ, τὸν ὁποῖον θὰ χρησιμοποιήσῃ;

370. Μυωπικὸς ὀφθαλμός, τοῦ ὁποίου τὰ ὅρια τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι 60 cm καὶ 8 cm χρησιμοποιεῖ φακὸν ἰσχύος — 1 διοπτρίας. Νὰ εὑρεθῇ ποῖα εἶναι τὰ ὅρια τῆς ὁράσεως του. Πόση εἶναι ἡ ἰσχὺς τοῦ διορθωτικοῦ φακοῦ, τὸν ὁποῖον πρέπει νὰ χρησιμοποιῇ, διὰ νὰ βλέπῃ εὐκρινῶς καὶ χωρὶς προσαρμογήν: α) ἕνα ἀντικείμενον ἀπέχον 5 m καὶ β) εἰς τὸ ἄπειρον;

371. Πρεσβυωπικὸς ὀφθαλμὸς ἔχει ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως 150 cm. Πόσην ἑστιακὴν ἀπόστασιν πρέπει νὰ ἔχῃ ὁ διορθωτικὸς φακός, διὰ νὰ βλέπῃ ὁ ὀφθαλμὸς εἰς ἀπόστασιν 25 cm;

372. Ὀφθαλμὸς ἐφωδιασμένος μὲ συγκλίνοντα φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως 25 cm βλέπει εὐκρινῶς εἰς ἀπόστασιν 20 cm. Εἰς ποίαν ἀπόστασιν διακρίνει εὐκρινῶς τὰ ἀντικείμενα διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ;

373. Ὀφθαλμός, τοῦ ὁποίου τὰ ὅρια τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι 0,4 m καὶ 4 m, θέλει νὰ διακρίνῃ εὐκρινῶς ἀντικείμενα εὑρισκόμενα εἰς ἀπόστασιν 20 cm καὶ εἰς πολὺ μεγάλην ἀπόστασιν. Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ διορθωτικοῦ φακοῦ εἰς ἑκάστην περίπτωσιν;

374. Ὀφθαλμὸς ἐφωδιασμένος μὲ φακὸν ἰσχύος —2 διοπτριῶν βλέπει εὐκρινῶς εἰς πολὺ μεγάλην ἀπόστασιν. Πόση εἶναι ἡ ἰσχὺς τοῦ διορθωτικοῦ φακοῦ, τὸν ὁποῖον πρέπει νὰ χρησιμοποιῇ, διὰ νὰ βλέπῃ εὐκρινῶς ἀντικείμενα εὑρισκόμενα εἰς ἀπόστασιν 25 cm;

375. Ὀφθαλμὸς ἔχει ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως 60 cm. Ὅταν χρησιμοποιῇ διορθωτικὸν φακόν, ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι 20 cm. Πόση εἶναι ἡ ἰσχὺς τοῦ διορθωτικοῦ φακοῦ;

376. Τὰ ὅρια τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως ἑνὸς ὀφθαλμοῦ εἶναι 8,5 cm καὶ 21 cm. 1) Τί ἐλάττωμα ἔχει ὁ ὀφθαλμὸς οὗτος; 2) Αἱ ἀνωτέρω ἀποστάσεις ὑπολογίζονται ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ ὀφθαλμοῦ. Διὰ νὰ δυνηθῇ ὁ ὀφθαλμὸς οὗτος νὰ βλέπῃ εἰς τὸ ἄπειρον, χωρὶς προσαρμογήν, θὰ χρησιμοποιήσῃ φακόν, τοῦ ὁποίου τὸ ὀπτικὸν κέντρον θὰ ἀπέχῃ 1 cm ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ ὀφθαλμοῦ. Νὰ προσδιορισθῇ τὸ εἶδος τοῦ φακοῦ, ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις καὶ ἡ ἰσχὺς τοῦ φακοῦ. Ποία εἶναι ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως τοῦ ὀφθαλμοῦ τούτου, ὅταν θὰ εἶναι ἐφωδιασμένος μὲ τὸν ἀνωτέρω φακόν ;

Μικροσκόπια

377. Παρατηρητής, τοῦ ὁποίου ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι 12 cm χρησιμοποιεῖ ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον συγκλίνοντα φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως 4 cm. Ὁ παρατηρητὴς θέτει τὸν ὀφθαλμόν του ἐπὶ τῆς ἑστίας τοῦ φακοῦ. Πόση εἶναι ἡ μεγέθυνσις, τὴν ὁποίαν ἐπιτυγχάνει, καὶ πόση εἶναι ἡ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν φακόν;

378. Συγκλίνων φακός, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 5 cm, χρησιμοποιεῖται ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον ἀπὸ παρατηρητὴν ἔχοντα ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως 25 cm. Ποῦ πρέπει νὰ τεθῇ τὸ παρατηρούμενον ἀντικείμενον καὶ πόση εἶναι ἡ μεγέθυνσις τοῦ ὀργάνου;

379. Παρατηρητὴς ἔχων ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως 25 cm χρησιμοποιεῖ ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον συγκλίνοντα φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως 2 cm. Πόση εἶναι ἡ μεγέθυνσις καὶ ἡ ἰσχὺς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου;

380. Συγκλίνων φακὸς ἰσχύος 12 διοπτριῶν χρησιμοποιεῖται ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον ἀπὸ παρατηρητὴν ἔχοντα ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως 20 cm. Πόση εἶναι ἡ μεγέθυνσις τοῦ ὀργάνου; Ἐὰν τὸ παρατηρούμενον εἴδωλον ἔχῃ μῆκος 4 cm, πόσον εἶναι τὸ μῆκος τοῦ ἀντικειμένου;

381. Δι' ἕνα μυωπικὸν ὀφθαλμὸν τὰ ὅρια εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι 8,5 cm καὶ 21 cm. Ὁ ὀφθαλμὸς οὗτος χρησιμοποιεῖ ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως 5 cm διὰ τὴν παρατήρησιν ἑνὸς ἀντικειμένου μήκους 0,1 cm. Ὁ ὀφθαλμὸς ἀπέχει 1 cm ἀπὸ τὸν φακὸν καί, διὰ νὰ διακρίνῃ εὐκρινῶς τὸ σχηματιζόμενον εἴδωλον, πρέπει τὸ ἀντικείμενον νὰ τοποθετηθῇ μεταξὺ δύο σημείων Γ καὶ Δ τοῦ ἄξονος τοῦ φακοῦ. Νὰ προσδιορισθῇ: α) ἡ θέσις τῶν δύο αὐτῶν σημείων· β) αἱ διαστάσεις τῶν ἀντιστοίχων δύο εἰδώλων· γ) ἡ ἰσχὺς καὶ ἡ μεγέθυνσις τοῦ φακοῦ.

382. Παρατηρητής, διὰ νὰ ἐξετάσῃ τὸν ὀφθαλμόν του, τὸν ὁποῖον θεωροῦμεν κανονικόν, χρησιμοποιεῖ συγκλίνοντα φακὸν Λ, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 8 cm. Ὄπισθεν τοῦ φακοῦ καὶ καθέτως πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ, τοποθετεῖται ἐπίπεδον κάτοπτρον Μ εἰς ἀπόστασιν 8 cm ἀπὸ τὴν ἑστίαν τοῦ φακοῦ. Νὰ εὑρεθῇ εἰς πόσην ἀπόστασιν x ἀπὸ τὴν ἄλλην ἑστίαν τοῦ φακοῦ πρέπει νὰ θέσῃ ὁ παρατηρητὴς τὴν κόρην τοῦ ὀφθαλμοῦ του, διὰ νὰ βλέπῃ χωρὶς προσαρμογὴν ἕνα εὐκρινὲς εἴδωλον. Τὸ κέντρον τῆς κόρης εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ φακοῦ.

383. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 382 νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἰσχὺς τοῦ ἀνωτέρω χρησιμοποιουμένου ὀργάνου καὶ ἡ γωνία ὑπὸ τὴν ὁποίαν ὁ παρατηρητὴς βλέπει τὸ τελικὸν εἴδωλον. Ἡ ἀκτὶς τῆς κόρης εἶναι 1,5 mm.

384. Διὰ τὴν παρατήρησιν ἀντικειμένου, ἔχοντος μῆκος 0,3 mm, χρησιμοποιοῦμεν συγκλίνοντα φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως 3 cm. Ἐὰν ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως εἶναι 24 cm, νὰ εὑρεθῇ ἡ μεγέθυνσις καὶ νὰ ὑπολογισθῇ ἡ μικροτέρα ἀπόστασις δύο σημείων τοῦ ἀντικειμένου, τὰ ὁποῖα δύνανται νὰ φαίνωνται διὰ τοῦ φακοῦ διακεκριμένα τὸ ἕνα ἀπὸ τὸ ἄλλο, ἂν εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης τοῦ ὀφθαλμοῦ εἶναι 1 λεπτόν.

385. Συγκλίνων φακὸς ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν φ καὶ χρησιμοποιεῖται ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον. Τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ ὀφθαλμοῦ τοῦ παρατηρητοῦ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ φακοῦ καὶ εἰς ἀπόστασιν d ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ φακοῦ. Ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως διὰ τὸν παρατηρητὴν τοῦτον εἶναι δ. Νὰ εὑρεθῇ πῶς μεταβάλλεται ἡ ἰσχὺς τοῦ μικροσκοπίου μετὰ τῆς ἀποστάσεως δ διὰ τὰς ἑξῆς περιπτώσεις :

$$d < \varphi, \qquad d = \varphi \qquad \text{καὶ} \qquad d > \varphi$$

386. Σύνθετον μικροσκόπιον ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο λεπτοὺς συγλίνοντας φακούς, τῶν ὁποίων τὰ ὀπτικὰ κέντρα ἀπέχουν 15 cm. Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ εἶναι 1 cm, τοῦ δὲ προσοφθαλμίου φακοῦ εἶναι 3 cm. Παρατηρητὴς ἔχων ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως 25 cm τοποθετεῖ τὸν ὀφθαλμόν του πολὺ πλησίον τοῦ προσοφλαλμίου. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἰσχὺς καὶ ἡ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου.

387. Σύνθετον μικροσκόπιον ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀντικειμενικὸν φακὸν $Λ_1$ ἰσχύος 200 διοπτριῶν καὶ ἀπὸ προσοφθάλμιον φακὸν $Λ_2$ ἰσχύος 50 διοπτριῶν, οἱ ὁποῖοι εὑρίσκονται εἰς σταθερὰν μεταξύ των ἀπόστασιν, ἴσην μὲ 15 cm. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἰσχὺς καὶ ἡ μεγέθυνσις τοῦ ὀργάνου.

388. Εἰς ἓν σύνθετον μικροσκόπιον ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς καὶ ὁ προσοφθάλμιος ἔχουν ἀντιστοίχως ἑστιακὰς ἀποστάσεις 5 mm καὶ 20 mm. Ἀντικείμενον ΑΒ ἀπέχει 5,2 mm ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικόν. 1) Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις τοῦ πραγματικοῦ εἰδώλου A_1B_1, τὸ ὁποῖον δίδει ὁ ἀντικειμενικὸς καὶ ὁ λόγος τῶν γραμμικῶν διαστάσεων τοῦ εἰδώλου A_1B_1 καὶ τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ. 2) Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν πρέπει νὰ εὑρεθῇ ὁ προσοφθάλμιος, ὥστε τὸ φανταστικὸν εἴδωλον Α'Β', τὸ ὁποῖον δίδει ὁ προσοφθάλμιος, νὰ σχηματίζεται εἰς ἀπόστασιν 25 cm ἀπὸ τὸν φακὸν τοῦτον, ἐπὶ τοῦ ὁποίου εὑρίσκεται καὶ ὁ ὀφθαλμὸς τοῦ παρατηρητοῦ; Πόση εἶναι ἡ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου;

389. Σύνθετον μικροσκόπιον ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο λεπτοὺς συγκλίνοντας φακούς, τῶν ὁποίων τὰ ὀπτικὰ κέντρα ἀπέχουν 15 cm. Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμενικοῦ εἶναι 1 cm, τοῦ προσοφθαλμίου εἶναι 3 cm. Παρατηρητής, ἔχων ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως 25 cm, τοποθετεῖ τὸν ὀφθαλμόν του πολὺ πλησίον τοῦ προσοφθαλμίου. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τὴν ἑστίαν τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ.

390. Μικροσκόπιον ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀντικειμενικὸν φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως 10 mm καὶ ἀπὸ προσοφθάλμιον φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως 25 mm. Μικρὸν ἀντικείμενον τοποθετεῖται εἰς ἀπόστασιν 10,5 mm ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν φακὸν καὶ παρατηρεῖται διὰ τοῦ ὀργάνου ἀπὸ ὀφθαλμὸν ἔχοντα ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως 25 cm. Πόση εἶναι τότε ἡ ἀπόστασις μεταξὺ τῶν δύο φακῶν καὶ πόση εἶναι ἡ μεγέθυνσις τοῦ ὀργάνου;

391. Μικροσκόπιον ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀντικειμενικὸν φακόν, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 0,4 cm, καὶ ἀπὸ προσοφθάλμιον φακόν, ἑστιακῆς ἀποστάσεως 2 cm. Ἡ ἀπόστασις μεταξὺ τῶν δύο φακῶν εἶναι 10,4 cm, ὅταν παρατηρητὴς βλέπῃ εἰς τὸ ἄπειρον τὸ εἴδωλον μικροῦ ἀντικειμένου, εὑρισκομένου πρὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ. 1) Πόση εἶναι ἡ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν φακόν; 2) Πόσον πρέπει νὰ μετακινηθῇ ὁ προσοφθάλμιος φακός, διὰ νὰ ληφθῇ ἐπὶ φωτογραφικῆς πλακὸς εἴδωλον 200 φορὰς μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον καὶ ποῦ πρέπει νὰ τεθῇ ἡ φωτογραφικὴ πλάξ;

392. Ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς μικροσκοπίου ἔχει ἰσχὺν 200 διοπτριῶν, ὁ δὲ προσοφθάλμιος 50 διοπτριῶν. Εἰς ἀπόστασιν 5,1 mm ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν τοποθετεῖται μικρὸν ἀντικείμενον. 1) Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἰσχὺς τοῦ ὀργάνου διὰ παρατηρητὴν ἔχοντα κανονικὸν ὀφθαλμὸν (παρατήρησις χωρὶς προσαρμογήν). 2) Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἀπόστασις μεταξὺ ἀντικειμενικοῦ καὶ προσοφθαλμίου φακοῦ, διὰ παρατηρητὴν μύωπα, ὁ ὁποῖος θέτει τὸν ὀφθαλμόν του εἰς τὸ κέντρον τοῦ προσοφθαλμίου, καὶ παρατηρεῖ χωρὶς προσαρμογήν. Ἡ μεγίστη ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως διὰ τὸν μύωπα παρατηρητὴν εἶναι 1 m.

393. Σύνθετον μικροσκόπιον ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀντικειμενικὸν φακὸν ἰσχύος 200 διοπτριῶν καὶ ἀπὸ προσοφθάλμιον φακὸν ἰσχύος 50 διοπτριῶν, οἱ ὁποῖοι εὑρίσκονται εἰς σταθερὰν μεταξύ των ἀπόστασιν, ἴσην μὲ 15 cm. Μὲ τὸ μικροσκόπιον τοῦτο θέλομεν νὰ προβάλωμεν ἐπὶ πετάσματος τὸ μεγεθυσμένον εἴδωλον ἑνὸς πολὺ μικροῦ ἀντικειμένου, τὸ ὁποῖον φωτίζεται ἰσχυρῶς. Τὸ πέτασμα ἀπέχει 2 m ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον. Νὰ εὑρεθῇ εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν φακὸν $Λ_1$ πρέπει νὰ τεθῇ τὸ ἀντικείμενον καὶ πόση εἶναι ἡ ἐπιτυγχανομένη μεγέθυνσις.

394. Σύνθετον μικροσκόπιον ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀντικειμενικὸν ἰσχύος 100 διοπτριῶν καὶ προσοφθάλμιον ἰσχύος 50 διοπττριῶν. Ἡ μεταξὺ τῶν δύο φακῶν ἀπόστασις εἶναι 210 mm. Ὁ παρατηρητὴς ἔχει ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως 20 cm, ὁ δὲ ὀφθαλμός του εὑρίσκεται εἰς τὴν ἑστίαν τοῦ προσοφθαλμίου. 1) Τὸ τελικὸν εἴδωλον σχηματίζεται εἰς τὸ ἄπειρον. Ποῖαι εἶναι τότε, διὰ τὸν παρατηρητὴν τοῦτον, ἡ ἰσχὺς καὶ ἡ μεγέθυνσις τοῦ μικροσκοπίου; 2) Ὁ παρατηρητὴς δύναται νὰ διακρίνῃ δύο σημεῖα, ὅταν τὰ βλέπῃ ὑπὸ γωνίαν τουλάχιστον ἴσην μὲ $3 \cdot 10^{-4}$ ἀκτινίου. Ποῖον εἶναι τὸ μέγεθος τοῦ μικροτέρου ἀντικειμένου, τὸ ὁποῖον δύναται ὁ παρατηρητὴς νὰ ἴδῃ διὰ τοῦ μικροσκοπίου, ὅταν τοῦτο εἶναι ρυθμισμένον διὰ τὴν εἰς ἄπειρον παρατήρησιν;

395. Ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς μικροσκοπίου ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν 1 cm, ὁ δὲ προσοφθάλμιος ἔχει ἰσχὺν 50 διοπτριῶν. Ἡ ἀπόστασις τῶν ὀπτικῶν κέντρων τῶν δύο φακῶν εἶναι 18 cm. Ὁ ὀφθαλμός μας ἔχει ἐλαχίστην ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως 25 cm. Θέλομεν νὰ παρατηρήσωμεν διὰ τοῦ μικροσκοπίου τούτου τὰ αἱμοσφαίρια. Νὰ εὑρεθῇ ἡ γωνία, ὑπὸ τὴν ὁποίαν θὰ φαίνεται διὰ μέσου τοῦ ὀργάνου ἓν αἱμοσφαίριον, ἂν ἡ ὅρασίς μας εἶναι ρυθμισμένη διὰ τὴν εἰς τὸ ἄπειρον παρατήρησιν. Ἡ διάμετρος τοῦ αἱμοσφαιρίου εἶναι 7 μ.

Τηλεσκόπια

396. Εἰς μίαν ἀστρονομικὴν διόπτραν ὁ ἀντικειμενικὸς καὶ ὁ προσοφθάλμιος ἔχουν ἀντιστοίχως ἑστιακὰς ἀποστάσεις $\varphi_A = 2$ m καὶ $\varphi_\Pi = 2$ cm. Ὑπὸ ποίαν γωνίαν θὰ ἴδῃ ὁ παρατηρητὴς διὰ μέσου τῆς διόπτρας δύο ἀστέρας, τῶν ὁποίων ἡ ἀληθὴς γωνιώδης ἀπόστασις εἶναι 3′; Ποῦ πρέπει νὰ τοποθετήσῃ ὁ παρατηρητὴς τὸν ὀφθαλμόν του, διὰ νὰ συλλάβῃ ὅσον τὸ δυνατὸν περισσότερον φῶς;

397. Ὁ ἀντικειμενικὸς καὶ ὁ προσοφθάλμιος μιᾶς ἀστρονομικῆς διόπτρας ἔχουν ἀντιστοίχως ἑστιακὰς ἀποστάσεις $\varphi_A = 100$ cm καὶ $\varphi_\Pi = 2$ cm. Νὰ εὑρεθῇ ἡ μεγέθυνσις καὶ τὸ μῆκος τῆς διόπτρας εἰς τὰς κατωτέρω περιπτώσεις : 1) Ὅταν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὸ ἄπειρον καὶ ὁ ὀφθαλμὸς βλέπει διὰ τῆς διόπτρας εἰς τὸ ἄπειρον. 2) Ὅταν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς τὸ ἄπειρον καὶ ὁ ὀφθαλμός, εὑρισκόμενος εἰς ἀπόστασιν 2 cm ἀπὸ τὸν προσοφθάλμιον, βλέπει τὸ τελικὸν εἴδωλον εἰς ἀπόστασιν 25 cm. 3) Ὅταν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν 50 m καὶ ὁ ὀφθαλμός, εὑρισκόμενος εἰς ἀπόστασιν 1 cm ἀπὸ τὸν προσοφθάλμιον, βλέπει τὸ τελικὸν εἴδωλον εἰς ἀπόστασιν 25 cm.

398. Ὁ ἀντικειμενικὸς καὶ ὁ προσοφθάλμιος μιᾶς διόπτρας εἶναι συγκλίνοντες φακοί, οἱ ὁποῖοι ἔχουν ἑστιακὰς ἀποστάσεις $\varphi_A = 1$ m καὶ $\varphi_\Pi = 10$ cm. 1) Παρατηρητής, ἔχων κανονικὴν ὅρασιν, στρέφει τὸν ἄξονα τῆς διόπτρας πρὸς τὸ κέντρον τοῦ Ἡλίου, τοῦ ὁποίου ἡ φαινομένη διάμετρος εἶναι 32′. Νὰ εὑρεθῇ ὑπὸ ποίαν γωνίαν (εἰς μοίρας) θὰ ἴδῃ ὁ παρατηρητὴς διὰ μέσου τῆς διόπτρας τὸν Ἥλιον. 2) Ἀπομακρύνομεν τὸν προσοφθάλμιον κατὰ 2 cm ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικόν. Νὰ εὑρεθῇ ἡ θέσις τοῦ εἰδώλου τοῦ Ἡλίου καὶ ἡ διάμετρος τοῦ εἰδώλου τούτου.

399. Εἰς μίαν διόπτραν τοῦ Γαλιλαίου ὁ ἀντικειμενικὸς ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν $\varphi_A = 50$ cm ὁ δὲ προσοφθάλμιος ἔχει $\varphi_\Pi = -10$ cm. Κανονικὸς ὀφθαλμὸς παρατηρεῖ διὰ τῆς διόπτρας ἀντικείμενον ὕψους 20 m, εὑρισκόμενον εἰς ἀπόστασιν ἑνὸς χιλιομέτρου. 1) Πόση εἶναι ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ ἀντικειμένου, ὅταν τοῦτο παρατηρῆται διὰ τῆς διόπτρας; 2) Ὁ παρατηρητὴς ἀναστρέφει τὴν διόπτραν καὶ χρησιμοποιεῖ τώρα ὡς προσοφθάλμιον τὸν συγκλίνοντα φακὸν τῆς διόπτρας. Διακρίνει τότε σαφὲς εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου; Πόση εἶναι ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ ἀντικειμένου, ὅταν τοῦτο παρατηρῆται διὰ τῆς διόπτρας ὑπὸ τὰς ἀνωτέρω συνθήκας;

400. Εἰς μίαν διόπτραν τοῦ Γαλιλαίου ὁ ἀντικειμενικὸς καὶ ὁ προσοφθάλμιος φακὸς ἔχουν ἀντιστοίχους ἑστιακὰς ἀποστάσεις $\varphi_A = 42$ cm καὶ $\varphi_\Pi = -7$ cm. Παρατηρητής, βλέπων εἰς τὸ ἄπειρον, παρατηρεῖ διὰ τῆς διόπτρας ἓν δένδρον, ὕψους 10 m καὶ εὑρισκόμενον εἰς ἀπόστασιν 1500 m. Ὑπὸ ποίαν γωνίαν βλέπει τὸ εἴδωλον;

401. Εἰς μίαν διόπτραν ὁ ἀντικειμενικὸς ἔχει ἰσχὺν 1 διοπτρίας καὶ ὁ προσοφθάλμιος ἔχει ἰσχὺν 100 διοπτριῶν. Ὁ ἄξων τῆς διόπτρας διευθύνεται πρὸς τὸ κέντρον τοῦ Ἡλίου. Ὄπισθεν τοῦ προσοφθαλμίου καὶ εἰς σταθερὰν ἀπὸ αὐτὸν ἀπόστασιν 50 cm στερεώνομεν, καθέτως πρὸς τὸν ἄξονα τῆς διόπτρας, μίαν φωτογραφικὴν πλάκα. Νὰ εὑρεθῇ πόσον πρέπει νὰ ἀπέχῃ ὁ προσοφθάλμιος ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικόν, ὥστε τὸ εἴδωλον τοῦ Ἡλίου νὰ σχηματίζεται ἐπὶ τῆς πλακός, καὶ ποῖον εἶναι τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου τούτου, ἐὰν ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ Ἡλίου εἶναι 30′;

402. Ἀστρονομικὴ διόπτρα ἔχει μῆκος 76 cm, ὅταν εἶναι ρυθμισμένη διὰ τὴν παρατήρησιν ἑνὸς πολὺ μακρινοῦ ἀντικειμένου. Ἐὰν αὐξήσωμεν τὸ μῆκος τῆς διόπτρας κατὰ 1 cm, τὸ εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου τούτου γίνεται πραγματικὸν καὶ σχηματίζεται ὄπισθεν τοῦ προσοφθαλμίου εἰς ἀπόστασιν 6 cm ἀπὸ αὐτὸν καὶ ἔχει ὕψος 13 mm. Νὰ εὑρεθοῦν αἱ ἑστιακαὶ ἀποστάσεις τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τοῦ προσοφθαλμίου καθὼς καὶ ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ ἀντικειμένου.

403. Διόπτρα τῶν ἐπιγείων ἀποτελεῖται : α) ἀπὸ ἀντικειμενικὸν φακὸν Λ ἑστιακῆς ἀποστάσεως $\varphi = 20$ cm· β) ἀπὸ συγκλίνοντα φακὸν $Λ_1$ ἑστιακῆς ἀποστάσεως $\varphi_1 = 2$ cm, ὁ ὁποῖος ἀπέχει 22,5 cm ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν καὶ χρησιμεύει διὰ τὴν ἀνόρθωσιν τοῦ εἰδώλου· γ) ἀπὸ συγκλίνοντα φακὸν $Λ_2$ ἑστιακῆς ἀποστάσεως $\varphi_2 = 2$ cm, ὁ ὁποῖος χρησιμεύει ὡς προσοφθάλμιος. Νὰ εὑρεθῇ εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν φακὸν πρέπει νὰ τεθῇ ὁ προσοφθάλμιος, διὰ νὰ παρατηροῦμεν διὰ τῆς διόπτρας ἀντικείμενον εὑρισκόμενον εἰς τὸ ἄπειρον. Πόση εἶναι τότε ἡ μεγέθυνσις τῆς διόπτρας;

404. Εἰς μίαν διόπτραν τοῦ Γαλιλαίου ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν $\varphi_A = 20$ cm καὶ ὁ προσοφθάλμιος $\varphi_\Pi = -4$ cm. Πόση εἶναι ἡ ἀπόστασις τῶν δύο φακῶν, ὅταν παρατηροῦμεν διὰ τῆς διόπτρας ἕνα πολὺ μακρινὸν ἀντικείμενον, τοῦ ὁποίου τὸ εἴδωλον σχηματίζεται εἰς ἀπόστασιν 20 cm ἀπὸ τὸν προσοφθάλμιον. Τί γίνεται τὸ εἴδωλον τοῦτο, ὅταν ὁ προσοφθάλμιος ὀπισθοχωρήσῃ κατὰ 15 mm; Νὰ ὑπολογισθοῦν, εἰς τὴν τελευταίαν αὐτὴν περίπτωσιν, αἱ διαστάσεις τοῦ εἰδώλου, ἐὰν ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ πολὺ μακρινοῦ ἀντικειμένου εἶναι 30′.

405. Μία διόπτρα τοῦ Γαλιλαίου ἔχει ἀντικειμενικὸν ἰσχύος 4 διοπτριῶν καὶ προσοφθάλμιον ἰσχύος —25 διοπτριῶν. Ἕνας ὀφθαλμός, προσηρμοσμένος διὰ τὴν εἰς ἄπειρον παρατήρησιν, βλέπει διὰ μέσου τῆς διόπτρας αὐτῆς ἓν ἀντικείμενον AB, τὸ ὁποῖον ἔχει ὕψος 20 m καὶ ἀπέχει ἀπὸ τὸν παρατηρητὴν 1000 m. 1) Πόση εἶναι ἡ μεγέθυνσις τῆς διόπτρας καὶ ὑπὸ ποίαν γωνίαν (εἰς μοίρας) φαίνεται τὸ ἀντικείμενον διὰ μέσου τοῦ ὀργάνου; 2) Εἰς ἀπόστασιν 80 cm ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν θέτομεν ὄπισθεν τῆς διόπτρας ἓν πέτασμα. Κατὰ πόσον καὶ κατὰ ποίαν φορὰν πρέπει νὰ μετακινηθῇ ὁ προσοφθάλμιος, διὰ νὰ ληφθῇ ἐπὶ τοῦ πετάσματος τὸ πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου AB; Πόσον εἶναι τὸ μέγεθος τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον σχηματίζεται τότε ἐπὶ τοῦ πετάσματος;

406. Μία ἀστρονομικὴ διόπτρα ἔχει ἀντικειμενικὸν φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως 1 m καὶ προσοφθάλμιον ἰσχύος 60 διοπτριῶν. Ἡ διόπτρα χρησιμοποιεῖται ἀπὸ ἕνα παρατηρητήν, ὁ ὁποῖος ἔχει κανονικὴν ὅρασιν καὶ βλέπει δι' αὐτῆς χωρὶς προσαρμογὴν δύο ἀστέρας, τῶν ὁποίων ἡ γωνιώδης ἀπόστασις εἶναι $\beta = 20$ δευτερόλεπτα. 1) Νὰ εὑρεθῇ ἡ μεγέθυνσις τῆς διόπτρας καὶ ἡ γωνία ὑπὸ τὴν ὁποίαν ὁ παρατηρητὴς βλέπει διὰ τῆς διόπτρας τοὺς δύο τούτους ἀστέρας. 2) Ἂν ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης τοῦ ὀφθαλμοῦ τοῦ παρατηρητοῦ εἶναι 1 λεπτόν, νὰ εὑρεθῇ ἂν ὁ παρατηρητὴς δύναται νὰ βλέπῃ κεχωρισμένως τοὺς δύο ἀστέρας διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ διὰ μέσου τῆς διόπτρας. 3) Νὰ προσδιορισθῇ ἡ μικροτέρα γωνιώδης ἀπόστασις δύο ἀστέρων, οἱ ὁποῖοι δύνανται νὰ φαίνωνται ὡς διακεκριμένοι διὰ μέσου τῆς διόπτρας.

407. Σύστημα φακῶν ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο λεπτοὺς συγκλίνοντας φακοὺς A καὶ B, οἱ ὁποῖοι ἐφάπτονται μεταξύ των. Ἀντικείμενον, ἀπέχον 12 cm ἀπὸ τὸ σύστημα τῶν φακῶν, σχηματίζει πραγματικὸν εἴδωλον εἰς ἀπόστασιν 9,6 cm. Παρατηρητής, ὁ ὁποῖος ἔχει κανονικὸν ὀφθαλμόν, σχηματίζει μὲ τοὺς δύο τούτους φακοὺς ἀστρονομικὴν διόπτραν, τὴν ὁποίαν ρυθμίζει διὰ τὴν παρατήρησιν ἀντικειμένων εὑρισκομένων εἰς τὸ ἄπειρον· τότε ἡ ἀπόστασις τῶν δύο φακῶν εἶναι 54 cm Νὰ εὑρεθοῦν αἱ ἑστιακαὶ ἀποστάσεις τῶν δύο φακῶν καὶ ἡ μεγέθυνσις τῆς κατασκευασθείσης διόπτρας.

408. Αἱ δύο βάσεις ἑνὸς πλήρους ὑαλίνου κυλίνδρου ἔχουν διαμορφωθῆ εἰς σφαιρικὰ δίοπτρα. Τὸ δίοπτρον Σ_1 εἶναι κυρτὸν καὶ ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος $R_1 = 6$ cm, τὸ δὲ δίοπτρον Σ_2 εἶναι κοῖλον καὶ ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος $R_2 = 2$ cm. Ὁ κύλινδρος ἔχει μῆκος 12 cm καὶ δείκτην διαθλάσεως $\nu = 3/2$. Τὰ κέντρα K_1 καὶ K_2 τῶν δύο σφαιρικῶν διόπτρων εὑρίσκονται ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ κυλίνδρου, αἱ δὲ γεννέτειραι αὐτοῦ εἶναι παράλληλοι πρὸς τὸν ἄξονα αὐτοῦ. 1) Νὰ προσδιορισθῇ ἡ κυρία ἑστία τοῦ συστήματος, ὅταν τὸ φῶς προσπίπτῃ πρῶτον ἐπὶ τοῦ διόπτρου Σ_1. Νὰ εὑρεθῇ ἐπίσης ἡ θέσις τοῦ εἰδώλου ἑνὸς ἀντικειμένου εὑρισκομένου εἰς τὸ ἄπειρον, πρὸ τοῦ διόπτρου Σ_1 καὶ πολὺ πλησίον τοῦ ἄξονος. 2) Νὰ προσδιορισθῇ ἡ μεγέθυνσις τῆς οὕτω σχηματιζομένης διόπτρας, ἂν ὁ ὀφθαλμὸς εὑρίσκεται ὄπισθεν τοῦ διόπτρου Σ_2.

409. Σφαιρικὸν κοῖλον κάτοπτρον ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν $\Phi = 1$ m. Ὁ ἄξων του διευθύνεται πρὸς τὸ κέντρον τοῦ Ἡλίου, μεταξὺ δὲ τοῦ κατόπτρου καὶ τῆς κυρίας ἑστίας του τοποθετεῖται μικρὸν ἐπίπεδον κάτοπτρον, τὸ ὁποῖον σχηματίζει γωνίαν 45^0 μὲ τὸν ἄξονα τοῦ κοίλου κατόπτρου. Τὸ κέντρον τοῦ μικροῦ κατόπτρου ἀπέχει 5 cm ἀπὸ τὴν ἑστίαν. Τὸ σύστημα τοῦτο δίδει πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ Ἡλίου, τὸ ὁποῖον ὁ παρατηρητὴς βλέπει διὰ συγκλίνοντος φακοῦ ἑστιακῆς ἀποστάσεως $\varphi = 2$ cm. Ὁ ὀφθαλμὸς εἶναι προσηρμοσμένος διὰ τὴν εἰς ἄπειρον παρατήρησιν. 1) Ἂν ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ Ἡλίου εἶναι 0,009 rad, νὰ εὑρεθοῦν αἱ διαστάσεις τοῦ εἰδώλου, τὸ ὁποῖον δίδει τὸ σύστημα τῶν δύο κατόπτρων. 2) Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ φαινομένη διάμετρος ὑπὸ τὴν ὁποίαν ὁ παρατηρητὴς βλέπει τὸν Ἥλιον διὰ τοῦ ὀργάνου. 3) Ποία εἶναι ἡ μεγέθυνσις τοῦ ὀργάνου;

410. Ὁ φακὸς μιᾶς φωτογραφικῆς μηχανῆς ἔχει ἰσχὺν +10 διοπτρίας. 1) Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν φακὸν πρέπει νὰ τεθῇ τὸ φίλμ, διὰ νὰ φωτογραφήσωμεν ἀντικείμενα εὑρισκόμενα πολὺ μακράν; 2) Θέλομεν νὰ φωτογραφήσωμεν ποδηλατιστὴν κινούμενον μὲ ταχύτητα 18 km/h ἐπὶ εὐθείας, ἡ ὁποία εἶναι κάθετος πρὸς τὸν ὁριζόντιον ἄξονα τοῦ φακοῦ καὶ ἡ ὁποία ἀπέχει 100 m ἀπὸ τὸν φακόν. Ἐπὶ πόσον χρόνον θὰ μείνῃ ἀνοικτὸν τὸ διάφραγμα τῆς μηχανῆς, ἐὰν εἶναι γνωστὸν ὅτι τὸ εἴδωλον ἑνὸς σημείου ἐπὶ τοῦ φίλμ δὲν πρέπει νὰ μετακινηθῇ περισσότερον ἀπὸ 0,1 mm;

411. Φωτογράφος θέλει νὰ λάβῃ διαφόρους φωτογραφίας ἑνὸς δρομέως. Ὁ φακὸς τῆς μηχανῆς ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν 15 cm, ἡ δὲ μεγίστη ἀπόστασις μεταξὺ τοῦ φακοῦ καὶ τοῦ φίλμ, ἐπὶ τοῦ ὁποίου σχηματίζονται τὰ εἴδωλα εἶναι 18 cm. 1) Ὁ δρομεὺς ἔχει ὕψος 1,75 m καὶ πρὸ τῆς ἐκκινήσεώς του ὁ φωτογράφος θέλει νὰ λάβῃ φωτογραφίαν, εἰς τὴν ὁποίαν τὸ εἴδωλον νὰ ἔχῃ μῆκος 3,5 cm. Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν δρομέα πρέπει νὰ τεθῇ ὁ φακὸς τῆς μηχανῆς; 2) Ὁ δρομεὺς τρέχει μὲ ταχύτητα 10 m/sec. Ὁ φωτογράφος, θέλων νὰ λάβῃ στιγμιαίαν φωτογραφίαν, τοποθετεῖται εἰς ἀπόστασιν 30 m ἀπὸ τὴν εὐθύγραμμον τροχιὰν τοῦ δρομέως, πρὸς τὴν ὁποίαν ὁ ἄξων τοῦ φακοῦ εἶναι κάθετος. Ἐπὶ πόσον χρόνον πρέπει νὰ μείνῃ ἀνοικτὸν τὸ διάφραγμα τῆς μηχανῆς, ἐὰν εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ μετακίνησις τοῦ εἰδώλου ἑνὸς σημείου ἐπὶ τοῦ φίλμ, δὲν δύναται νὰ εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ 0,1 mm;

Φωτομετρία

412. Πόσην ἔντασιν πρέπει νὰ ἔχῃ μία φωτεινὴ πηγὴ ὥστε, ὅταν φωτίζῃ καθέτως ἐπιφάνειαν εὑρισκομένην εἰς ἀπόστασιν 6 m, νὰ προκαλῇ φωτισμὸν 20 lux ;

413. Δύο διαφορετικαὶ φωτειναὶ πηγαὶ ἀπέχουν μεταξύ των 6 m. Εἰς ἀπόστασιν 2 m ἀπὸ τὴν ἀσθενεστέραν πηγὴν καὶ καθέτως πρὸς τὴν εὐθεῖαν, ἡ ὁποία ἑνώνει τὰς δύο πηγάς, εὑρίσκεται φύλλον χάρτου, τοῦ ὁποίου αἱ δύο ὄψεις φωτίζονται ἐξ ἴσου. Ποῖος εἶναι ὁ λόγος τῶν ἐντάσεων τῶν δύο φωτεινῶν πηγῶν;

414. Διὰ τὴν ἐκτέλεσιν μιᾶς ἐργασίας πρέπει νὰ ἔχωμεν ἐπὶ τῆς τραπέζης φωτισμὸν 50 lux. Πόσην ἔντασιν πρέπει νὰ ἔχῃ ὁ ἠλεκτρικὸς λαμπτήρ, τὸν ὁποῖον θὰ τοποθετήσωμεν ἄνωθεν τῆς τραπέζης καὶ εἰς ὕψος 1,5 m;

415. Δύο φωτειναὶ πηγαὶ Α καὶ Β ἀπέχουν μεταξύ των 150 cm. Καθέτως πρὸς τὴν εὐθεῖαν ΑΒ τοποθετεῖται μεταξὺ τῶν δύο πηγῶν ἕνα φωτόμετρον τοῦ Bunsen καὶ εἰς τοιαύτην θέσιν, ὥστε νὰ ἐξαφανισθῇ ἡ κηλὶς τοῦ χάρτου. Ἔπειτα ἐναλλάσσονται αἱ δύο πηγαὶ καὶ παρατηρεῖται ὅτι, διὰ νὰ ἐξαφανισθῇ πάλιν ἡ κηλὶς τοῦ χάρτου, πρέπει οὗτος νὰ μετακινηθῇ κατὰ 30 cm. Ποῖος εἶναι ὁ λόγος τῶν ἐντάσεων τῶν δύο φωτεινῶν πηγῶν;

416. Δύο ὅμοιοι λαμπτῆρες εὑρίσκονται εἰς ὕψος 9 m ὑπεράνω τοῦ ἐδάφους, ἡ δὲ ὁριζοντία ἀπόστασίς των εἶναι 12 m. Ἕκαστος λαμπτὴρ ἔχει ἔντασιν 500 κηρίων. Νὰ εὑρεθῇ ὁ φωτισμὸς τοῦ ἐδάφους: α) ἀκριβῶς κάτωθεν ἑκάστου λαμπτῆρος καὶ β) εἰς τὸ μέσον τῆς μεταξὺ τῶν λαμπτήρων ἀποστάσεως.

417. Μία φωτεινὴ πηγὴ παράγει φωτεινὴν ροὴν 60 lumen. Πόση εἶναι ἡ ἔντασις τῆς πηγῆς καὶ πόσον φωτισμὸν προκαλεῖ αὕτη καθέτως ἐπὶ ἐπιφανείας εὑρισκομένης εἰς ἀπόστασιν 2 m ἀπὸ τὴν πηγήν ;

418. Ἠλεκτρικὸς λαμπτὴρ ἔχει ἰσχὺν 60 Watt καὶ φωτεινὴν ἰσχὺν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς 1,2 κηρία κατὰ Watt. Πόση εἶναι ἡ παραγομένη φωτεινὴ ροή;

419. Νὰ εὑρεθῇ ὁ λόγος τῶν φωτισμῶν, τοὺς ὁποίους προκαλεῖ ὁ Ἥλιος εἰς ἕνα τόπον, ὅταν ὁ Ἥλιος εὑρίσκεται εἰς τὸ ζενὶθ τοῦ τόπου τούτου καὶ ὅταν εἶναι εἰς ὕψος 30^0 ἄνωθεν τοῦ ὁρίζοντος.

420. Σημειώδης φωτεινὴ πηγὴ ἀπέχει 2 m ἀπὸ ἓν διάφραγμα, ἐπὶ τοῦ ὁποίου ὑπάρχει κυκλικὴ ὀπή, ἔχουσα διάμετρον 10 cm. Τὸ διάφραγμα εἶναι κάθετον πρὸς τὴν εὐθεῖαν, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῆς φωτεινῆς πηγῆς καὶ τοῦ διὰ κέντρου τῆς κυκλικῆς ὀπῆς. Εὑρέθη ὅτι διὰ τῆς ὀπῆς διέρχεται φωτεινὴ ροὴ $\Phi = 0,05$ lumen. Νὰ εὑρεθοῦν : 1) Ἡ στερεὰ γωνία, ἡ ὁποία βαίνει ἐπὶ τῆς κυκλικῆς ὀπῆς. 2) Ἡ ἔντασις τῆς φωτεινῆς πηγῆς κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ὀπῆς. 3) Ἡ ὁλικὴ φωτεινὴ ροή, τὴν ὁποίαν ἐκπέμπει ἡ πηγή, ἐὰν ὑποτεθῇ ὅτι ἡ πηγὴ ἀκτινοβολεῖ ὁμοιομόρφως πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις.

421. Αἱ ἐντάσεις δύο φωτεινῶν πηγῶν Α καὶ Β ἔχουν λόγον $I_1 : I_2 = \mu : \nu$, ἡ δὲ ἀπόστασις τῶν δύο πηγῶν εἶναι d. Εἰς ποίαν θέσιν μεταξὺ τῶν δύο πηγῶν πρέπει νὰ τεθῇ πέτασμα, καθέτως πρὸς τὴν εὐθεῖαν ΑΒ, ὥστε αἱ δύο ὄψεις αὐτοῦ νὰ δέχωνται τὸν αὐτὸν φωτισμόν; Ἐφαρμογή: $d = 5$ m καὶ $\mu : \nu = 18 : 7$.

422. Δύο φωτειναὶ πηγαὶ Α καὶ Β ἀπέχουν μεταξύ των $d = 5$ m, αἱ δὲ ἐντάσεις αὐτῶν ἔχουν λόγον $\nu : 1 = 6 : 1$. Εἰς ποίαν θέσιν πρέπει νὰ τεθῇ πέτασμα, καθέτως πρὸς τὴν εὐθεῖαν ΑΒ, ὥστε αἱ δύο ὄψεις αὐτοῦ νὰ φωτίζωνται ἐξ ἴσου;

423. Δύο φωτειναὶ πηγαὶ Α καὶ Β, τὰς ὁποίας θεωροῦμεν ὡς φωτεινὰ σημεῖα, ἔχουν ἐντάσεις μ καὶ ν, ἡ δὲ μεταξύ των ἀπόστασις εἶναι d. Ἐπὶ τῆς εὐθείας ΑΒ τοποθετεῖται μικρὸν πέτασμα Γ, τὸ ὁποῖον φωτίζεται ἐξ ἴσου ὑπὸ τῶν δύο πηγῶν. Ποία εἶναι ἡ ἀπόστασις τοῦ πετάσματος ἀπὸ τὸ φωτεινὸν σημεῖον Α; Ποία εἶναι ἡ σχετικὴ θέσις τῶν Α, Β καὶ Γ εἰς τὰς ἑξῆς δύο περιπτώσεις: α) ὅταν εἶναι: $d = 10$ m· $\mu = 1$· $\nu = 4$· καὶ β) ὅταν εἶναι : $d = 10$ m· $\mu = 1$· $\nu = 1/4$.

424. Φωτεινὴ πηγὴ Π ἀπέχει $\alpha = 3,20$ dm ἀπὸ μικρὰν ἐπιφάνειαν E_1 καὶ $\beta = 3,64$ dm ἀπὸ ἄλλην μικρὰν ἐπιφάνειαν E_2. Αἱ δύο ἐπιφάνειαι σχηματίζουν γωνίαν 45^0 μὲ τὴν προσπίπτουσαν ἀκτῖνα. Νὰ εὑρεθῇ κατὰ ποίαν γωνίαν πρέπει νὰ κλίνωμεν τὴν ἐπιφάνειαν E_1, ὥστε ὁ φωτισμὸς τῶν δύο ἐπιφανειῶν νὰ εἶναι ὁ αὐτός.

425. Δύο μικραὶ ἐπιφάνειαι E_1 καὶ E_2 φωτίζονται ἀπὸ ἕνα φωτεινὸν σημεῖον. Αἱ ἀποστάσεις τῶν ἐπιφανειῶν ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγὴν εἶναι $\delta_1 = 4$ m καὶ $\delta_2 = 6$ m, αἱ δὲ γωνίαι, τὰς ὁποίας σχηματίζουν αἱ ἐπιφάνειαι μὲ τὴν προσπίπτουσαν ἀκτῖνα, εἶναι ἀντιστοίχως $\alpha_1 = 70^0$ καὶ $\alpha_2 = 90^0$. Ποῖος εἶναι ὁ λόγος τῶν φωτισμῶν τῶν δύο τούτων ἐπιφανειῶν ;

426. Δύο φωτειναὶ πηγαί, ἔχουσαι ἐντάσεις I_1 καὶ I_2 εὑρίσκονται εἰς τὰ ἄκρα εὐθείας ἀποτελουμένης ἀπὸ δύο τμήματα: $ΑΓ = \alpha$ καὶ $ΓΒ = \beta$. Ἐπὶ τῆς καθέτου, τῆς διερχομένης διὰ τοῦ σημείου Γ, μετακινεῖται μία πολὺ μικρὰ σφαῖρα. Εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸ σημεῖον Γ πρέπει νὰ τεθῇ ἡ μικρὰ σφαῖρα, ὥστε αὕτη νὰ δέχεται τὸν αὐτὸν φωτισμὸν ἀπὸ τὰς δύο φωτεινὰς πηγάς;

Τὸ φῶς ὡς κυμάνσεις

427. Εἰς τὸν ἀέρα τὸ μῆκος κύματος μιᾶς ἀκτινοβολίας εἶναι 6438 Å. Πόσον εἶναι το μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας αὐτῆς εἰς τὴν ὕαλον, ἐὰν ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου εἶναι $\nu = 1,747$;

428. Εἰς τὸν ἀέρα τὸ μῆκος κύματος μιᾶς ἀκτινοβολίας εἶναι 6000 Å. Πόση εἶναι ἡ συχνότης τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης;.

429. Διὰ δύο εἴδη ὑάλου ὁ δείκτης διαθλάσεως αὐτῶν ὡς πρὸς τὸν ἀέρα εἶναι ἀντιστοίχως 1,4 καὶ 1,6 διὰ μίαν ὡρισμένην ἀκτινοβολίαν. Πόσος εἶναι ὁ λόγος τῶν ταχυτήτων διαδόσεως τῆς ἀκτινοβολίας αὐτῆς εἰς τὰ ἀνωτέρω δύο εἴδη τῆς ὑάλου;

430. Μία ἀκτινοβολία ἔχει εἰς τὸν ἀέρα μῆκος κύματος 5000 Å. Νὰ μετρηθῇ εἰς μήκη κύματος τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης 1 cm ἀέρος καὶ 1 cm ὑάλου, τῆς ὁποίας ὁ δείκτης διαθλάσεως εἶναι 3/2.

431. Μία φωτεινὴ ἀκτινοβολία ἔχει εἰς τὸν ἀέρα μῆκος κύματος $\lambda = 0,6$ μ. Νὰ εὑρεθῇ ἡ συχνότης τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης, ἂν ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς ἐντὸς τοῦ ἀέρος εἶναι $3 \cdot 10^5$ km/sec. Πόσον γίνεται τὸ μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης ἐντὸς τοῦ ὕδατος, ἂν ἐντὸς αὐτοῦ ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι 225 000 km/sec;

432. Μία φωτεινὴ ἀκτινοβολία ἔχει συχνότητα $\nu = 1,5 \cdot 10^{15}$ Hz. Νὰ εὑρεθῇ τὸ μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας.

433. Μία φωτεινὴ ἀκτινοβολία ἔχει μῆκος κύματος $\lambda = 0{,}6\ \mu$. Πόση εἶναι ἡ συχνότης τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης;

Συμβολή, παράθλασις, πόλωσις τοῦ φωτός

434. Δύο εὐθύγραμμοι φωτειναὶ πηγαὶ Α καὶ Β, παράλληλοι μεταξύ των, ἀπέχουν ἡ μία ἀπὸ τὴν ἄλλην 1 mm. 'Επὶ πετάσματος Π, τὸ ὁποῖον εἶναι παράλληλον πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῶν δύο πηγῶν, παρατηροῦμεν τοὺς κροσσοὺς συμβολῆς τοῦ φωτὸς τῶν δύο πηγῶν. 'Η ἀπόστασις τοῦ πετάσματος ἀπὸ τὸ ἐπίπεδον τῶν φωτεινῶν πηγῶν εἶναι 1 m. Αἱ δύο πηγαὶ ἐκπέμπουν μονόχρουν φῶς, ἔχον μῆκος κύματος $\lambda = 0{,}47\ \mu$. Νὰ εὑρεθῇ εἰς πόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν κεντρικὸν κροσσὸν εὑρίσκεται ὁ ἔνατος σκοτεινὸς κροσσός.

435. Μία φωτεινὴ σχισμὴ Σ ἐκπέμπει λευκὸν φῶς ἐπὶ διαφράγματος Π, τὸ ὁποῖον φέρει δύο στενὰς σχισμὰς Α καὶ Β παραλλήλους πρὸς τὴν σχισμὴν Σ καὶ τοῦ αὐτοῦ πλάτους μὲ τὴν Σ. 'Η ἀπόστασις τῆς σχισμῆς Α ἀπὸ τὴν σχισμὴν Β εἶναι 4 mm. 'Η σχισμὴ εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς καθέτου εἰς τὸ μέσον τῆς ἀποστάσεως ΑΒ. Παρατηροῦμεν τὰ φαινόμενα συμβολῆς ἐπὶ ἑνὸς διαφράγματος Π', τὸ ὁποῖον εἶναι παράλληλον πρὸς τὸ διάφραγμα Π καὶ ἀπέχει 60 cm ἀπὸ αὐτό. Πόση εἶναι ἡ ἀπόστασις τοῦ πρώτου φωτεινοῦ κροσσοῦ, τὸν ὁποῖον δίδουν αἱ ἀκτῖνες, αἱ ἔχουσαι μῆκος κύματος $\lambda = 0{,}590\ \mu$; Πόση θὰ ἦτο ἡ μετατόπισις τοῦ κεντρικοῦ κροσσοῦ ἐπὶ τοῦ διαφράγματος Π', ἐάν, ἕνεκα λάθους, ἡ διαφορὰ τῶν ἀποστάσεων ΣΑ—ΣΒ, ἀντὶ νὰ εἶναι ἴση μὲ μηδέν, εἶναι ἴση μὲ 0,1mm;

436. Εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα 435, ἐὰν εἶναι γνωστὸν ὅτι τὰ μήκη κύματος τῶν ὁρατῶν ἀκτινοβολιῶν περιλαμβάνονται μεταξὺ 0,39 μ καὶ 0,65 μ, νὰ εὑρεθῇ ποῖαι ὁραταὶ ἀκτινοβολίαι σχηματίζουν φωτεινὸν κροσσὸν εἰς ἀπόστασιν 0,3 mm ἀπὸ τὸν κεντρικὸν κροσσόν.

437. Τὸ μονόχρουν φῶς μιᾶς πηγῆς προσπίπτει πρῶτα ἐπὶ λεπτῆς σχισμῆς Σ καὶ ἔπειτα ἐπὶ πετάσματος Π, τὸ ὁποῖον φέρει δύο λεπτὰς σχισμὰς Α καὶ Β. 'Η Σ εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς καθέτου εἰς τὸ μέσον τῆς ἀποστάσεως ΑΒ, ἡ ὁποία εἶναι 2 mm. 'Επὶ δευτέρου πετάσματος Π' παρατηροῦμεν τοὺς σχηματιζομένους κροσσοὺς συμβολῆς. 'Η ἀπόστασις δύο διαδοχικῶν φωτεινῶν κροσσῶν εἶναι 0,34 mm. 'Απομακρύνομεν τὸ πέτασμα Π' κατὰ 50 cm, χωρὶς ὅμως νὰ παύσῃ νὰ εἶναι κάθετον πρὸς τὸν ἄξονα συμμετρίας τοῦ συστήματος τῶν τριῶν σχισμῶν. Τότε ἡ ἀπόστασις δύο διαδοχικῶν φωτεινῶν κροσσῶν εἶναι 0,51 mm. Νὰ εὑρεθῇ τὸ μῆκος κύματος τῆς χρησιμοποιουμένης ἀκτινοβολίας καὶ νὰ ὑπολογισθῇ εἰς δευτερόλεπτα ἡ γωνία φ, ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν τὴν ἀπόστασιν ΑΒ ἀπὸ τὸ σημεῖον τοῦ πετάσματος Π', εἰς τὸ ὁποῖον ὁ ἄξων συμμετρίας τέμνει τὸ πέτασμα.

438. 'Εκτελοῦμεν τὸ πείραμα τοῦ Young μὲ μίαν πηγήν, ἡ ὁποία θεωρεῖται ὡς σημεῖον καὶ ἐκπέμπει δύο ἀκτινοβολίας ἀντιστοιχούσας εἰς μήκη κύματος: 5 086 καὶ 6 438 Å. 'Η φωτεινὴ πηγὴ εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος συμμετρίας τῶν δύο ὀπῶν, αἱ ὁποῖαι ἀπέχουν $2\alpha = 0{,}5$ mm. 'Επὶ ἑνὸς πετάσματος, εὑρισκομένου εἰς ἀπόστασιν 1 m ἀπὸ τὰς δύο ὀπάς, παρατηροῦμεν τοὺς κροσσοὺς συμβολῆς. Πόση εἶναι ἡ ἀπόστασις δύο διαδοχικῶν φωτεινῶν κροσσῶν δι' ἑκάστην ἀκτινοβολίαν μεμονωμένως; 'Εὰν παρατηροῦμεν συγχρόνως τὰ δύο συστήματα τῶν κροσσῶν, δυνάμεθα νὰ παρατηρήσωμεν ἀπολύτως ἢ κατὰ προσέγγισιν ἐπιπροσθέσεις τῶν φωτεινῶν κροσσῶν;

439. 'Επὶ ἑνὸς πετάσματος παρατηροῦμεν τοὺς κροσσοὺς συμβολῆς, τοὺς ὁποίους παράγουν δύο σύγχρονοι φωτειναὶ πηγαί. 'Η μεταξὺ τῶν δύο πηγῶν ἀπόστασις εἶναι 0,5 mm, τὸ δὲ πέτασμα ἀπέχει ἀπὸ τὰς δύο πηγὰς 50 cm. Τὸ φῶς ἑκάστης τῶν δύο πηγῶν ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ἀκτινοβολίας, αἱ ὁποῖαι ἔχουν μήκη κύματος $\lambda_1 = 0{,}546\ \mu$ καὶ $\lambda_2 = 0{,}578\ \mu$. Νὰ εὑρεθῇ πόσον ἀπέχουν ἀπὸ τὸν κεντρικὸν κροσσὸν τὰ σημεῖα τοῦ πετάσματος εἰς τὰ ὁποῖα ἀντιστοιχεῖ πλῆρες σκότος.

440. Δύο κάτοπτρα τοῦ Fresnel σχηματίζουν μεταξύ των πολὺ μικρὰν ἐξωτερικὴν γωνίαν φ. Μεταξὺ τῶν δύο κατόπτρων ὑπάρχει πολὺ στενὴ φωτεινὴ σχισμὴ Σ, ἡ ὁποία εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν τομὴν τῶν δύο κατόπτρων καὶ εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ αὐτὴν $\delta = 1$ m. Τὰ κάτοπτρα σχηματίζουν δύο εἴδωλα Σ_1 καὶ Σ_2 τῆς σχισμῆς Σ. Παραλλήλως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῶν εἰδώλων Σ_1 καὶ Σ_2 καὶ εἰς ἀπόστασιν 1 m ἀπὸ τὴν τομὴν τῶν κατόπτρων τοποθετεῖται πέτασμα, ἐπὶ τοῦ ὁποίου παρατηροῦνται κροσσοὶ συμβολῆς. Τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον φωτίζει τὴν σχισμὴν Σ, ἔχει μῆκος κύματος $\lambda = 6/10^5$ cm. Νὰ εὑρεθῇ πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ γωνία φ, ὥστε εἰς τὸ κοινὸν τμῆμα τῶν δύο ἀνακλωμένων δεσμῶν, νὰ περιλαμβάνωνται 21 φωτεινοὶ κροσσοὶ καὶ νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἀπόστασις μεταξὺ δύο διαδοχικῶν κροσσῶν. Ἡ γωνία φ ὑποτίθεται τόσον μικρά, ὥστε δύναται νὰ λαμβάνεται ἀντὶ τοῦ ἡμιτόνου της αὐτὴ ἡ ἰδία ἡ γωνία καὶ ἀντὶ τοῦ συνημιτόνου της ἡ μονάς.

441. Οἱ δύο ἡμιφακοὶ τοῦ Billet ἔχουν ἑστιακὴν ἀπόστασιν 20 cm καὶ τὰ ὀπτικὰ των κέντρα ἔχουν ἀπομακρυνθῇ κατὰ 0,5 mm. Ἡ φωτεινὴ σχισμὴ εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν 50 cm ἀπὸ τοὺς φακούς. Τὸ μῆκος κύματος τοῦ χρησιμοποιουμένου φωτὸς εἶναι 0,6 μ. Πόση εἶναι ἡ μεταξὺ δύο διαδοχικῶν κροσσῶν ἀπόστασις ἐπὶ ἑνὸς πετάσματος εὑρισκομένου εἰς ἀπόστασιν 53 cm ἀπὸ τοὺς φακούς;

442. Λεπτὸν στρῶμα ἀέρος περιλαμβάνεται μεταξὺ δύο ὑαλίνων πλακῶν, αἱ ὁποῖαι εἶναι ἀπολύτως παράλληλοι. Ἐπὶ τοῦ συστήματος τούτου προσπίπτει δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων λευκοῦ φωτὸς ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως 60°. Παρατηροῦνται τότε φαινόμενα συμβολῆς. Νὰ εὑρεθῇ ποῖα χρώματα καταργοῦνται εἰς ἕνα σημεῖον, ἂν τὸ πάχος τοῦ στρώματος τοῦ ἀέρος εἶναι 0,03 mm. Μήκη κύματος: ἐρυθρὸν 0,70 μ. πορτοκαλόχρουν: 0,60 μ. κίτρινον: 0,55 μ. κυανοῦν: 0,45 μ. ἰῶδες: 0,40 μ.

443. Μεταξὺ δύο παραλλήλων ὑαλίνων πλακῶν περιλαμβάνεται λεπτὸν στρῶμα ἀέρος, τὸ ὁποῖον ἔχει πάχος 2 μ. Ἐπὶ τοῦ συστήματος προσπίπτει καθέτως δέσμη λευκοῦ φωτός. Παρατηροῦνται τότε φαινόμενα συμβολῆς. Νὰ εὑρεθῇ ποῖαι ὁραταὶ ἀκτινοβολίαι καταργοῦνται. Μήκη κύματος ὁρατῶν ἀκτινοβολιῶν: ἀπὸ $\lambda = 0{,}8$ μ ἕως $\lambda = 0{,}4$ μ.

444. Ἐπιπεδόκυρτος φακὸς τοποθετεῖται ἐπὶ ἐπιπέδου καὶ ὁριζοντίας ἀνακλαστικῆς ἐπιφανείας. Ἡ ἐπίπεδος ἐπιφάνεια τοῦ φακοῦ εἶναι ἐστραμμένη πρὸς τὰ ἄνω. Τὸ σύστημα φωτίζεται ἐκ τῶν ἄνω ἀπὸ μίαν κατακόρυφον δέσμην μονοχρόου φωτός, ἔχοντος μῆκος κύματος $\lambda = 0{,}54$ μ. Ἂν θέσωμεν τὸν ὀφθαλμόν μας ἐπὶ τῆς κατακορύφου, ὥστε νὰ δεχώμεθα τὴν ἀνακλωμένην δέσμην, παρατηροῦμεν δακτυλίους ἐκ συμβολῆς. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀκτὶς τοῦ τετάρτου σκοτεινοῦ δακτυλίου, ἂν ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ εἶναι $R = 6$ m.

445. Μονοχρωματικὴ ἐρυθρὰ ἀκτινοβολία προσπίπτει ἐπὶ φράγματος παραθλάσεως, φέροντος 4000 γραμμὰς κατὰ ἑκατοστόμετρον. Τὸ δευτέρας τάξεως εἴδωλον ἀντιστοιχεῖ εἰς γωνίαν παραθλάσεως 34°. Πόσον εἶναι τὸ μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας;

446. Ἀκτινοβολία, ἔχουσα μῆκος κύματος $\lambda = 5400$ Angstrom, προσπίπτει ἐπὶ φράγμαος παραθλάσεως φέροντος 2000 γραμμὰς κατὰ ἑκατοστόμετρον. Ποία γωνία παραθλάσεως ἀντιστοιχεῖ: α) εἰς τὸ τρίτης τάξεως εἴδωλον καὶ β) εἰς τὸ δεκάτης τάξεως εἴδωλον;

447. Ἓν φράγμα παραθλάσεως φέρει 100 γραμμὰς κατὰ χιλιοστόμετρον. Ἐπ' αὐτοῦ προσπίπτει κάθετως δέσμη λευκοῦ φωτός, ἡ ὁποία προέρχεται ἀπὸ πολὺ μακρινὴν λεπτὴν σχισμήν. Νὰ εὑρεθοῦν αἱ διευθύνσεις, αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν, διὰ τὰ δύο πρῶτα φάσματα, εἰς τὸ ἄκρον ἐρυθρὸν ($\lambda = 0{,}8$ μ) καὶ εἰς τὸ ἄκρον ἰῶδες ($\lambda = 0{,}4$ μ).

448. Τὸ φάσμα τοῦ φωτὸς ἑνὸς ἀπλανοῦς ἀστέρος δεικνύει ὅτι ἡ ἀκτινοβολία τοῦ νατρίου (μῆκος κύματος $\lambda = 5892$ A) ἔχει μετατοπισθῇ πρὸς τὸ μέρος τῶν μικροτέρων μηκῶν κύματος κατὰ 6 A. Πόση εἶναι ἡ συνιστῶσα τῆς ταχύτητος τοῦ ἀπλανοῦς κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς παρατηρήσεως;

449. Πόση εἶναι ἡ γωνία πολώσεως διὰ τὴν πυριτύαλον, ἡ ὁποία ἔχει δείκτην διαθλάσεως $\nu = 1{,}744$;

Ἀκτινοβολία, φωτόνια

450. Σφαιρικὸν σῶμα, διαμέτρου 2 cm, διατηρεῖται εἰς σταθερὰν θερμοκρασίαν 600° C. Ἐὰν ὑποθέσωμεν ὅτι τὸ σῶμα τοῦτο ἀκτινοβολεῖ ὡς ἀπολύτως μέλαν σῶμα, πόσην ἰσχὺν ἀκτινοβολεῖ τὸ σῶμα;

451. Ἠλεκτρικὸς λαμπτὴρ διὰ πυρακτώσεως ἔχει σύρμα βολφραμίου, τὸ ὁποῖον ἔχει μῆκος 20 cm, διάμετρον 0,01 mm καὶ ἀποκτᾷ θερμοκρασίαν 2500° K. Τὸ σύρμα εὑρίσκεται ἐντὸς σφαιρικοῦ ὑαλίνου δοχείου, τελείως κενοῦ ἀπὸ ἀέρα, ὥστε δὲν συμβαίνει ἀγωγὴ τῆς θερμότητος. Πόσην ἰσχὺν ἀκτινοβολεῖ ὁ λαμπτήρ, ἐὰν ἡ ἀκτινοβολία τοῦ σύρματος εἶναι ἴση μὲ τὰ 30 % τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ ἀπολύτως μέλανος σώματος εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν;

452. Τὸ σύρμα ἠλεκτρικῆς θερμάστρας ἔχει μῆκος 80 cm, διάμετρον 0,1 mm καὶ φέρεται εἰς θερμοκρασίαν 1400° K. 'Εὰν ἡ ἀκτινοβολία τοῦ σύρματος εἶναι ἴση μὲ τὸ 1/4 τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ μέλανος σώματος εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν, νὰ εὑρεθῇ ἡ ἰσχύς, τὴν ὁποίαν ἀκτινοβολεῖ ἡ θερμάστρα. Πόσην ποσότητα θερμότητος ἀκτινοβολεῖ καθ' ὥραν ἡ θερμάστρα;

453. Μία ἀκτινοβολία ἔχει μῆκος κύματος $\lambda = 0{,}8\ \mu$. Νὰ εὑρεθῇ ἡ περίοδος T, ἡ συχνότης καὶ ἡ ἐνέργεια W, τὴν ὁποίαν μεταφέρουν τὰ φωτόνια τῆς ἀκτινοβολίας αὐτῆς.

454. Πόσην ἐνέργειαν μεταφέρουν τὰ φωτόνια τῆς ἐρυθρᾶς καὶ τῆς ἰώδους ἀκτινοβολίας, ἐὰν τὰ ἀντίστοιχα μήκη κύματος αὐτῶν εἶναι 0,8 καὶ 0,4 μ;

455. Τὸ μῆκος κύματος μιᾶς ὑπερύθρου ἀκτινοβολίας εἶναι 300 μ. Πόσην ἐνέργειαν μεταφέρουν τὰ φωτόνια αὐτῆς τῆς ἀκτινοβολίας;

456. Μία ὑπεριώδης ἀκτινοβολία ἔχει μῆκος κύματος 0,1 μ. Πόση εἶναι ἡ ἐνέργεια ἑκάστου φωτονίου της;

457. 'Ακτινοβολία ἔχει μῆκος κύματος $\lambda = 1$ Å. Πόσα φωτόνια αὐτῆς τῆς ἀκτινοβολίας μεταφέρουν ἐνέργειαν ἴσην μὲ 1 erg;

458. 'Η ἐνέργεια ἑνὸς φωτονίου εἶναι $5{,}3 \cdot 10^{-14}$ C.G.S. Πόσον εἶναι τὸ μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας, εἰς τὴν ὁποίαν ἀνήκει τὸ φωτόνιον τοῦτο;

459. Νὰ εὑρεθῇ μὲ πόσην μᾶζαν ἰσοδυναμεῖ ἡ ἐνέργεια ἑνὸς φωτονίου, ὅταν τὸ μῆκος κύματος τῆς ἀκτινοβολίας εἶναι $\lambda = 0{,}1$ Å.

460. 'Η ἰώδης ἀκτινοβολία ἔχει μῆκος κύματος $\lambda = 0{,}4\ \mu$. Πόσα φωτόνια τῆς ἀκτινοβολίας αὐτῆς μεταφέρουν τὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ἀνύψωσιν μάζης $m = 0{,}001$ gr εἰς ὕψος $h = 1$ mm;

ΠΙΝΑΞ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΘΕΡΜΟΤΗΣ

ΔΙΑΣΤΟΛΗ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ

ΘΕΡΜΙΔΟΜΕΤΡΙΑ

ΜΕΤΑΒΟΛΑΙ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ

ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

ΔΙΑΔΟΣΙΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΟΣ

ΟΠΤΙΚΗ

ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

ΦΥΣΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

ΠΙΝΑΚΕΣ

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

ΑΛΦΑΒΗΤΙΚΟΝ ΕΥΡΕΤΗΡΙΟΝ