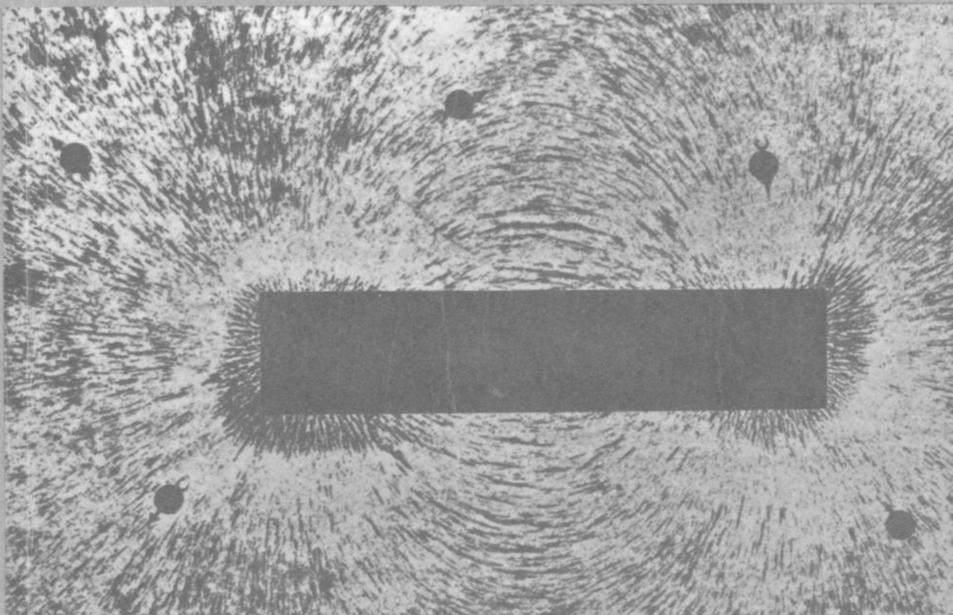
ΑΛΚΙΝΟΟΥ Ε. ΜΑΖΗ

ΦΥΣΙΚΗ

Β΄ ΛΥΚΕΙΟΥ



ΟΡΓΑΝΙΣΜΟΣ ΕΚΔΟΣΕΩΣ ΔΙΔΑΚΤΙΚΩΝ ΒΙΒΛΙΩΝ ΑΘΗΝΑ 1980

Εφη

Βιβλίο

ΦΥΣΙΚΗ

Μέ ἀπόφαση τῆς Ἑλληνικῆς Κυβερνήσεως τά διδακτικά βιβλία τοῦ Δημοτικοῦ, Γυμνασίου καί Λυκείου τυπώνονται ἀπό τόν Ὀργανισμό Ἐκδόσεως Διδακτικῶν Βιβλίων καί μοιράζονται ΔΩΡΕΑΝ.

ΑΛΚΙΝΟΟΥ Ε. ΜΑΖΗ

ΦΥΣΙΚΗ

Β' ΛΥΚΕΙΟΥ

ΟΡΓΑΝΙΣΜΟΣ ΕΚΔΟΣΕΩΣ ΔΙΔΑΚΤΙΚΩΝ ΒΙΒΛΙΩΝ
ΑΘΗΝΑ 1980

Τό βιβλίο μεταγλωττίστηκε ἀπό τό συγγραφέα σέ συνεργασία μέ τόν κ. Κ. Μικρούδη, Γεν. Ἐπιθεωρητή Μ. Ε.

you could be more [illegible]

ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

Στατικός ἠλεκτρισμός

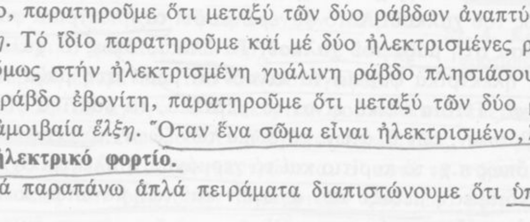
ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΦΟΡΤΙΟ

1. Θεμελιώδη φαινόμενα

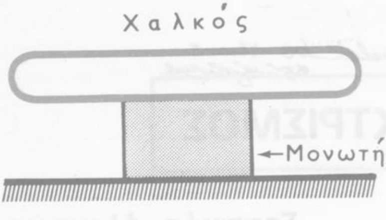
Ἔξι αἰῶνες π.Χ. ὁ Θαλῆς ὁ Μιλήσιος ἀνακάλυψε ὅτι τό ἤλεκτρο (κεχριμπάρι), ὅταν τρίβεται μέ μάλλινο ὕφασμα, ἀποκτᾶ τήν ἰδιότητα νά ἕλκει ἐλαφρά σώματα (π.χ. τρίχες, κομματάκια χαρτί, μικρά φτερά). Αὐτή ἡ ἰδιότητα πού ἔχει τό ἤλεκτρο ὀνομάστηκε **ἠλεκτρισμός.** Πειραματικά βρέθηκε ὅτι αὐτή τήν ἰδιότητα τήν ἔχουν καί πολλά ἄλλα σώματα (γυαλί, ἐβονίτης, θεῖο κ.ἄ.).

Ἠλεκτρίζουμε *μέ τριβή* δύο γυάλινες ράβδους καί κρεμᾶμε τή μιά μέ νῆμα ἀπό μετάξι (σχ. 1). Ἄν στή ράβδο πού κρέμεται πλησιάσουμε τήν ἄλλη ράβδο, παρατηροῦμε ὅτι μεταξύ τῶν δύο ράβδων ἀναπτύσσεται ἀμοιβαία *ἄπωση*. Τό ἴδιο παρατηροῦμε καί μέ δύο ἠλεκτρισμένες ράβδους ἐβονίτη. Ἄν ὅμως στήν ἠλεκτρισμένη γυάλινη ράβδο πλησιάσουμε τήν ἠλεκτρισμένη ράβδο ἐβονίτη, παρατηροῦμε ὅτι μεταξύ τῶν δύο ράβδων ἀναπτύσσεται ἀμοιβαία *ἕλξη*. Ὅταν ἕνα σῶμα εἶναι ἠλεκτρισμένο, λέμε ὅτι ἔχει πάνω του **ἠλεκτρικό φορτίο.**

Ἀπό τά παραπάνω ἁπλά πειράματα διαπιστώνουμε ὅτι ὑπάρχουν *δύο*



Σχ. 1. Δύναμη μεταξύ ἠλεκτρικῶν φορτίων.



Σχ. 2. Ἠλέκτριση μέ τριβή μιᾶς ράβδου ἀπό χαλκό.

εἴδη ἠλεκτρικοῦ φορτίου, ἐκεῖνο πού ἀναπτύσσεται στό γυαλί καί λέγεται **θετικό ἠλεκτρικό φορτίο** καί ἐκεῖνο πού ἀναπτύσσεται στόν ἐβονίτη καί λέγεται **ἀρνητικό ἠλεκτρικό φορτίο.**

Ἐπίσης ἀπό τά παραπάνω ἁπλά πειράματα καταλήγουμε στό ἑξῆς συμπέρασμα:

Τά ὁμώνυμα ἠλεκτρικά φορτία ἀπωθοῦνται, ἐνῶ τά ἑτερώνυμα ἕλκονται.

2. Μονωτές, ἀγωγοί, ἡμιαγωγοί

Ὅταν ἠλεκτρίσουμε μέ τριβή μιά ράβδο ἀπό γυαλί ἤ ἐβονίτη, παρατηροῦμε ὅτι τά ἐλαφρά σώματα κολλᾶνε μόνο στό μέρος τῆς ράβδου πού τρίψαμε. Ἑπομένως μόνο σ' αὐτό τό μέρος τῆς ράβδου ὑπάρχει ἠλεκτρικό φορτίο, πού δέν μετακινεῖται πρός τά ὑπόλοιπα τμήματα τῆς ράβδου. Τά ὑλικά, ὅπως τό γυαλί καί ὁ ἐβονίτης, πού *δέν ἐπιτρέπουν* στά ἠλεκτρικά φορτία νά κινοῦνται μέσα στή μάζα τους, ὀνομάζονται *μονωτές*. Μιά ράβδο ἀπό χαλκό τή στηρίζουμε πάνω σέ μονωτή (σχ. 2). Ἄν μέ ξηρό ὕφασμα τρίψουμε ἕνα τμῆμα τῆς χάλκινης ράβδου, παρατηροῦμε ὅτι ἠλεκτρίζεται ὅλη ἡ ράβδος τοῦ χαλκοῦ. Αὐτό φανερώνει ὅτι τά ἠλεκτρικά φορτία εὔκολα κινοῦνται μέσα στή μάζα τοῦ χαλκοῦ. Τά ὑλικά, ὅπως ὁ χαλκός, πού *ἐπιτρέπουν* στά ἠλεκτρικά φορτία νά κινοῦνται μέσα στή μάζα τους, ὀνομάζονται *ἀγωγοί*. Τέτοια ὑλικά εἶναι τά μέταλλα, τά ὑδατικά διαλύματα τῶν ὀξέων, τῶν βάσεων, τῶν ἁλάτων, τό σῶμα τῶν ζώων, τό ὑγρό ἔδαφος. Σέ μερικά ὑλικά, ὅπως π.χ. τό πυρίτιο καί τό γερμάνιο, ἡ ἠλεκτρική συμπεριφορά τους εἶναι ἐνδιάμεση μεταξύ τῶν ἀγωγῶν καί τῶν μονωτῶν καί γι' αὐτό τά ὑλικά αὐτά ὀνομάζονται *ἡμιαγωγοί*.

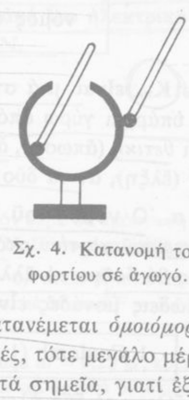
Σχ. 3. Ἠλεκτροσκόπιο.

3. Ἠλεκτροσκόπιο

Τό *ἠλεκτροσκόπιο* εἶναι ἕνα ἁπλό, ἀλλά πολύ χρήσιμο ὄργανο. Ἀποτελεῖται ἀπό μεταλλική ράβδο πού στή μιά ἄκρη της ἔχει μεταλλική σφαίρα ἤ δίσκο καί στήν ἄλλη ἄκρη της εἶναι κολλημένες δύο στενόμακρες ταινίες ἀπό ἀλουμίνιο (σχ. 3). Ἡ ράβδος εἶναι στερεωμένη σέ γυάλινο ἤ μεταλλικό δοχεῖο μέ λαιμό ἀπό ἕνα μονωτικό ὑλικό. Ἄν στή σφαίρα τοῦ ἠλεκτροσκοπίου ἀκουμπήσουμε ἕνα ἠλεκτρισμένο σῶμα (π.χ. γυάλινη ράβδο), παρατηροῦμε ὅτι ἡ ράβδος *ἠλεκτρίζεται μέ ἐπαφή* καί οἱ ταινίες τοῦ ἀλουμινίου ἀπωθοῦνται, γιατί ἔχουν ὁμώνυμα ἠλεκτρικά φορτία. Τό ἠλεκτροσκόπιο ἐκφορτίζεται, ἄν στή σφαίρα τοῦ ἠλεκτροσκοπίου ἀκουμπίσουμε τό χέρι μας. Ἀντί γιά ταινίες ἀπό ἀλουμίνιο τό ἠλεκτροσκόπιο μπορεῖ νά ἔχει ἕνα λεπτό μεταλλικό δείκτη πού ἀπωθεῖται ἀπό τήν ὁμώνυμη ἠλεκτρισμένη ράβδο τοῦ ὀργάνου (σχ. 3). Ἡ ἀπόκλιση τοῦ δείκτη εἶναι ἀνάλογη μέ τό ἠλεκτρικό φορτίο πού ἔχει τό ἠλεκτροσκόπιο.

4. Κατανομή τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου

Ἄς θεωρήσουμε μιά μονωμένη μεταλλική σφαίρα πού ἔχει ἀρνητικό ἠλεκτρικό φορτίο. Ἐπειδή τά ὁμώνυμα ἠλεκτρικά φορτία ἀπωθοῦνται μεταξύ τους, γι' αὐτό τά φορτία αὐτά κινοῦνται μέσα στή μάζα τῆς σφαίρας καί ἔρχονται *στήν ἐξωτερική ἐπιφάνειά* της. Στό ἐσωτερικό τῶν ἠλεκτρισμένων ἀγωγῶν *δέν ὑπάρχουν* ἠλεκτρικά φορτία. Αὐτό τό διαπιστώνουμε πειραματικά μέ ἕναν κοῖλο ἠλεκτρισμένο ἀγωγό, πού εἶναι μονωμένος (σχ. 4). Στήν ἄκρη γυάλινης ράβδου εἶναι στερεωμένο ἕνα μεταλλικό σφαιρίδιο (τό λέμε δοκιμαστικό σφαιρίδιο). Ὅταν τό οὐδέτερο σφαιρίδιο ἔρθει σέ ἐπαφή μέ τήν ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ ἀγωγοῦ, τό σφαιρίδιο παίρνει ἀπό τόν ἀγωγό λίγο ἠλεκτρικό φορτίο (ἠλέκτριση μέ ἐπαφή). Μέ τό ἠλεκτροσκόπιο βλέπουμε ὅτι τό σφαιρίδιο εἶναι ἠλεκτρισμένο. Ἀντίθετα τό σφαιρίδιο δέν παίρνει καθόλου ἠλεκτρικό φορτίο, ὅταν ἔρχεται σέ ἐπαφή μέ τήν ἐσωτερική ἐπιφάνεια τοῦ κοίλου ἀγωγοῦ.



Σχ. 4. Κατανομή τοῦ φορτίου σέ ἀγωγό.

Σέ ἕνα σφαιρικό ἀγωγό τό ἠλεκτρικό φορτίο κατανέμεται *ὁμοιόμορφα* στήν ἐξωτερική ἐπιφάνειά του. Ἄν ὁ ἀγωγός ἔχει ἀκμές, τότε μεγάλο μέρος τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου του συγκεντρώνεται σ' αὐτά τά σημεῖα, γιατί ἐξαιτίας τῆς ἀπώσεως τῶν ὁμώνυμων ἠλεκτρικῶν φορτίων, αὐτά καταφεύγουν στά πιό μακρινά σημεῖα τοῦ ἀγωγοῦ. Ὥστε:

Τό ἠλεκτρικό φορτίο ὑπάρχει πάντοτε στήν ἐξωτερική ἐπιφάνεια τῶν ἀγωγῶν καί κατανέμεται ὁμοιόμορφα μόνο στούς σφαιρικούς ἀγωγούς.

5. Συστήματα μονάδων στόν Ἠλεκτρισμό

Ὅπως στό Μαγνητισμό ἔτσι καί στόν Ἠλεκτρισμό χρησιμοποιοῦμε γενικά τό *σύστημα MKSA* πού, ὅπως εἴδαμε, (§ 5) εἶναι ἕνα τμῆμα τοῦ διεθνοῦς συστήματος (SI). Τό σύστημα CGS ἐπεκτείνεται καί στόν Ἠλεκτρισμό καί σ' αὐτή τήν περίπτωση ἀποτελεῖ τό *ἠλεκτροστατικό σύστημα* μονάδων (*σύστημα ΗΣΜ*). Τά δύο συστήματα μονάδων, τό *ἠλεκτρομαγνητικό σύστημα* (*ΗΜΜ*) καί τό *ἠλεκτροστατικό σύστημα* (*ΗΣΜ*) ἀνήκουν στό *ἀπόλυτο σύστημα μονάδων CGS*. Θά ἐξετάσουμε τά ἠλεκτρικά φαινόμενα χρησιμοποιώντας τό σύστημα MKSA.

6. Νόμος τοῦ Coulomb

Δύο ἠλεκτρικά φορτία Q_1 καί Q_2, πού τά θεωροῦμε ὡς σημεῖα, βρίσκονται στό κενό (ἤ στόν ἀέρα) καί ἡ μεταξύ τους ἀπόσταση εἶναι r. Σ' αὐτή τήν περίπτωση βρίσκουμε ὅτι ἡ δύναμη (ἕλξη ἤ ἄπωση) πού ἀναπτύσσεται μεταξύ αὐτῶν τῶν δύο ἠλεκτρικῶν φορτίων δίνεται ἀπό τόν ἀκόλουθο *νόμο τοῦ Coulomb*:

Ἡ ἕλξη ἤ ἡ ἄπωση (F) πού ἀναπτύσσεται μεταξύ δύο σημειακῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων (Q_1 καί Q_2) εἶναι ἀνάλογη μέ τό γινόμενο τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων καί ἀντιστρόφως ἀνάλογη μέ τό τετράγωνο τῆς ἀποστάσεώς τους (r).

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Coulomb} \quad F = K_{\eta\lambda} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2}} \qquad (1)$$

ὅπου $K_{\eta\lambda}$ εἶναι μιά σταθερή, πού ἐξαρτᾶται ἀπό *τίς μονάδες καί τό μέσο* πού ὑπάρχει γύρω ἀπό τά δύο ἠλεκτρικά φορτία. Ἡ ἠλεκτρική δύναμη F εἶναι *θετική* (ἄπωση), ἄν τά δύο ἠλεκτρικά φορτία εἶναι *ὁμώνυμα*, καί *ἀρνητική* (ἕλξη), ἄν τά δύο ἠλεκτρικά φορτία εἶναι *ἑτερώνυμα*.

α. Ὁ νόμος τοῦ Coulomb στό σύστημα μονάδων MKSA. *Ἡ μονάδα ἠλεκτρικοῦ φορτίου* στό σύστημα MKSA ὀνομάζεται *Coulomb* (1 Cb) καί, ὅπως θά δοῦμε σέ ἄλλο κεφάλαιο, ἡ μονάδα αὐτή σέ συνάρτηση μέ τίς θεμελιώδεις μονάδες εἶναι:

$$\boxed{1 \text{ Coulomb } (1 \text{ Cb}) = 1 \text{ Ampère} \cdot 1 \text{ sec} \quad \text{ἤ} \quad 1 \text{ Cb} = 1 \text{ A} \cdot \text{sec}}$$

Ὅταν τά δύο ἠλεκτρικά φορτία Q_1 καί Q_2 βρίσκονται στό *κενό* (ἤ στόν ἀέρα), τότε ὁρίστηκε(*), ὅτι ἡ ἠλεκτρική σταθερή $K_{\eta\lambda}$ ἔχει τήν τιμή:

$$\boxed{\text{ἠλεκτρική σταθερή τοῦ Coulomb} \quad K_{\eta\lambda} = 9 \cdot 10^9 \frac{N \cdot m^2}{Cb^2}}$$

(*) Ὁρίστηκε ὅτι ἡ ἠλεκτρική σταθερή $K_{\eta\lambda}$ θά ἔχει τήν τιμή:

$$\text{ἠλεκτρική σταθερή} \quad K_{\eta\lambda} = K_{\mu\alpha\gamma\nu} \cdot c^2$$

ὅπου c εἶναι ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός στό κενό ($c = 3 \cdot 10^8$ m/sec). Ἄρα εἶναι:

$$K_{\eta\lambda} = 10^{-7} \frac{N}{A^2} \cdot 9 \cdot 10^{16} \frac{m^2}{sec^2} \quad \text{ἤ} \quad K_{\eta\lambda} = 9 \cdot 10^9 \frac{N \cdot m^2}{A^2 \cdot sec^2} \quad \text{ἤ} \quad \frac{N \cdot m^2}{Cb^2}$$

Ὥστε στό σύστημα MKSA ὁ νόμος τοῦ Coulomb γιά τό κενό (ἤ τόν ἀέρα) δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Coulomb} \quad F = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2}} \quad \left\{ \begin{array}{l} 9 \cdot 10^9 \ \mathrm{N \cdot m^2/Cb^2} \\ Q_1, Q_2 \text{ σέ Cb} \\ r \text{ σέ m} \\ F \text{ σέ N} \end{array} \right.$$

Ἠλεκτροστατικός ὁρισμός τῆς μονάδας ἠλεκτρικοῦ φορτίου. Ἄν στήν τελευταία ἐξίσωση βάλουμε $Q_1 = Q_2 = 1$ Coulomb καί $r = 1$ m, βρίσκουμε:

$$F = 9 \cdot 10^9 \ \frac{\mathrm{N \cdot m^2}}{\mathrm{Cb^2}} \cdot \frac{(1\ \mathrm{Cb})^2}{(1\ \mathrm{m})^2} \quad \text{ἄρα} \quad F = 9 \cdot 10^9\ \mathrm{N}$$

Ἔτσι ἔχουμε τόν ἀκόλουθο *ὁρισμό :*

1 Coulomb (1 Cb) εἶναι τό ἠλεκτρικό φορτίο τό ὁποῖο, ὅταν βρίσκεται μέσα στό κενό σέ ἀπόσταση ἑνός μέτρου (1 m) ἀπό ἴσο ἠλεκτρικό φορτίο, ἐξασκεῖ σ᾽ αὐτό δύναμη (F) ἴση μέ $9 \cdot 10^9$ N.

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

1. Δύο σημειακά θετικά φορτία ἴσα βρίσκονται μέσα στόν ἀέρα σέ ἀπόσταση $r=10$ cm τό ἕνα ἀπό τό ἄλλο καί ἐξασκοῦν ἀμοιβαία ἄπωση $F = 400$ N. Πόσο εἶναι κάθε φορτίο;

2. Δύο σημειακά θετικά φορτία $Q_1 = 3$ mCb καί $Q_2 = 0{,}4$ mCb βρίσκονται μέσα στόν ἀέρα σέ ἀπόσταση r τό ἕνα ἀπό τό ἄλλο καί ἀπωθοῦνται μέ δύναμη $F = 3 \cdot 10^4$ N Πόση εἶναι ἡ ἀπόσταση r ;

3. Δύο ὅμοιες πολύ μικρές σφαῖρες, πού καθεμιά ἔχει μάζα $m = 0{,}25$ gr, κρέμονται ἀπό τό ἴδιο σημεῖο μέ δύο μονωτικά νήματα μήκους $l = 50$ cm καί ἀρχικά βρίσκονται σέ ἐπαφή μεταξύ τους. Σέ κάθε σφαίρα δίνουμε τό ἴδιο φορτίο $+q$ καί τότε οἱ δύο σφαῖρες ἀπομακρύνονται καί ἰσορροποῦν σέ τέτοια θέση, ὥστε τά δύο νήματα σχηματίζουν γωνία 90^0. Πόσο εἶναι τό φορτίο q κάθε σφαίρας ; $g = 9{,}8$ m/sec^2.

4. Δύο ἴσες μικρές μεταλλικές σφαῖρες, πού καθεμιά θεωρεῖται ὡς σημεῖο μέ ἀσήμαντη μάζα, ἔχουν ἀντίστοιχα φορτίο $q_1 = 16 \cdot 10^{-14}$ Cb καί $q_2 = -6{,}4 \cdot 10^{-14}$ Cb καί ἡ μεταξύ τους ἀπόσταση εἶναι $r_1 = 20$ cm. Ἔπειτα οἱ δύο σφαῖρες ἀπομακρύνονται καί ἡ ἀπόστασή τους γίνεται $r_2 = 50$ cm. Νά συγκριθοῦν οἱ δυνάμεις πού ἀναπτύσσονται μεταξύ τῶν σφαιρῶν στίς δύο θέσεις.

5. Στίς ἄκρες Α καί Β μιᾶς εὐθείας, πού ἔχει μῆκος 15 cm, ὑπάρχουν δύο θετικά ἠλεκτρικά φορτία, πού ἀντίστοιχα εἶναι Q_A καί $Q_B = 2Q_A$. Σέ ποιό σημεῖο τῆς εὐθείας ΑΒ πρέπει νά βρίσκεται τό ἠλεκτρικό φορτίο $q = +1$ Cb, ὥστε οἱ δύο δυνάμεις πού ἐνεργοῦν σ᾽ αὐτό ἐξαιτίας τῶν δύο φορτίων νά ἔχουν συνισταμένη ἴση μέ μηδέν ;

rainbow = ουράνιο τόξο = ελπίδα

$\frac{F}{q}$

ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

7. Ὁρισμός τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου

Ὅταν ἕνα σῶμα εἶναι ἠλεκτρισμένο, τό ἠλεκτρικό φορτίο του ἐξασκεῖ ἕλξη ἤ ἄπωση σέ κάθε ἄλλο ἠλεκτρικό φορτίο πού ὑπάρχει μέσα στό χῶρο γύρω ἀπό τό ἠλεκτρισμένο σῶμα. Τότε λέμε ὅτι γύρω ἀπό τό ἠλεκτρισμένο σῶμα δημιουργεῖται *ἠλεκτρικό πεδίο*. Ὥστε :

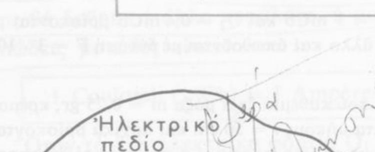
Ἠλεκτρικό πεδίο ὀνομάζεται ἕνας χῶρος, ὅταν σέ κάθε ἠλεκτρικό φορτίο πού ὑπάρχει μέσα σ' αὐτόν ἐξασκοῦνται ἠλεκτρικές δυνάμεις (ἕλξεις ἤ ἀπώσεις).

8. Στοιχεῖα τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου

α. Ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἕνα ἠλεκτρικό πεδίο σχηματίζεται στό κενό (ἤ στόν ἀέρα). Σέ ἕνα σημεῖο Α τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ὑπάρχει *ἠλεκτρικό φορτίο* q (σχ. 5). Τότε τό ἠλεκτρικό πεδίο ἐξασκεῖ σ' αὐτό τό ἠλεκτρικό φορτίο μιά *δύναμη* $\vec{F}$. Στό *σύστημα MKSA* ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος *ὁρισμός* :

Ἔνταση ($\vec{E}$) τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου σέ ἕνα σημεῖο του ὀνομάζεται τό πηλίκο τῆς δυνάμεως $\vec{F}$ πού ἐνεργεῖ στό ἠλεκτρικό φορτίο q (πού βρίσκεται σ' αὐτό τό σημεῖο) διά τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου q.

$$\boxed{\text{ἔνταση ἠλεκτρικοῦ πεδίου} \quad \vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}}$$

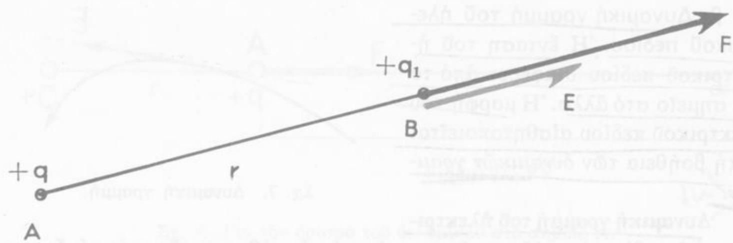


Σχ. 5. Ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου στό σημεῖο Α.

Ἡ ἔνταση ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι *ἄνυσμα* $\vec{E}$, πού ἔχει *φορέα* τό φορέα τῆς δυνάμεως $\vec{F}$, *μέτρο* ἴσο μέ τό πηλίκο $E = F/q$ καί *φορά* κατά σύμβαση τή φορά τῆς δυνάμεως $\vec{F}$, ὅταν αὐτή ἐνεργεῖ σέ θετικό ἠλεκτρικό φορτίο +q.

Ἀπό τήν ἐξίσωση $E = F/q$ συνάγεται ὅτι ἡ ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου σέ ἕνα σημεῖο του ἀριθμητικά εἶναι ἴση μέ τή δύναμη πού ἐξασκεῖ τό πεδίο *στή*

$E = F/q$



Σχ. 6. Τό φορτίο +q δημιουργεῖ ἠλεκτρικό πεδίο.

μονάδα θετικοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου (+ 1Cb), ὅταν αὐτή βρίσκεται στό θεωρούμενο σημεῖο τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.

Μονάδα ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἄν στήν ἐξίσωση $E = F/q$ βάλουμε $F = 1$ N καί $q = 1$ Cb, βρίσκουμε $E = 1$ MKSA. Ἄρα:

Μονάδα ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἡ ἔνταση ἠλεκτρικοῦ πεδίου πού σέ ἠλεκτρικό φορτίο ἴσο μέ 1 Coulomb (1 Cb) ἐξασκεῖ δύναμη ἴση μέ 1 Newton (1 N).

$$\boxed{\text{μονάδα ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου} \quad \frac{1\ \text{Newton}}{1\ \text{Coulomb}} \quad \text{ἤ} \quad 1\,\frac{\text{N}}{\text{Cb}}}$$

Ὑπολογισμός τῆς ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἕνα σημειακό ἠλεκτρικό φορτίο +q (σχ. 6). δημιουργεῖ γύρω του ἠλεκτρικό πεδίο. Σέ ἀπόσταση r βρίσκεται ἠλεκτρικό φορτίο $+q_1$ καί ἐξασκεῖται σ' αὐτό δύναμη ἴση μέ:

$$F = K_{\eta\lambda} \cdot \frac{q \cdot q_1}{r^2}$$

Ἄρα στό σημεῖο B ἡ ἔνταση E τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι:

$$E = \frac{F}{q_1} = K_{\eta\lambda} \cdot \frac{q}{r^2} \quad \text{ἤ} \quad \boxed{E = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{q}{r^2}} \quad \begin{cases} 9 \cdot 10^9\ \text{N} \cdot \text{m}^2/\text{Cb}^2 \\ q \text{ σέ Cb} \\ r \text{ σέ m} \\ E \text{ σέ N/Cb} \end{cases}$$

ὅπου q εἶναι τό ἠλεκτρικό φορτίο πού δημιουργεῖ τό ἠλεκτρικό πεδίο.

Παράδειγμα. Ἄν εἶναι $q = +0{,}05$ Cb καί $r = 10$ cm, τότε ἡ ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι:

$$E = 9 \cdot 10^9\ \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{Cb}^2} \cdot \frac{0{,}05\ \text{Cb}}{0{,}01\ \text{m}^2} \quad \text{καί} \quad E = 45 \cdot 10^9\ \frac{\text{N}}{\text{Cb}}$$

β. Δυναμική γραμμή τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἡ ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου διαφέρει ἀπό τό ἕνα σημεῖο στό ἄλλο. Ἡ μορφή τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου αἰσθητοποιεῖται μέ τή βοήθεια τῶν *δυναμικῶν γραμμῶν.*

Σχ. 7. Δυναμική γραμμή.

Δυναμική γραμμή τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ὀνομάζεται ἡ γραμμή πού σέ κάθε σημεῖο της τό ἄνυσμα τῆς ἐντάσεως ($\vec{E}$) τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἐφαπτόμενο αὐτῆς τῆς γραμμῆς (σχ. 7).

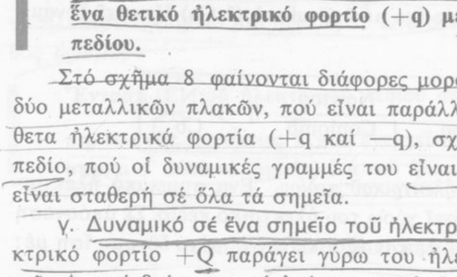
Ἀπό κάθε σημεῖο τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου περνάει *μόνο μιά* δυναμική γραμμή, πού ἔχει φορά τή *φορά* τοῦ ἀνύσματος τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου. Γιά τή δυναμική γραμμή μποροῦμε νά δώσουμε τόν ἑξῆς ἐμπειρικό *ὁρισμό* :

Δυναμική γραμμή τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἡ τροχιά πού διαγράφει ἕνα θετικό ἠλεκτρικό φορτίο (+q) μέ τήν ἐπίδραση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.

Στό σχῆμα 8 φαίνονται διάφορες μορφές ἠλεκτρικῶν πεδίων. Μεταξύ δύο μεταλλικῶν πλακῶν, πού εἶναι παράλληλες καί ἔχουν ἴσα ἀλλά ἀντίθετα ἠλεκτρικά φορτία (+q καί —q), σχηματίζεται *ὁμογενές* ἠλεκτρικό πεδίο, πού οἱ δυναμικές γραμμές του εἶναι *παράλληλες* καί ἡ ἔντασή του εἶναι σταθερή σέ ὅλα τά σημεῖα.

γ. Δυναμικό σέ ἕνα σημεῖο τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἕνα σημειακό ἠλεκτρικό φορτίο +Q παράγει γύρω του ἠλεκτρικό πεδίο (σχ. 9). Στό σημεῖο Α, πού βρίσκεται σέ ἀπόσταση r, ὑπάρχει θετικό ἠλεκτρικό φορτίο +q καί ἐνεργεῖ σ' αὐτό ἡ ἠλεκτροστατική δύναμη :

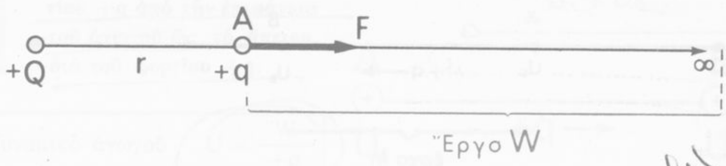
ηλεκτροστ. $$\boxed{F = K_{\eta\lambda} \cdot \frac{Q \cdot q}{r^2}}$$



Σχ. 8. Διάφορες μορφές ἠλεκτρικῶν πεδίων.

Ἄν τό φορτίο +q εἶναι ἐλεύθερο, τότε μέ τήν ἐπίδραση τῆς δυνάμεως $\vec{F}$ τό φορτίο +q *θά κινηθεῖ* κατά μῆκος μιᾶς εὐθείας δυναμικῆς γραμμῆς ἀπό τό σημεῖο Α ὥς τό ἄπειρο (r=∞), ὅπου ἡ δύναμη F γίνεται ἴση μέ μηδέν (F = 0). Ἀλλά κατά τή μετα-

$f = K \frac{Qq}{r^2}$



Σχ. 9. Γιά τόν ὁρισμό τοῦ δυναμικοῦ στό σημεῖο Α.

$U = \frac{W}{q}$

φορά τοῦ φορτίου +q ἀπό τό σημεῖο Α ὥς τό ἄπειρο, τό ἠλεκτρικό πεδίο *παράγει ἔργο* W. Τότε ἔχουμε τόν ἑξῆς *ὁρισμό*:

Δυναμικό (U) τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου σέ ἕνα σημεῖο του ὀνομάζεται τό πηλίκο τοῦ ἔργου (W), πού παράγεται ἀπό τό πεδίο κατά τή μεταφορά τοῦ φορτίου +q ἀπό τό θεωρούμενο σημεῖο ὥς τό ἄπειρο, διά τοῦ φορτίου q.

δυναμικό σέ σημεῖο τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου	$U = \frac{W}{+q}$ (1)

Τό δυναμικό εἶναι μονόμετρο μέγεθος καί εἶναι *θετικό* ἤ *ἀρνητικό*, ἀνάλογα μέ τό φορτίο Q πού εἶναι ἡ αἰτία τοῦ πεδίου. Ἄν εἶναι −Q, τότε τό δυναμικό στό σημεῖο Α εἶναι ἀρνητικό, γιατί γιά τή μεταφορά τοῦ φορτίου +q ἀπό τό σημεῖο Α ὥς τό ἄπειρο πρέπει νά δαπανηθεῖ ἔργο W.

Ἀποδεικνύεται ὅτι τό δυναμικό σέ ἀπόσταση r ἀπό σημειακό φορτίο Q εἶναι:

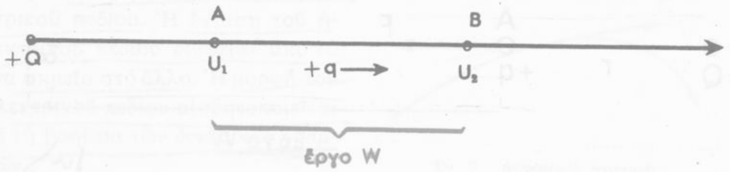
δυναμικό σέ ἀπόσταση r	$U = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{Q}{r}$

Μονάδα δυναμικοῦ. Ἄν στήν ἐξίσωση (1) βάλουμε W = 1 Joule καί q = 1 Coulomb, βρίσκουμε U = 1 MKSA. Στό σύστημα MKSA *ἡ μονάδα δυναμικοῦ* ὀνομάζεται *Volt* (1 V) καί ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

Σέ ἕνα σημεῖο τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τό δυναμικό εἶναι 1 Volt (1 V), ὅταν φορτίο 1 Coulomb (1 Cb), μεταφερόμενο ἐξαιτίας τοῦ πεδίου ἀπό τό σημεῖο αὐτό ὥς τό ἄπειρο, παράγει ἔργο ἴσο μέ 1 Joule.

14-9-84

μονάδα δυναμικοῦ	$1\ \text{Volt} = \frac{1\ \text{Joule}}{1\ \text{Coulomb}}$ ἤ $1\ \text{V} = 1\ \frac{\text{Joule}}{\text{Cb}}$



Σχ. 10. Διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ τῶν σημείων Α καί Β τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.

δ. Διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ δύο σημείων τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Σέ δύο σημεῖα Α καί Β (σχ. 10) τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου τό δυναμικό ἀντίστοιχα εἶναι U_1 καί U_2. Ἐπειδή εἶναι $U_1 > U_2$, μεταξύ τῶν δύο σημείων ὑπάρχει *διαφορά δυναμικοῦ* $U_1 - U_2$. Τό φορτίο $+q$ μεταφερόμενο ἐξαιτίας τοῦ πεδίου ἀπό τό σημεῖο Α στό σημεῖο Β παράγει ἔργο W καί τότε ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος *ὁρισμός*:

Διαφορά δυναμικοῦ ($U_1 - U_2$) μεταξύ δύο σημείων τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ὀνομάζεται τό πηλίκο τοῦ ἔργου (W), πού παράγεται ἀπό τό πεδίο κατά τή μεταφορά τοῦ φορτίου $+q$ ἀπό τό ἕνα σημεῖο ὥς τό ἄλλο, διά τοῦ φορτίου $+q$.

$$\boxed{\text{διαφορά δυναμικοῦ} \quad U_1 - U_2 = \frac{W}{+q}} \qquad (2)$$

Ἄν στήν ἐξίσωση (2) εἶναι W = 1 Joule καί q = 1 Cb, τότε εἶναι $U_1 - U_2 = 1$ Volt. Ὥστε:

Ἡ διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ δύο σημείων τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μέ 1 Volt, ὅταν κατά τή μεταφορά φορτίου 1 Coulomb ἀπό τό ἕνα σημεῖο ὥς τό ἄλλο τό πεδίο παράγει ἔργο ἴσο μέ 1 Joule.

$$\boxed{U_1 - U_2 = 1 \text{ Volt} = \frac{1 \text{ Joule}}{1 \text{ Coulomb}} = 1 \frac{\text{Joule}}{\text{Cb}}}$$

9. Δυναμικό ἀγωγοῦ καί διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ δύο ἀγωγῶν

Μιά μικρή μεταλλική σφαίρα (ἀγωγός) ἔχει ἠλεκτρικό φορτίο $+Q$, πού κατανέμεται ὁμοιόμορφα στήν ἐπιφάνειά της. Τό φορτίο τῆς σφαίρας δημιουργεῖ ἠλεκτρικό πεδίο καί οἱ δυναμικές γραμμές του ἀρχίζουν ἀπό τήν ἐπιφάνεια τῆς σφαίρας. Τότε μποροῦμε νά δώσουμε τόν ἑξῆς *ὁρισμό*:

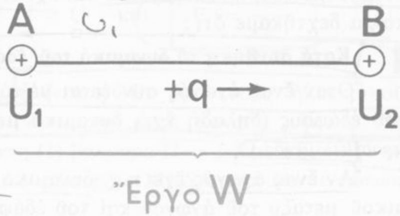
Δυναμικό (U) ἑνός ἀγωγοῦ ὀνομάζεται τό πηλίκο τοῦ ἔργου (W), πού παράγεται ἀπό τό ἠλεκτρικό πεδίο τοῦ ἀγωγοῦ κατά τή μεταφορά φορ-

$U_1 - U_2$

$U_1 > U_2$

τίου +q ἀπό τήν ἐπιφάνεια τοῦ ἀγωγοῦ ὥς τό ἄπειρο, διά τοῦ φορτίου +q.

δυναμικό ἀγωγοῦ	$U = \dfrac{W}{+q}$



Σχ. 11. Διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ δύο ἀγωγῶν Α καί Β.

Δυό μικρές μεταλλικές σφαῖρες Α καί Β (σχ. 11) ἔχουν ἀντίστοιχα δυναμικό U_1 καί U_2 καί εἶναι $U_1 > U_2$. Τότε μεταξύ τῶν δύο ἀγωγῶν ὑπάρχει *διαφορά δυναμικοῦ* $U_1 - U_2$. Οἱ δύο ἀγωγοί δημιουργοῦν ἠλεκτρικό πεδίο, τό ὁποῖο κατά τή μεταφορά τοῦ φορτίου +q ἀπό τόν ἀγωγό Α στόν ἀγωγό Β παράγει ἔργο W. Τότε ἰσχύει ἡ γνωστή (§ 8) ἐξίσωση:

διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ δύο ἀγωγῶν	$U_1 - U_2 = \dfrac{W}{+q}$	(1)

Ἡ διαφορά δυναμικοῦ μετριέται σέ Volt. Εἶναι φανερό ὅτι ἡ ἐξίσωση (1) ἐκφράζει τό ἔργο πού παράγεται, ὅταν φορτίο 1 Coulomb μεταφέρεται ἐξαιτίας τοῦ πεδίου ἀπό τόν ἀγωγό Α στόν ἀγωγό Β. Γενικά τό ἠλεκτρικό φορτίο *πηγαίνει πάντοτε* ἀπό τόν ἀγωγό μέ τό μεγαλύτερο δυναμικό πρός τόν ἀγωγό μέ τό μικρότερο δυναμικό. Ἡ διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ δύο ἀγωγῶν ὀνομάζεται καί *τάση*. Ὅταν λέμε π.χ. ὅτι μεταξύ δύο ἀγωγῶν ὑπάρχει τάση $U_1 - U_2 = 220$ Volt, ἐννοοῦμε ὅτι κατά τή μεταφορά φορτίου 1 Coulomb ἀπό τόν ἕναν ἀγωγό στόν ἄλλο παράγεται ἔργο ἴσο μέ 220 Joule.

α. Ἔργο παραγόμενο ἀπό ἠλεκτρικό φορτίο. Ἀπό τήν ἐξίσωση (1) συμπεραίνουμε ὅτι, ἄν μεταξύ δύο ἀγωγῶν Α καί Β ὑπάρχει *διαφορά δυναμικοῦ* $U_1 - U_2$, τότε μποροῦμε *νά λάβουμε ἔργο*, ἄν φορτίο q μεταβεῖ ἀπό τόν ἀγωγό Α στόν ἀγωγό Β. Τότε τό ἔργο πού θά λάβουμε δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

ἔργο ἀπό τήν κίνηση ἠλεκτρικοῦ φορτίου	$W = q \cdot (U_1 - U_2)$	(2)

Ἡ κίνηση τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου q ἀπό τόν ἕνα ἀγωγό στόν ἄλλο εἶναι εὔκολη, ἄν συνδέσουμε τούς δύο ἀγωγούς μέ σύρμα. Ἡ ἐξίσωση (2), ὅπως θά δοῦμε σέ ἄλλα κεφάλαια, ἔχει πάρα πολλές ἐφαρμογές.

β. Δυναμικό τοῦ ἐδάφους. Σέ ὅλες τίς πρακτικές ἐφαρμογές χρησιμοποιοῦμε *διαφορές δυναμικοῦ* καί ὄχι τίς ἀπόλυτες τιμές δυναμικοῦ. Γιά εὐκολία δεχτήκαμε ὅτι :

Κατά συνθήκη τό δυναμικό τοῦ ἐδάφους εἶναι ἴσο μέ μηδέν.

Ὅταν ἕνας ἀγωγός συνδέεται μέ τό ἔδαφος, ἔχει πάντοτε τό δυναμικό τοῦ ἐδάφους (δηλαδή ἔχει δυναμικό μηδέν) καί λέμε ὅτι ὁ ἀγωγός εἶναι *προσγειωμένος*.

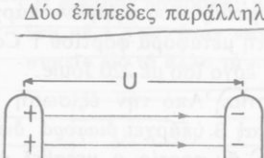
Ἄν ἕνας ἀγωγός ἔχει π.χ. δυναμικό $U = 60$ V, τότε ἡ διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ τοῦ ἀγωγοῦ καί τοῦ ἐδάφους εἶναι ἴση μέ $U - 0 = U = 60$ V. Αὐτό σημαίνει ὅτι, ἄν φορτίο 1 Cb μεταφερθεῖ ἀπό τόν ἀγωγό στό ἔδαφος, τότε παράγεται ἔργο ἴσο μέ 60 Joule.

γ. Δυναμικό σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ. Σφαιρικός ἀγωγός ἔχει ἀκτίνα R καί ἠλεκτρικό φορτίο q. Ἀποδεικνύεται ὅτι *τό δυναμικό* (U) τοῦ σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ εἶναι ἀνάλογο μέ τό ἠλεκτρικό φορτίο (q) καί ἀντιστρόφως ἀνάλογο μέ τήν ἀκτίνα του (R). Στό σύστημα MKSA τό δυναμικό τοῦ σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση : $U = k\frac{q}{R}$

δυναμικό σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ	$U = 9 \cdot 10^9 \cdot \dfrac{Q}{R}$	$9 \cdot 10^9$ N · m²/Cb² Q σέ Cb R σέ m U σέ V

10. Σχέση μεταξύ διαφορᾶς δυναμικοῦ καί ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου

Δύο ἐπίπεδες παράλληλες μεταλλικές πλάκες ἔχουν ἴσα ἀλλά ἑτερώνυμα ἠλεκτρικά φορτία καί ἡ ἀπόστασή τους εἶναι l (σχ. 12). Μεταξύ τῶν δύο πλακῶν σχηματίζεται ὁμογενές ἠλεκτρικό πεδίο, πού ἔχει σταθερή ἔνταση $\vec{E}$ καί ἡ διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ τῶν δύο πλακῶν εἶναι U. Στή μιά ἄκρη A_1 μιᾶς δυναμικῆς γραμμῆς A_1A_2 φέρνουμε ἠλεκτρικό φορτίο q. Τότε στό φορτίο αὐτό ἐνεργεῖ ἡ δύναμη $F = E \cdot q$, ἡ ὁποία μετακινεῖ τό φορτίο q κατά διάστημα $A_1A_2 = l$ καί παράγει ἔργο :



Σχ. 12. Σχέση μεταξύ τῆς ἐντάσεως E τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου καί τῆς τάσεως U.

$$W = F \cdot l \quad \text{ἤ} \quad W = E \cdot q \cdot l$$

Ὅπως ξέρουμε (§ 9) τό ἔργο αὐτό εἶναι

ἴσο μέ $W = q \cdot U$. Ἄρα ἔχουμε τήν ἐξίσωση:

$$E \cdot \cancel{q} \cdot l = \cancel{q} \cdot U \quad \text{ἤ} \quad E \cdot l = U \quad \text{καί} \quad \boxed{E = \frac{U}{l}} \qquad (1)$$

Ἡ ἐξίσωση (1) φανερώνει ὅτι *ἡ ἔνταση* (E) ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μέ *τή μεταβολή τοῦ δυναμικοῦ* κατά μονάδα μήκους τῆς δυναμικῆς γραμμῆς. Ἄν στήν ἐξίσωση (1) βάλουμε $U = 1$ Volt καί $l = 1$ m, βρίσκουμε $E = 1$ MKSA. Ὥστε στό σύστημα MKSA *μονάδα ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου* εἶναι:

$$\text{μονάδα ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου} \quad \frac{1\ \text{Volt}}{1\ \text{m}} \quad \text{ἤ} \quad 1\,\frac{\text{V}}{\text{m}}$$

Παρατήρηση. Οἱ μονάδες ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου 1 N/Cb καί 1 V/m εἶναι ἰσοδύναμες, γιατί εἶναι:

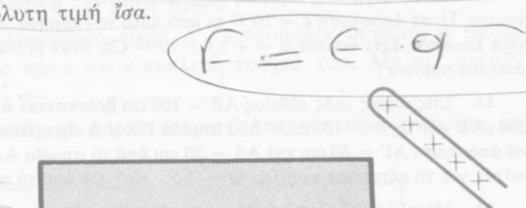
$$\boxed{1\,\frac{\text{V}}{\text{m}} = 1\,\frac{\text{Joule/Cb}}{\text{m}} = 1\,\frac{\text{N}\cdot\text{m}}{\text{m}\cdot\text{Cb}} = 1\,\frac{\text{N}}{\text{Cb}}}$$

ΙΙ. Ἠλέκτριση ἀγωγοῦ μέ ἐπαγωγή

Πάνω στούς δίσκους δύο ὅμοιων ἠλεκτροσκοπίων στηρίζουμε τίς δύο ἄκρες μιᾶς μεταλλικῆς ράβδου πού ἔχει ἀρκετό μῆκος (σχ. 13). Στή μιά ἄκρη τῆς μεταλλικῆς ράβδου πλησιάζουμε μιά ἠλεκτρισμένη γυάλινη ράβδο, χωρίς ὅμως νά ἔρθουν σέ ἐπαφή οἱ δύο ράβδοι. Παρατηροῦμε ὅτι καί τά δύο ἠλεκτροσκόπια ἀποκτοῦν *ἠλεκτρικά φορτία*. Εὔκολα διαπιστώνουμε ὅτι τά δύο ἠλεκτροσκόπια ἔχουν *ἑτερώνυμα* ἠλεκτρικά φορτία. Μόλις ἀπομακρύνουμε τή γυάλινη ράβδο, ἀμέσως τά ἠλεκτρικά φορτία τῶν δύο ἠλεκτροσκοπίων ἐξαφανίζονται. Αὐτό δείχνει ὅτι τά ἑτερώνυμα φορτία τῶν δύο ἠλεκτροσκοπίων ἦταν κατ' ἀπόλυτη τιμή *ἴσα*.

$|-| = |+|$

Ἡ μεταλλική ράβδος καί τά στελέχη τῶν δύο ἠλεκτροσκοπίων, στά ὁποῖα στηρίζεται ἡ ράβδος, ἀποτελοῦν ἕνα συνεχή μεταλλικό ἀγωγό. Ὅταν ὁ ἀγωγός βρεθεῖ *μέσα στό ἠλεκτρικό πεδίο* πού δημι-



Σχ. 13. Ἠλέκτριση ἀγωγοῦ μέ ἐπαγωγή.

$W = F\,l \Rightarrow W = E\,q\,l$

ουργεῖ τό φορτίο τῆς γυάλινης ράβδου, τότε ὁ ἀγωγός *ἠλεκτρίζεται* καί στίς δύο ἄκρες του *ἐμφανίζοται* ἴσα ἑτερώνυμα ἠλεκτρικά φορτία. Αὐτός ὁ τρόπος ἠλεκτρίσεως τοῦ ἀγωγοῦ ὀνομάζεται *ἠλέκτριση μέ ἐπαγωγή*. Ὥστε :

Ὅταν ἀγωγός βρεθεῖ μέσα σέ ἠλεκτρικό πεδίο, ἀναπτύσσονται μέ ἐπαγωγή πάνω στόν ἀγωγό ἴσα ἑτερώνυμα ἠλεκτρικά φορτία, πού προϋπάρχουν μέσα στή μάζα τοῦ ἀγωγοῦ.

Παρατήρηση. Ὅταν ἡ γυάλινη ράβδος βρίσκεται κοντά στόν ἀγωγό, συνδέουμε τόν ἀγωγό μέ τό ἔδαφος. Τό ἀπωθούμενο θετικό φορτίο ξεφεύγει στό ἔδαφος. Ἄν διακόψουμε τή συγκοινωνία μέ τό ἔδαφος καί ἀπομακρύνουμε τή γυάλινη ράβδο, ἀπομένει στόν ἀγωγό τό ἀρνητικό φορτίο, πού δέν ἐξουδετερώνεται. Μέ αὐτό τόν τρόπο μπορεῖ ἕνας ἀγωγός νά διατηρήσει μόνο τό ἕνα εἶδος φορτίου. 14-9-84

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

6. Σέ ἕνα σημεῖο βρίσκεται ἠλεκτρικό φορτίο $Q = +0,5$ Cb. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου σέ ἀπόσταση 5 cm καί 10 cm ἀπό τό φορτίο Q;

Ἔχω!

7. Στίς ἄκρες εὐθείας ΑΒ μήκους 15 cm βρίσκονται δύο ἠλεκτρικά φορτία $+Q$ καί $+4Q$. Σέ ποιό σημεῖο τῆς εὐθείας ΑΒ ἡ ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μέ μηδέν;

8. Στίς τέσσερις κορυφές Α, Β, Γ, Δ ἑνός τετραγώνου, πού ἔχει πλευρά 4 cm, βρίσκονται ἀντίστοιχα τά ἠλεκτρικά φορτία $+0,1$, $+0,1$, $-0,1$ καί $-0,1$Cb. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου στό κέντρο τοῦ τετραγώνου;

9. Στίς κορυφές ἰσόπλευρου τριγώνου ΑΒΓ βρίσκονται τρία ἴσα θετικά ἠλεκτρικά φορτία, πού τό καθένα εἶναι ἴσο μέ $Q = +250\ \mu$Cb. Ἕνα σημεῖο Δ βρίσκεται μέσα στό τρίγωνο καί ἀπέχει $r = 10$ cm ἀπό κάθε κορυφή τοῦ τριγώνου. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου στό σημεῖο Δ;

10. Ἕνας ἀτομικός πυρήνας ἔχει φορτίο $Q = +80 \cdot 10^{-19}$ Cb. Νά βρεθεῖ τό δυναμικό U σέ ἀπόσταση $r = 10^{-12}$ m ἀπό αὐτό τόν πυρήνα. Πόση εἶναι ἡ δυναμική ἐνέργεια $E_{δυν}$ πού ἔχει φορτίο $q = +1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb, ὅταν βρίσκεται σ' αὐτή τήν ἀπόσταση ἀπό τόν πυρήνα;

11. Στίς ἄκρες μιᾶς εὐθείας $ΑΒ = 100$ cm βρίσκονται ἀντίστοιχα τά φορτία $Q_1 = +200\ \mu$Cb καί $Q_2 = -100\ \mu$Cb. Δύο σημεῖα Γ καί Δ τῆς εὐθείας ΑΒ βρίσκονται ἀντίστοιχα σέ ἀπόσταση $ΑΓ = 80$ cm καί $ΑΔ = 20$ cm ἀπό τό σημεῖο Α. Νά βρεθεῖ πόσο ἔργο ἀπαιτεῖται γιά τή μεταφορά φορτίου $Q = +5 \cdot 10^{-4}$ Cb ἀπό τό σημεῖο Γ στό σημεῖο Δ.

12. Μεταξύ δύο σημείων ἠλεκτρικοῦ πεδίου ὑπάρχει διαφορά δυναμικοῦ $U = 6$ V. Πόσο ἠλεκτρικό φορτίο πρέπει νά μεταφερθεῖ ἀπό τό ἕνα σημεῖο στό ἄλλο, γιά νά παραχθεῖ ἔργο ἴσο μέ 120 Joule;

13. Δύο παράλληλες μεταλλικές πλάκες ἔχουν ἴσα ἑτερώνυμα φορτία. Ἄν ἡ ἀπόστασή τους εἶναι $l = 5,25$ mm καί ἡ διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ τῶν δύο πλακῶν εἶναι $U = 1500$ V, πόση εἶναι ἡ ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου; Πόση δύναμη ἐνεργεῖ σέ ἠλεκτρικό φορτίο $q = +2 \cdot 10^{-4}$ Cb, πού ἔρχεται μέσα σ' αὐτό τό ἠλεκτρικό πεδίο;

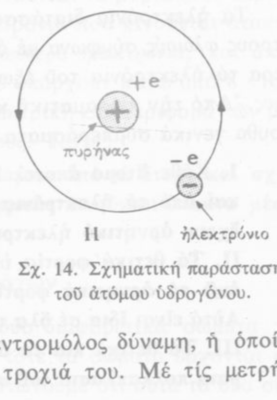
14. Μεταξύ δύο παράλληλων μεταλλικῶν πλακῶν πού ἀπέχουν μεταξύ τους $l = 5$ cm ὑπάρχει τάση $U = 20\,000$ V. Πόσο ἔργο παράγεται, ὅταν ἕνα φορτίο $q = 5 \cdot 10^{-8}$ Cb μεταφέρεται ἀπό τό ἠλεκτρικό πεδίο ἀπό τή θετική ὥς τήν ἀρνητική πλάκα;

15. Σφαιρικός ἀγωγός ἔχει ἀκτίνα $R = 50$ cm. Πόσο εἶναι τό δυναμικό του, ἄν τό φορτίο του εἶναι $Q = 10^{-3}$ Cb; Πόσο φορτίο πρέπει νά ἔχει αὐτός ὁ ἀγωγός, ὥστε τό δυναμικό του νά εἶναι ἴσο μέ 10^5 V;

ΦΥΣΗ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΥ

12. Στοιχειῶδες ἠλεκτρικό φορτίο

Τά ἠλεκτρικά φορτία (θετικά καί ἀρνητικά) ἀναπτύσσονται πάνω στά σώματα μέ τριβή ἤ ἀναπτύσσονται πάνω στούς ἀγωγούς, ὅταν αὐτοί βρεθοῦν μέσα σέ ἠλεκτρικό πεδίο. Ἄρα *μέσα στά ἄτομα* τῆς ὕλης ὑπάρχουν ἠλεκτρικά φορτία, πού ἐκδηλώνονται, μόνο ὅταν δημιουργηθοῦν κατάλληλες συνθῆκες. Τό ἁπλούστερο ἄτομο εἶναι *τό ἄτομο ὑδρογόνου*. Ἡ θεωρητική καί ἡ πειραματική ἔρευνα ἀπέδειξαν ὅτι τό ἄτομο ὑδρογόνου ἀποτελεῖται ἀπό δύο μικρά σωματίδια, τόν *πυρήνα* καί τό *ἠλεκτρόνιο*. Ὁ πυρήνας βρίσκεται στό κέντρο τοῦ ἀτόμου, ὀνομάζεται εἰδικότερα *πρωτόνιο* καί ἔχει *θετικό* ἠλεκτρικό φορτίο (σχ. 14). Γύρω ἀπό τόν πυρήνα περιφέρεται πολύ γρήγορα τό ἠλεκτρόνιο, πού ἔχει *ἀρνητικό* ἠλεκτρικό φορτίο καί ἡ μάζα του εἶναι περίπου ἴση μέ τό 1/1840 τῆς μάζας τοῦ ἀτόμου ὑδρογόνου. Τό ἀρνητικό φορτίο τοῦ ἠλεκτρονίου εἶναι κατ' ἀπόλυτη τιμή ἴσο μέ τό θετικό φορτίο τοῦ πρωτονίου, ὀνομάζεται **στοιχειῶδες ἠλεκτρικό φορτίο (e)** καί εἶναι τό μικρότερο ὥς σήμερα γνωστό ἠλεκτρικό φορτίο πού βρίσκουμε στή Φύση. Ἡ ἕλξη πού ὁ πυρήνας ἐξασκεῖ στό ἠλεκτρόνιο εἶναι ἡ κεντρομόλος δύναμη, ἡ ὁποία συγκρατεῖ τό ἠλεκτρόνιο πάνω στήν κυκλική τροχιά του. Μέ τίς μετρήσεις βρήκαμε ὅτι:

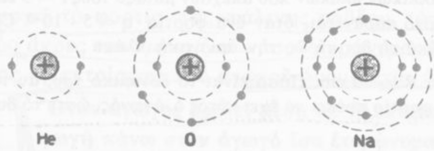


Σχ. 14. Σχηματική παράσταση τοῦ ἀτόμου ὑδρογόνου.

Τό στοιχειῶδες ἠλεκτρικό φορτίο (e) κατ' ἀπόλυτη τιμή εἶναι ἴσο μέ $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Cb.

$$\boxed{\text{στοιχειῶδες ἠλεκτρικό φορτίο} \quad |e| = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{Cb}}$$

Δομή τῶν ἀτόμων. Κάθε ἄτομο ἀποτελεῖται ἀπό τόν *πυρήνα*, πού ἔχει ὁρισμένο θετικό φορτίο, καί ἀπό τά *ἠλεκτρόνια*, πού περιφέρονται γύρω ἀπό τόν πυρήνα καί ἔχουν ὁλικό ἀρνητικό φορτίο ἴσο μέ τό θετικό φορτίο τοῦ πυρήνα. Ὅλοι οἱ πυρῆνες, ἐκτός ἀπό τόν πυρήνα τοῦ ἀτόμου



Σχ. 15. Ἄτομο ἡλίου, ὀξυγόνου καί νατρίου.

ὑδρογόνου, περιέχουν ὁρισμένα *πρωτόνια* καί ὁρισμένα *νετρόνια*(*). Τό νετρόνιο εἶναι *οὐδέτερο* σωματίδιο, πού ἡ μάζα του εἶναι σχεδόν ἴση μέ τή μάζα τοῦ πρωτονίου. Κάθε εἶδος ἀτόμου ἔχει μέσα στόν πυρήνα του *ὁρισμένο ἀριθμό πρωτονίων*, π.χ. ὁ πυρήνας τοῦ ἀτόμου ἡλίου ἔχει δύο πρωτόνια καί ἑπομένως ἔχει θετικό φορτίο +2e, ἐνῶ ὁ πυρήνας τοῦ ἀτόμου ὀξυγόνου ἔχει ὀκτώ πρωτόνια καί γι' αὐτό ἔχει θετικό φορτίο +8e. Στό *οὐδέτερο ἄτομο* τό θετικό φορτίο τοῦ πυρήνα εἶναι ἴσο καί ἀντίθετο μέ τό ὁλικό ἀρνητικό φορτίο τῶν ἠλεκτρονίων πού περιφέρονται γύρω ἀπό τόν πυρήνα. Ὥστε σέ κάθε εἶδος ἀτόμου γύρω ἀπό τόν πυρήνα περιφέρονται *τόσα ἠλεκτρόνια*, ὅσα εἶναι τά πρωτόνια τοῦ πυρήνα, π.χ. στό ἄτομο ἡλίου ὑπάρχουν δύο ἠλεκτρόνια πού ἔχουν ἀρνητικό φορτίο —2e, ἐνῶ στό ἄτομο ὀξυγόνου ὑπάρχουν ὀκτώ ἠλεκτρόνια πού ἔχουν ὁλικό ἀρνητικό φορτίο —8e (σχ. 15).

Τά ἠλεκτρόνια διατάσσονται γύρω ἀπό τόν πυρήνα πάνω σέ ὁμόκεντρους *φλοιούς* σύμφωνα μέ ὁρισμένο νόμο τῆς Ἀτομικῆς Φυσικῆς. Εἰδικότερα τά ἠλεκτρόνια τοῦ ἐξωτερικοῦ φλοιοῦ ὀνομάζονται *ἠλεκτρόνια σθένους*. Ἀπό τήν πειραματική καί τή θεωρητική ἔρευνα καταλήξαμε στά ἀκόλουθα γενικά συμπεράσματα :

I. Κάθε ἄτομο ἀποτελεῖται ἀπό τόν πυρήνα, πού ἔχει θετικό φορτίο, καί ἀπό τά ἠλεκτρόνια, πού περιφέρονται γύρω ἀπό τόν πυρήνα καί ἔχουν ἀρνητικό ἠλεκτρικό φορτίο.

II. Τά θετικά φορτία ὑπάρχουν πάντοτε στούς πυρῆνες τῶν ἀτόμων, ἐνῶ τά ἀρνητικά φορτία μεταφέρονται πάντοτε ἀπό τά ἠλεκτρόνια. Αὐτά εἶναι ἴδια σέ ὅλα τά ἄτομα τῆς ὕλης.

III. Τά θετικά καί τά ἀρνητικά ἠλεκτρικά φορτία εἶναι πάντοτε ἀκέραια πολλαπλάσια τοῦ στοιχειώδους ἠλεκτρικοῦ φορτίου (e).

13. Ἐμφάνιση ἠλεκτρικῶν φορτίων

Τά φαινόμενα τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ὀφείλονται στήν ἱκανότητα πού ἔχουν τά ἠλεκτρόνια *νά φεύγουν* ἀπό ἕνα ἄτομο καί *νά πηγαίνουν* σέ ἕνα ἄλλο ἄτομο. Ὅταν ὅμως ἀπό ἕνα οὐδέτερο ἄτομο *φύγουν* ἕνα ἤ περισσότερα ἠλεκτρόνια, καταστρέφεται ἡ ἰσορροπία μεταξύ τῶν ἑτερώνυμων φορτίων τοῦ

(*) Ἐδῶ ἀναφέρονται λίγα στοιχεῖα γιά τή δομή τοῦ ἀτόμου, ἀπαραίτητα γιά τήν ἑρμηνεία τῶν φαινομένων πού θά ἐξετάσουμε. Πιό λεπτομερής περιγραφή τοῦ ἀτόμου θά γίνει στήν Ἀτομική καί Πυρηνική Φυσική.

ἀτόμου καί τό ὑπόλοιπο τοῦ ἀτόμου εἶναι ἕνα *θετικό ἰόν* πού ἔχει θετικό φορτίο (+e, +2e, +3e). Ἀντίθετα ἄν σέ ἕνα οὐδέτερο ἄτομο *προστεθοῦν* ἕνα ἤ περισσότερα ἠλεκτρόνια, τότε σχηματίζεται *ἀρνητικό ἰόν*, πού ἔχει ἀρνητικό φορτίο (—e, —2e, —3e). Ὥστε ἕνα σῶμα εἶναι *οὐδέτερο*, ὅταν τά ἄτομά του εἶναι οὐδέτερα. Ἄν τά ἄτομα ἑνός σώματος χάσουν ἠλεκτρόνια, τό σῶμα ἐμφανίζεται ἠλεκτρισμένο μέ *θετικό* φορτίο. Ἀντίθετα, ἄν τά ἄτομα ἑνός σώματος προσλάβουν ἠλεκτρόνια, τό σῶμα ἐμφανίζεται ἠλεκτρισμένο μέ *ἀρνητικό* φορτίο. Γενικά λοιπόν μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι :

Ἕνα σῶμα ἔχει θετικό φορτίο, ὅταν ἔχει χάσει ἠλεκτρόνια καί ἀντίθετα, ἔχει ἀρνητικό φορτίο, ὅταν ἔχει ἀποκτήσει πλεονάζοντα ἠλεκτρόνια.

14. Τά ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τῶν μετάλλων

Στά ἄτομα τῶν μετάλλων *τά ἠλεκτρόνια σθένους* εἶναι ἕνα, δύο ἤ τρία καί συνδέονται πολύ χαλαρά μέ τόν πυρήνα. Ἔτσι αὐτά τά ἠλεκτρόνια εὔκολα ξεφεύγουν ἀπό τήν ἕλξη τοῦ πυρήνα καί κινοῦνται διαρκῶς καί ἄτακτα μέσα στή μάζα τοῦ μετάλλου, ὅπως ἀκριβῶς κινοῦνται τά μόρια ἑνός ἀερίου πού εἶναι κλεισμένο μέσα σέ δοχεῖο. Τά ἠλεκτρόνια πού κινοῦνται ἄτακτα μέσα στή μάζα τοῦ μετάλλου τά ὀνομάζουμε *ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια*, καί ἀποτελοῦν ἕνα τεράστιο πλῆθος (σέ 1 cm^3 χαλκοῦ ὑπάρχουν πάνω ἀπό $8 \cdot 10^{22}$ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια). Ἡ χαρακτηριστική ἠλεκτρική συμπεριφορά τῶν μετάλλων ὀφείλεται στά ἐλεύθερα ἠλεκτρόνιά τους. Ὥστε :

Στά μέταλλα τά ἠλεκτρόνια σθένους ξεφεύγουν ἀπό τά ἄτομα καί σχηματίζουν τά ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια, πού διαρκῶς κινοῦνται ἄτακτα μέσα στή μάζα τοῦ μετάλλου.

15. Ἐξήγηση τῆς ἠλεκτρίσεως τῶν σωμάτων

α. Ἠλέκτριση μέ τριβή. Ὅταν τρίβουμε δύο διαφορετικά σώματα τό ἕνα πάνω στό ἄλλο (π.χ. γυαλί καί ὕφασμα), τότε τά σώματα ἔρχονται σέ πολύ στενή ἐπαφή μεταξύ τους. Εὔκολα διαπιστώνουμε ὅτι αὐτά τά δύο σώματα ἀποκτοῦν ἴσα ἑτερώνυμα ἠλεκτρικά φορτία. Αὐτό συμβαίνει, γιατί τά ἠλεκτρόνια ἔφυγαν ἀπό τό ἕνα σῶμα καί πῆγαν στό ἄλλο. Ἔτσι τά δύο σώματα ἐμφανίζονται ἠλεκτρισμένα ἀλλά τό ἕνα σῶμα ἔχει *θετικό* φορτίο, ἐνῶ τό ἄλλο σῶμα ἔχει *ἀρνητικό* φορτίο. Ὥστε :

Ὅταν δύο διαφορετικά σώματα μέ τήν τριβή ἔρχονται σέ στενή ἐπαφή μεταξύ τους, τότε ἠλεκτρόνια πηγαίνουν ἀπό τό ἕνα σῶμα στό ἄλλο καί ἔτσι στά δύο σώματα ἐμφανίζονται ἴσα ἑτερώνυμα ἠλεκτρικά φορτία.

β. Ἠλέκτριση μέ ἐπαφή. Ἕνα σῶμα Α, πού ἔχει *ἀρνητικό* φορτίο, ἔρχεται σέ ἐπαφή μέ ἕνα μονωμένο οὐδέτερο ἀγωγό Β. Τότε ἕνα μέρος ἀπό τά ἠλεκτρόνια πού πλεονάζουν στό σῶμα Α πηγαίνει στόν ἀγωγό Β. Ἔτσι καί ὁ ἀγωγός Β ἀποκτᾶ ἀρνητικό φορτίο. Ἀντίθετα, ἄν τό σῶμα Α ἔχει θετικό φορτίο καί ἔρθει σέ ἐπαφή μέ τόν οὐδέτερο ἀγωγό Β, τότε ἕνα μέρος ἀπό τά ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τοῦ ἀγωγοῦ Β πηγαίνει στό σῶμα Α. Ἔτσι καί ὁ ἀγωγός Β ἀποκτᾶ *θετικό* φορτίο. Καί στίς δύο περιπτώσεις λέμε ὅτι ὁ ἀγωγός Β ἠλεκτρίστηκε μέ ἐπαφή. Ὥστε :

Ὅταν ἕνα σῶμα, πού ἔχει ἠλεκτρικό φορτίο (θετικό ἤ ἀρνητικό), ἔρχεται σέ ἐπαφή μέ μονωμένο οὐδέτερο ἀγωγό, τότε ἤ φεύγουν ἀπό τόν ἀγωγό ἤ ἔρχονται σ' αὐτόν ἠλεκτρόνια καί ἔτσι ἐμφανίζεται στόν ἀγωγό ἠλεκτρικό φορτίο (θετικό ἤ ἀρνητικό).

γ. Ἠλέκτριση μέ ἐπαγωγή. Ὅταν μονωμένος οὐδέτερος ἀγωγός βρεθεῖ μέσα σέ ἠλεκτρικό πεδίο, τότε ἐξαιτίας τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου πολλά ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια τοῦ ἀγωγοῦ μετακινοῦνται καί σέ δύο περιοχές τοῦ ἀγωγοῦ ἐμφανίζονται *ἴσα ἑτερώνυμα* ἠλεκτρικά φορτία. Ὥστε :

Ἡ ἠλέκτριση μέ ἐπαγωγή ἑνός ἀγωγοῦ ὀφείλεται στή μετακίνηση τῶν ἐλεύθερων ἠλεκτρονίων τοῦ ἀγωγοῦ ἐξαιτίας τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.

δ. Ἠλέκτριση τῶν μονωτῶν. Ἀντίθετα μέ τούς ἀγωγούς οἱ μονωτές δέν ἔχουν ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια. Στό μονωτή, ἄν ἀπό μιά περιοχή του ἀφαιρεθοῦν ἠλεκτρόνια ἤ σέ μιά περιοχή του προστεθοῦν ἠλεκτρόνια, τά ἠλεκτρικά φορτία παραμένουν *ἐντοπισμένα* σ' αὐτή τήν περιοχή. Ὥστε :

Οἱ μονωτές, ἐπειδή δέν ἔχουν ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια, διατηροῦν ἐντοπισμένα τά ἠλεκτρικά φορτία πού ἀναπτύσσονται σέ μιά περιοχή τους.

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

16. Πόσα ἠλεκτρόνια πλεονάζουν σέ ἕναν ἀγωγό Α πού ἔχει φορτίο $Q_A = -6{,}4$ Cb ; Πόσα ἠλεκτρόνια ἔχει χάσει ἕνας ἀγωγός Β πού ἔχει φορτίο $Q_B = +3{,}2$ Cb ;

17. Δύο ἑτερώνυμα στοιχειώδη ἠλεκτρικά φορτία $+e$ καί $-e$ βρίσκονται σέ ἀπόσταση $r = 1$ mm τό ἕνα ἀπό τό ἄλλο. Μέ πόση δύναμη ἕλκονται αὐτά τά δύο φορτία ;

18. Μεταξύ δύο ἀγωγῶν ὑπάρχει διαφορά δυναμικοῦ $U = 1$ V. Ἕνα ἠλεκτρόνιο ἐξαιτίας τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου πηγαίνει ἀπό τόν ἕναν ἀγωγό στόν ἄλλο. Πόσο ἔργο παράγεται, ὅταν γίνεται αὐτή ἡ μετακίνηση τοῦ ἠλεκτρονίου;

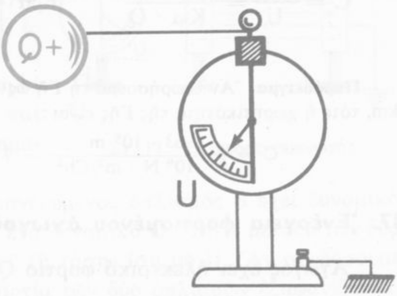
19. Ὁ ἀτομικός πυρήνας νατρίου ἔχει φορτίο $q = +11e$. Μέ πόση δναμη αὐτός ὁ πυρήνας ἀπωθεῖ ἕνα πρωτόνιο, ὅταν ἡ μεταξύ τους ἀπόσταση εἶναι $r = 10^{-7}$ cm ;

20. Μεταξύ δύο ὁριζόντιων μεταλλικῶν πλακῶν, πού ἡ ἀπόστασή τους εἶναι $l = 2$ cm, θέλουμε νά διατηρηθεῖ αἰωρούμενη μιά μικρή σταγόνα λαδιοῦ, πού ἔχει μάζα $m = 10^{-12}$ gr καί φορτίο $q = +2e$. Πόση τάση πρέπει νά ὑπάρχει μεταξύ τῶν δύο πλακῶν; $g = 9{,}8$ m/sec^2.

ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΑ ΑΓΩΓΟΥ — ΠΥΚΝΩΤΕΣ

16. Χωρητικότητα ἀγωγοῦ

Τό δυναμικό ἑνός ἀγωγοῦ τό μετρᾶμε μέ εἰδικό ὄργανο, πού ὀνομάζεται *ἠλεκτρόμετρο* καί εἶναι βαθμολογημένο σέ Volt (σχ. 16). Ἕνας μονωμένος ἀγωγός ἔχει φορτίο Q καί μέ τό ἠλεκτρόμετρο βρίσκουμε ὅτι ἔχει δυναμικό U. Ἄν τό φορτίο τοῦ ἀγωγοῦ γίνει 2Q, 3Q..., βρίσκουμε ὅτι τό δυναμικό τοῦ ἀγωγοῦ γίνεται ἀντίστοιχα 2U, 3U... Παρατηροῦμε ὅτι τό πηλίκο τοῦ φορτίου διά τοῦ δυναμικοῦ τοῦ ἀγωγοῦ διατηρεῖται *σταθερό*. Ἀπό αὐτό τό πείραμα καταλήγουμε στόν ὁρισμό ἑνός νέου φυσικοῦ μεγέθους, πού ὀνομάζεται *χωρητικότητα* τοῦ ἀγωγοῦ.



Σχ. 16. Μέτρηση τοῦ δυναμικοῦ ἑνός ἀγωγοῦ.

Χωρητικότητα (C) ἑνός ἀγωγοῦ ὀνομάζεται τό σταθερό πηλίκο τοῦ φορτίου (Q) διά τοῦ δυναμικοῦ (U) τοῦ ἀγωγοῦ.

$$\boxed{\text{χωρητικότητα ἀγωγοῦ} \quad C = \frac{Q}{U}} \qquad (1)$$

Μονάδα χωρητικότητας. Ἄν στήν ἐξίσωση (1) βάλουμε Q = 1 Coulomb καί U = 1 Volt, βρίσκουμε C = 1 MKSA. Στό σύστημα MKSA *ἡ μονάδα χωρητικότητας* ὀνομάζεται *Farad* (1 F) καί ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

1 Farad (1 F) εἶναι ἡ χωρητικότητα ἀγωγοῦ, ὁ ὁποῖος, ὅταν ἔχει φορτίο 1 Coulomb, ἔχει δυναμικό ἴσο μέ 1 Volt.

$$\boxed{\text{μονάδα χωρητικότητας} \quad 1\ \text{Farad} = \frac{1\ \text{Coulomb}}{1\ \text{Volt}} \quad \text{ἤ} \quad 1\ \text{F} = 1\ \frac{\text{Cb}}{\text{V}}}$$

Στήν πράξη χρησιμοποιοῦμε συνήθως δύο πολύ μικρότερες μονάδες, τό *μικροφαράντ* (1 μF) καί τό *πικοφαράντ* (1 pF), πού εἶναι:

$$1\ \mu\text{F} = 10^{-6}\ \text{F} \quad \text{καί} \quad 1\ \text{pF} = 10^{-6}\ \mu\text{F} = 10^{-12}\ \text{F}$$

Χωρητικότητα σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ. Σφαιρικός ἀγωγός ἔχει ἀκτίνα R, φορτίο Q καί δυναμικό (§ 25γ) ἴσο μέ $U = K_{\eta\lambda} \cdot Q/R$. Ὁ ἀγωγός αὐτός ἔχει χωρητικότητα:

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{Q \cdot R}{K_{\eta\lambda} \cdot Q} \quad \text{ἄρα} \quad \boxed{C = \frac{R}{K_{\eta\lambda}}} \quad \left\{ \begin{array}{l} R \text{ σέ m} \\ K_{\eta\lambda} \text{ σέ } N \cdot m^2/Cb^2 \\ C \text{ σέ F} \end{array} \right.$$

Παράδειγμα. Ἄν θεωρήσουμε τή Γῆ ὡς σφαιρικό ἀγωγό πού ἔχει ἀκτίνα R = 6300 km, τότε ἡ χωρητικότητα τῆς Γῆς εἶναι:

$$C = \frac{63 \cdot 10^5 \text{ m}}{9 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{Cb}^2} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ F} \quad \text{ἤ} \quad C = 700 \, \mu\text{F}$$

17. Ἐνέργεια φορτισμένου ἀγωγοῦ

Ἀγωγός ἔχει ἠλεκτρικό φορτίο Q, δυναμικό U καί χωρητικότητα:

$$C = \frac{Q}{U} \quad \text{ἄρα εἶναι} \quad Q = C \cdot U \qquad (1)$$

Γιά νά φορτισθεῖ αὐτός ὁ ἀγωγός, δαπανήθηκε ἐνέργεια, ἡ ὁποία μένει *ἀποταμιευμένη* πάνω στόν ἀγωγό. Ἀποδεικνύεται ὅτι *ἡ ἐνέργεια* ($E_{\eta\lambda}$) πού ἔχει τότε ὁ ἀγωγός δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$\boxed{\text{ἐνέργεια φορτισμένου ἀγωγοῦ} \quad E_{\eta\lambda} = \frac{1}{2} Q \cdot U} \quad \left\{ \begin{array}{l} Q \text{ σέ Cb} \\ U \text{ σέ V} \\ E_{\eta\lambda} \text{ σέ Joule} \end{array} \right.$$

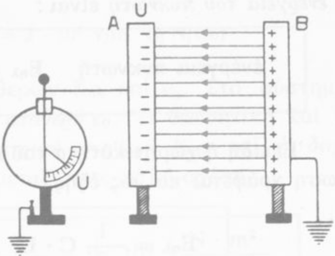
Ἡ τελευταία ἐξίσωση μπορεῖ νά λάβει καί τήν ἑξῆς μορφή:

$$\boxed{E_{\eta\lambda} = \frac{1}{2} C \cdot U^2 \quad \text{ἤ} \quad E_{\eta\lambda} = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}}$$

18. Πυκνωτής

Εἶναι γνωστό (§ 16) ὅτι ἕνας μονωμένος ἀγωγός, πού ἔχει ἠλεκτρικό φορτίο Q, ἔχει *σταθερή* χωρητικότητα C = Q/U. Ἐκτελοῦμε τό ἑξῆς πείραμα: Μιά μεταλλική πλάκα Α (σχ. 17). εἶναι μονωμένη, ἔχει ἀρνητικό φορτίο —Q καί δυναμικό κατ' ἀπόλυτη τιμή ἴσο μέ U. Στήν πλάκα Α πλησιάζουμε μιά ἄλλη ὅμοια πλάκα Β, πού εἶναι *προσγειωμένη*. Παρατηροῦμε ὅτι τό δυναμικό τῆς πλάκας Α *ἐλαττώνεται* καί ἑπομένως ἡ χωρητικότητά της *αὐξάνει*. Τό πείραμα αὐτό δείχνει ὅτι ἡ χωρητικότητα ἑνός φορτισμένου ἀγωγοῦ *αὐξάνει*, ὅταν σ' αὐτό τόν ἀγωγό *πλησιάσει* ἄλλος προσγειωμένος ἀγωγός.

Τό σύστημα τῶν δύο ἀγωγῶν Α καί Β ὀνομάζεται *πυκνωτής* καί οἱ δύο ἀγωγοί ὀνομάζονται *ὁπλισμοί* τοῦ πυκνωτῆ. Ὅταν κοντά στήν πλάκα Α φέρουμε τήν πλάκα Β, αὐτή ἠλεκτρίζεται μέ ἐπαγωγή, τά ἀρνητικά φορτία φεύγουν στό ἔδαφος καί πάνω στήν πλάκα Β μένουν τά θετικά φορτία. Τότε οἱ δύο ὁπλισμοί ἔχουν ἴσα ἑτερώνυμα φορτία $+Q$ καί $-Q$. Μεταξύ τῶν δύο ὁπλισμῶν σχηματίζεται *ὁμογενές ἠλεκτρικό πεδίο*.



Σχ. 17. Ἐπίπεδος πυκνωτής.

Χωρητικότητα πυκνωτῆ. Ὁ προσγειωμένος ὁπλισμός Β ἔχει δυναμικό μηδέν, ἐνῶ ὁ ἄλλος ὁπλισμός Α ἔχει ἕνα δυναμικό U. Ὥστε μεταξύ τῶν δύο ὁπλισμῶν ὑπάρχει διαφορά δυναμικοῦ (ἤ τάση) ἴση μέ U. Ἄν συνδέσουμε μέ σύρμα τούς δύο ὁπλισμούς, τά φορτία τῶν δύο ὁπλισμῶν ἐξαφανίζονται καί λέμε ὅτι ἔγινε *ἐκφόρτιση* τοῦ πυκνωτῆ. Αὐτό συμβαίνει, γιατί τά ἠλεκτρόνια πού πλεονάζουν στόν ὁπλισμό Α καί πού ἔχουν ὁλικό φορτίο $-Q$, ἔρχονται στόν ὁπλισμό Β καί ἐξουδετερώνουν τό θετικό φορτίο του $+Q$. Ὥστε κατά τήν ἐκφόρτιση μετακινεῖται ἀπό τόν ἕναν ὁπλισμό στόν ἄλλο ἠλεκτρικό φορτίο πού, κατ' ἀπόλυτη τιμή, εἶναι ἴσο μέ Q. Αὐτό τό φορτίο τό ὀνομάζουμε *ἠλεκτρικό φορτίο τοῦ πυκνωτῆ*. Κατ' ἀναλογία μέ τόν ὁρισμό πού δώσαμε γιά τή χωρητικότητα ἀγωγοῦ, ἔχουμε τόν ἀκόλουθο *ὁρισμό :*

Χωρητικότητα (C) πυκνωτῆ ὀνομάζεται τό σταθερό πηλίκο τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου (Q) τοῦ πυκνωτῆ διά τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ (U) πού ὑπάρχει μεταξύ τῶν δύο ὁπλισμῶν του.

χωρητικότητα πυκνωτῆ $\qquad C = \dfrac{Q}{U}$

Ἡ χωρητικότητα τοῦ πυκνωτῆ μετριέται μέ τίς γνωστές μονάδες χωρητικότητας. Ἡ χωρητικότητα (C) τοῦ πυκνωτῆ ἐκφράζει τό ἠλεκτρικό φορτίο πού πρέπει νά δώσουμε στόν πυκνωτή, γιά νά αὐξηθεῖ κατά μιά μονάδα δυναμικοῦ ἡ διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ τῶν ὁπλισμῶν του (γιά $U = 1$ εἶναι $C = Q$).

19. Ἐνέργεια φορτισμένου πυκνωτῆ

Ὅπως ἕνας φορτισμένος ἀγωγός, ἔτσι καί ἕνας φορτισμένος πυκνωτής ἔχει ἀποταμιευμένη ἐνέργεια. Ἄν ὁ πυκνωτής ἔχει ἠλεκτρικό φορτίο Q καί μεταξύ τῶν ὁπλισμῶν του ὑπάρχει διαφορά δυναμικοῦ U (ἤ τάση), τότε *ἡ ἐνέργεια τοῦ πυκνωτῆ* εἶναι :

ἐνέργεια πυκνωτῆ	$E_{\eta\lambda} = \frac{1}{2} Q \cdot U$	Q σέ Cb U σέ V $E_{\eta\lambda}$ σέ Joule

Ἐπειδή ἡ χωρητικότητα τοῦ πυκνωτῆ εἶναι $C = Q/U$, ἡ παραπάνω ἐξίσωση γράφεται καί ὡς ἑξῆς :

$$E_{\eta\lambda} = \frac{1}{2} C \cdot U^2 \quad \text{καί} \quad E_{\eta\lambda} = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}$$

20. Ἐπίπεδος πυκνωτής

Ὁ ἐπίπεδος πυκνωτής ἀποτελεῖται ἀπό δύο ἐπίπεδους παράλληλους ὁπλισμούς καί ἡ ἀπόσταση τοῦ ἑνός ὁπλισμοῦ ἀπό τόν ἄλλο εἶναι l. Ἡ ἐπιφάνεια κάθε ὁπλισμοῦ ἔχει ἐμβαδό S καί μεταξύ τῶν δύο ὁπλισμῶν ὑπάρχει *κενό* (ἤ *ἀέρας*). Ἀποδεικνύεται ὅτι στό σύστημα MKSA *ἡ χωρητικότητα* (C_0) *ἐπιπέδου πυκνωτῆ* δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

χωρητικότητα ἐπιπέδου πυκνωτῆ	$C_0 = \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{l}$	ε_0 σέ $Cb^2/(N \cdot m^2)$ S σέ m^2, l σέ m C σέ F

ὅπου ε_0 εἶναι μιά σταθερή, πού ὀνομάζεται *διηλεκτρική σταθερή τοῦ κενοῦ* καί εἶναι ἴση μέ :

διηλεκτρική σταθερή τοῦ κενοῦ	$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \ \frac{Cb^2}{N \cdot m^2}$

Παράδειγμα. Ἐπίπεδος πυκνωτής βρίσκεται στό κενό, ἡ ἀπόσταση τῶν ὁπλισμῶν του εἶναι $l = 5$ mm, τό ἐμβαδό κάθε ὁπλισμοῦ εἶναι $S = 2\ m^2$ καί ἡ τάση μεταξύ τῶν ὁπλισμῶν του εἶναι $U = 10^4$ V. Θά ὑπολογίσουμε τή χωρητικότητα (C_0) τοῦ πυκνωτῆ καί τήν ἔνταση (E) τοῦ ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου πού σχηματίζεται μεταξύ τῶν ὁπλισμῶν του.
Ἡ χωρητικότητα εἶναι :

$$C_0 = \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{l} = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \ \frac{Cb^2}{N \cdot m^2} \cdot \frac{2\ m^2}{5 \cdot 10^{-3}\ m}$$

$$\text{καί} \qquad C_0 = 3{,}54 \cdot 10^{-9}\ F(*)$$

Ἡ ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι :

(*) Ἔχουμε : $\frac{Cb^2}{N \cdot m} = \frac{Cb^2}{Joule} = \frac{Cb}{Joule/Cb} = \frac{Cb}{V} = F$

$$E = \frac{U}{l} = \frac{10^4\ V}{5 \cdot 10^{-3}\ m} \quad \text{καί} \quad E = 2 \cdot 10^6\ V/m \quad (\text{ἤ } N/Cb)$$

Σχέση μεταξύ τῶν ἠλεκτρικῶν σταθερῶν $K_{\eta\lambda}$ καί ϵ_0. Στό σύστημα MKSA τό κενό ἔχει ὁρισμένη *διηλεκτρική σταθερή* ε_0. Ἡ θεωρητική καί ἡ πειραματική ἔρευνα ἀπέδειξαν ὅτι *ἡ ἠλεκτρική σταθερή* $K_{\eta\lambda}$ καί *ἡ διηλεκτρική σταθερή τοῦ κενοῦ* ε_0 συνδέονται μεταξύ τους μέ τή σχέση :

οἱ δύο ἠλεκτρικές σταθερές	$K_{\eta\lambda} = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \ \dfrac{N \cdot m^2}{Cb^2}$

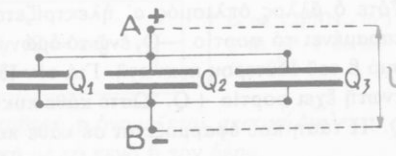
Παρατήρηση. Σύμφωνα μέ τήν παραπάνω σχέση στό σύστημα MKSA ὁ νόμος τοῦ Coulomb γιά τό κενό (ἤ τόν ἀέρα) σέ συνάρτηση μέ τή διηλεκτρική σταθερή τοῦ κενοῦ ε_0 δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

$$F_0 = K_{\eta\lambda} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2} \quad \text{ἤ} \quad \boxed{F_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2}} \quad \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_0 \text{ σέ } Cb^2/(N \cdot m^2) \\ Q_1,\ Q_2 \text{ σέ } Cb \\ r \text{ σέ } m,\ F_0 \text{ σέ } N \end{array} \right. \quad (1)$$

21. Σύνδεση πυκνωτῶν

Ἄν συνδέσουμε κατάλληλα πολλούς πυκνωτές, σχηματίζουμε μιά *συστοιχία πυκνωτῶν*. Οἱ πιό ἁπλοί τρόποι συνδέσεως τῶν πυκνωτῶν εἶναι *ἡ παράλληλη σύνδεση* καί *ἡ σύνδεση κατά σειρά*.

α. Παράλληλη σύνδεση. Στήν *παράλληλη σύνδεση* οἱ πυκνωτές συνδέονται ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 18 (δηλαδή συνδέονται ὅλοι μαζί οἱ θετικοί καί ὅλοι μαζί οἱ ἀρνητικοί ὁπλισμοί). Ἄν οἱ πυκνωτές ἔχουν χωρητικότητα C_1, C_2, C_3, τότε ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ ὁλική χωρητικότητα $C_{o\lambda}$ τῆς συστοιχίας δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση :



Σχ. 18. Παράλληλη σύνδεση πυκνωτῶν.

παράλληλη σύνδεση	$C_{o\lambda} = C_1 + C_2 + C_3$

Ἀπόδειξη. Στούς δύο ὁπλισμούς κάθε πυκνωτῆ ἐφαρμόζεται ἡ *ἴδια τάση* U. Ὥστε οἱ πυκνωτές ἔχουν ἠλεκτρικά φορτία :

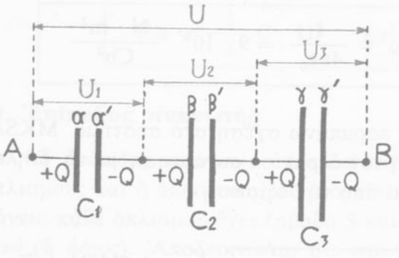
$$Q_1 = C_1 \cdot U \qquad Q_2 = C_2 \cdot U \qquad Q_3 = C_3 \cdot U$$

Τό ὁλικό φορτίο $Q_{ολ}$ τῆς συστοιχίας εἶναι :

$$Q_{ολ} = Q_1 + Q_2 + Q_3 \quad ἤ \quad Q_{ολ} = (C_1 + C_2 + C_3) \cdot U$$

Ἡ ὁλική χωρητικότητα $C_{ολ}$ τῆς συστοιχίας εἶναι :

$$C_{ολ} = \frac{Q_{ολ}}{U} \quad ἄρα \quad C_{ολ} = C_1 + C_2 + C_3$$



Σχ. 19. Σύνδεση πυκνωτῶν κατά σειρά.

β. Σύνδεση κατά σειρά. Στή *σύνδεση κατά σειρά* οἱ πυκνωτές συνδέονται ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 19 (δηλαδή ὁ ἀρνητικός ὁπλισμός τοῦ πρώτου πυκνωτῆ συνδέεται μέ τό θετικό ὁπλισμό τοῦ δεύτερου πυκνωτῆ κ.ο.κ.). Ἄν οἱ πυκνωτές ἔχουν χωρητικότητα C_1, C_2, C_3, τότε ἀποδεικνύεται ὅτι *ἡ ὁλική χωρητικότητα* $C_{ολ}$ τῆς συστοιχίας δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

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

Ἀπόδειξη. Στόν ὁπλισμό α τοῦ πρώτου πυκνωτῆ δίνουμε φορτίο +Q. Τότε ὁ ἄλλος ὁπλισμός α΄ ἠλεκτρίζεται μέ ἐπαγωγή καί στόν ὁπλισμό α΄ παραμένει τό φορτίο —Q, ἐνῶ τό ὁμώνυμο φορτίο +Q πηγαίνει στόν ὁπλισμό β τοῦ δεύτερου πυκνωτῆ. Γιά τόν ἴδιο λόγο ὁ ὁπλισμός γ τοῦ τρίτου πυκνωτῆ ἔχει φορτίο +Q. Ὥστε κάθε πυκνωτής ἔχει *τό ἴδιο ἠλεκτρικό φορτίο* Q. Ἡ τάση πού ἐφαρμόζεται σέ κάθε πυκνωτή εἶναι :

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

Ἡ ὁλική τάση U πού ἐφαρμόζεται στή συστοιχία εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν μερικῶν τάσεων, δηλαδή εἶναι :

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

$$καί \quad \frac{U}{Q} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \tag{1}$$

Ἡ ὁλική χωρητικότητα $C_{ολ}$ τῆς συστοιχίας εἶναι :

$$C_{ολ} = \frac{Q}{U} \quad ἄρα \quad \frac{1}{C_{ολ}} = \frac{U}{Q} \tag{2}$$

Ἀπό τίς ἐξισώσεις (1) καί (2) βρίσκουμε:

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

21α. Πυκνωτής μέ διηλεκτρικό ὑλικό

Ἕνας ἐπίπεδος πυκνωτής ἔχει στόν ἕνα ὁπλισμό του φορτίο $+Q$ καί στόν ἄλλο $-Q$. Ἡ ἐπιφάνεια κάθε ὁπλισμοῦ ἔχει ἐμβαδό S καί ἡ διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ τῶν δύο ὁπλισμῶν εἶναι U_0. Ἡ ἀπόσταση τῶν δύο ὁπλισμῶν εἶναι l. Ὅταν ὁ πυκνωτής βρίσκεται στό *κενό* (ἤ τόν *ἀέρα*), τότε *ἡ χωρητικότητα* (C_0) τοῦ πυκνωτῆ εἶναι:

$$C_0 = \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{l} \quad \text{καί ἰσχύει ἡ ἐξίσωση} \quad Q = C_0 \cdot U_0 \qquad (1)$$

Μεταξύ τῶν ὁπλισμῶν αὐτοῦ τοῦ πυκνωτῆ τοποθετοῦμε μιά πλάκα ἀπό *μονωτή*, π χ. γυαλί, πού ἔχει πάχος l, ὅσο ἦταν προηγουμένως τό πάχος τοῦ στρώματος τοῦ ἀέρα. Τότε ἡ χωρητικότητα *αὐξάνει* καί ἀπό C_0 γίνεται $C > C_0$. Ὁ λόγος C/C_0 ὀνομάζεται *διηλεκτρική σταθερή* (ε) τοῦ γυαλιοῦ, δέν ἔχει διαστάσεις καί εἶναι διαφορετική γιά κάθε μονωτικό ὑλικό. Γενικά οἱ μονωτές ὀνομάζονται καί *διηλεκτρικά* ὑλικά. Ἀπό τά παραπάνω συνάγεται ὅτι *ἡ χωρητικότητα* (C) τοῦ ἐπίπεδου πυκνωτῆ, ὅταν μεταξύ τῶν ὁπλισμῶν του ὑπάρχει *ὑλικό μέ διηλεκτρική σταθερή* ε, εἶναι:

χωρητικότητα πυκνωτῆ μέ διηλεκτρικό	$C = \varepsilon \cdot C_0 \quad \text{ἤ} \quad C = \varepsilon\varepsilon_0 \cdot \dfrac{S}{l}$	ε_0 σέ $Cb^2/(N \cdot m^2)$ S σέ m^2, l σέ m C σέ F

Παρατήρηση. Ἡ διηλεκτρική σταθερή ε ὀνομάζεται *σχετική διηλεκτρική σταθερή* τοῦ ὑλικοῦ, δηλαδή σχετικά μέ τό κενό ἤ τόν ἀέρα.

Διηλεκτρική σταθερή (ε) μερικῶν διηλεκτρικῶν

Παραφίνη 2. Χαρτί 2,4. Γυαλί 2 - 16. Μαρμαρυγίας 5 - 7.

21β. Μορφές πυκνωτῶν

Ὁ πυκνωτής πού ἐξετάσαμε εἶναι *ἐπίπεδος πυκνωτής*. Στίς πρακτικές ἐφαρμογές χρησιμοποιοῦμε σήμερα διάφορες μορφές πυκνωτῶν. Ὁ *φυλλωτός πυκνωτής* ἀποτελεῖται ἀπό δύο στενόμακρα φύλλα ἀργιλίου καί μεταξύ τους ὑπάρχει ὡς διηλεκτρικό μιά ταινία ἀπό παραφινωμένο χαρτί (σχ. 20). Οἱ ὁπλισμοί καί τό διηλεκτρικό τυλίγονται, ὥστε ὁ πυκνωτής νά ἔχει

Σχ. 20. Φυλλωτός πυκνωτής.

Σχ. 21. Μεταβλητός πυκνωτής καί συμβολική παράστασή του.

μικρό ὄγκο. Ὁ *μεταβλητός πυκνωτής* ἔχει ὡς διηλεκτρικό τόν ἀέρα (σχ. 21). Ὁ ἕνας ὁπλισμός του ἀποτελεῖται ἀπό ἀκίνητες ἡμικυκλικές πλάκες, πού συνδέονται μεταξύ τους μέ μεταλλικές ράβδους. Ὁ ἄλλος ὁπλισμός του ἀποτελεῖται ἀπό ὅμοιες ἡμικυκλικές πλάκες, πού εἶναι στερεωμένες πάνω σέ ἄξονα καί μποροῦν νά μπαίνουν περισσότερο ἤ λιγότερο ἀνάμεσα στίς μόνιμες πλάκες. Μέ τή μετακίνηση τοῦ κινητοῦ ὁπλισμοῦ μεταβάλλεται ἡ ἐπιφάνεια (S) τῶν ὁπλισμῶν καί ἔτσι μεταβάλλεται ἡ χωρητικότητα τοῦ πυκνωτῆ. Οἱ μεταβλητοί πυκνωτές χρησιμοποιοῦνται στή ραδιοφωνία καί τήν τηλεόραση. Σέ μερικές περιπτώσεις χρησιμοποιοῦνται πυκνωτές μέ *ὑγρά διηλεκτρικά* (π χ. ὀρυκτέλαιο).

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

21. Ἀγωγός ἔχει χωρητικότητα $C = 10\ \mu F$ καί δυναμικό $U = 4\ V$. Πόσο εἶναι τό φορτίο τοῦ ἀγωγοῦ;

22. Σφαιρικός ἀγωγός ἔχει ἀκτίνα $R = 6$ cm καί δυναμικό $U = 33 \cdot 10^3$ V. Πόση εἶναι ἡ χωρητικότητα καί πόσο τό φορτίο τοῦ ἀγωγοῦ;

23. Δύο μεταλλικές σφαῖρες ἔχουν ἀκτίνες $R_1 = 2$ cm καί $R_2 = 1$ cm καί ἔχουν ἀντίστοιχα φορτία $q_1 = 40 \cdot 10^{-9}$ Cb καί $q_2 = -30 \cdot 10^{-9}$ Cb. Ἀρχικά οἱ δύο σφαῖρες εἶναι μονωμένες, ἔπειτα τίς συνδέουμε μέ σύρμα πού ἔχει ἀσήμαντη χωρητικότητα. Πόσο εἶναι τό δυναμικό τῶν σφαιρῶν μετά τή σύνδεσή τους;

24. Σφαιρικός ἀγωγός ἔχει ἀκτίνα $R = 9$ cm. Πόσο φορτίο πρέπει νά λάβει ὁ ἀγωγός, γιά νά ἔχει ἐνέργεια ἴση μέ $E_{\eta\lambda} = 5$ Joule; Πόσο εἶναι τότε τό δυναμικό τοῦ ἀγωγοῦ;

25. Δύο μεταλλικές σφαῖρες Α καί Β ἔχουν ἀκτῖνες $R_A = 5$ cm, $R_B = 20$ cm καί ἀντίστοιχα δυναμικό $U_A = 30 \cdot 10^3$ V καί $U_B = 18 \cdot 10^3$ V. Γιά μιά στιγμή φέρνουμε σέ ἐπαφή τίς δύο σφαῖρες καί ἔπειτα τίς ἀπομακρύνουμε. α) Πόσο εἶναι τό φορτίο κάθε σφαίρας πρίν ἀπό τήν ἐπαφή της καί μετά τήν ἐπαφή της μέ τήν ἄλλη σφαίρα; β) Πόσο εἶναι τό ἄθροισμα τῶν ἐνεργειῶν τῶν δύο σφαιρῶν πρίν ἀπό τήν ἐπαφή τους καί μετά τήν ἐπαφή τους;

26. Ὁ κάθε ὁπλισμός ἑνός ἐπίπεδου πυκνωτῆ ἔχει ἐμβαδό $S = 1$ m καί μεταξύ τῶν ὁπλισμῶν του ὑπάρχει στρῶμα ἀέρα, πού ἔχει πάχος $l = 1$ mm. Ὁ ἕνας ὁπλισμός συνδέεται μέ τή γῆ, ἐνῶ ὁ ἄλλος ὁπλισμός συνδέεται μέ πηγή πού ἔχει σταθερό δυναμικό $U = 600$ V. Νά βρεθεῖ ἡ χωρητικότητα, τό φορτίο καί ἡ ἐνέργεια τοῦ πυκνωτῆ.

27. Πυκνωτής ἔχει χωρητικότητα $C = 25 \mu F$. Πόση τάση U ὑπάρχει μεταξύ τῶν δύο ὁπλισμῶν του, ὅταν τό φορτίο του εἶναι $q = 10^{-3}$ Cb ; Πόση ἐνέργεια ἔχει τότε ὁ πυκνωτής;

28. Ὁ κάθε ὁπλισμός ἑνός ἐπίπεδου πυκνωτῆ ἔχει ἐμβαδό $S = 10 \ cm^2$ καί ἡ ἀπόσταση μεταξύ τῶν ὁπλισμῶν του εἶναι $l = 1$ mm. Πόση εἶναι ἡ χωρητικότητα τοῦ πυκνωτῆ, ὅταν ἐφαρμόζεται στούς δύο ὁπλισμούς του τάση $U = 1000$ V καί πόση εἶναι ἡ ἐνέργεια τοῦ πυκνωτῆ ;

29. Οἱ δύο ὁριζόντιοι ὁπλισμοί ἑνός πυκνωτῆ ἀπέχουν μεταξύ τους $l = 2$ cm καί ἔχουν διαφορά δυναμικοῦ $U = 3000$ V. α) Πόση εἶναι ἡ ἔνταση τοῦ ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου ; β) Μεταξύ τῶν δύο ὁπλισμῶν διατηρεῖται αἰωρούμενη μιά ἠλεκτρισμένη σταγόνα λαδιοῦ, πού ἔχει μάζα $m = 12 \cdot 10^{-12}$ gr. Πόσο εἶναι τό φορτίο q τῆς σταγόνας ; $g = 10 \ m/sec^2$.

30. Δύο πυκνωτές ἔχουν χωρητικότητα $C_1 = 5 \mu F$ καί $C_2 = 15 \mu F$. α) Πόση εἶναι ἡ χωρητικότητα τῆς συστοιχίας, ὅταν συνδεθοῦν παράλληλα ἤ κατά σειρά ; β) Ὅταν συνδεθοῦν παράλληλα, πόση τάση U πρέπει νά ἐφαρμόζεται στίς ἄκρες τῆς συστοιχίας, ὥστε τό ὁλικό φορτίο της νά εἶναι $Q_{ολ} = 1$ Cb ; Πόσο εἶναι τότε τό φορτίο κάθε πυκνωτῆ ;

31. Πέντε ὅμοιοι πυκνωτές ($\nu = 5$), πού ὁ καθένας ἔχει χωρητικότητα $C = 20 \mu F$, συνδέονται κατά σειρά καί στίς ἄκρες τῆς συστοιχίας ἐφαρμόζεται τάση $U = 1200$ V. Νά βρεθεῖ : α) ἡ ὁλική χωρητικότητα $C_{ολ}$ τῆς συστοιχίας· β) τό φορτίο Q κάθε πυκνωτῆ καί τό ὁλικό φορτίο $Q_{ολ}$ τῆς συστοιχίας καί γ) ἡ ἐνέργεια E κάθε πυκνωτῆ καί ἡ ὁλική ἐνέργεια $E_{ολ}$ τῆς συστοιχίας.

32. Μεταβλητός πυκνωτής ἀποτελεῖται ἀπό 16 σταθερά καί ἀπό 15 στρεπτά ἡμικύκλια, πού ἔχουν ἀκτίνα $r = 4$ cm. Ἡ ἀπόσταση μεταξύ δύο διαδοχικῶν ἡμικύκλιων εἶναι $l = 1{,}25$ mm. Πόση εἶναι ἡ μεγαλύτερη χωρητικότητα C τοῦ πυκνωτῆ ;

33. Ἡ ἀπόσταση τῶν δύο ὁριζόντιων ὁπλισμῶν ἑνός πυκνωτῆ εἶναι $l = 2$ cm καί μεταξύ τῶν δύο ὁπλισμῶν του ὑπάρχει τάση $U = 120$ V. 1) Νά βρεθεῖ ἡ ἔνταση E τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. 2) Τό μέτρο τῆς δυνάμεως F πού ἐνεργεῖ πάνω σέ ἕνα ἠλεκτρόνιο, ὅταν αὐτό βρίσκεται μέσα στό ἠλεκτρικό πεδίο. $|e| = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Cb.

34. Στό προηγούμενο πρόβλημα (33) τό ἠλεκτρόνιο ξεκινάει ἀπό τόν ἀρνητικό ὁπλισμό τοῦ πυκνωτῆ χωρίς ἀρχική ταχύτητα. Νά βρεθεῖ ἡ ἐπιτάχυνση τῆς κινήσεως τοῦ ἠλεκτρονίου καί ὁ λόγος τῆς κατακόρυφης ἠλεκτροστατικῆς δυνάμεως F πού ἐνεργεῖ πάνω στό ἠλεκτρόνιο πρός τή δύναμη $F_{βαρ}$ πού ὀφείλεται στή βαρύτητα. $m_e = 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ kgr. $g = 9{,}8 \ m/sec^2$.

35. Μεταξύ τῶν δύο ὁριζόντιων ὁπλισμῶν ἑνός πυκνωτῆ, πού ἡ ἀπόστασή τους εἶναι $l = 2$ cm διατηρεῖται αἰωρούμενη μιά φορτισμένη σταγόνα λαδιοῦ πού ἔχει μάζα $m = 4 \cdot 10^{-13}$ kgr καί φορτίο $q = 2{,}4 \cdot 10^{-18}$ Cb. Νά βρεθεῖ ἡ τάση U μεταξύ τῶν δύο ὁπλισμῶν τοῦ πυκνωτῆ καί ἡ ἔνταση E τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. $g = 9{,}8 \ m/sec^2$.

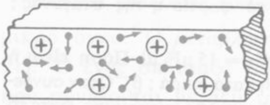
36. Στούς δύο ὁπλισμούς ἑνός πυκνωτῆ ἐφαρμόζεται τάση $U = 4000$ V καί ἡ ἀπόστασή τους εἶναι $l = 2$ cm. Ἕνα ἠλεκτρόνιο κινεῖται μέ σταθερή ταχύτητα πού ἔχει μέτρο $\upsilon_o = 10^4$ m/sec καί μπαίνει μέσα στό ἠλεκτρικό πεδίο ἔτσι, ὥστε ἡ ταχύτητά του νά ἔχει τή διεύθυνση τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. 1) Νά προσδιοριστεῖ ἡ δύναμη πού ἐνεργεῖ πάνω στό ἠλεκτρόνιο. 2) Ἡ κινητική ἐνέργεια $E_{κιν}$ τοῦ ἠλεκτρονίου πρίν μπεῖ μέσα στό ἠλεκτρικό πεδίο. 3) Ἡ μεταβολή $\Delta E_{κιν}$ τῆς κινητικῆς ἐνέργειας τοῦ ἠλεκτρονίου κατά τήν κίνησή του μέσα στό ἠλεκτρικό πεδίο. $m_e = 9 \cdot 10^{-31}$ kgr. $|e| = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Cb.

Συνεχές ἠλεκτρικό ρεῦμα

ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ ΟΗΜ

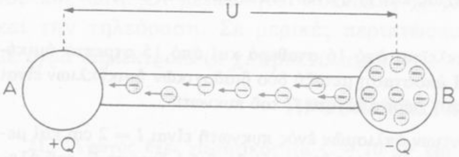
22. Τό ἠλεκτρικό ρεῦμα ὡς ροή ἠλεκτρονίων

Μέσα σέ ἕνα σύρμα πού δέν διαρρέεται ἀπό ρεῦμα τά ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια κινοῦνται ἄτακτα (σχ. 22).

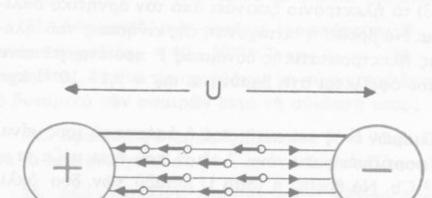


Σχ. 22. Τά ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια κινοῦνται ἄτακτα.

Δύο ἶσοι σφαιρικοί ἀγωγοί Α καί Β ἔχουν ἠλεκτρικά φορτία +Q καί —Q καί ἐπομένως μεταξύ αὐτῶν τῶν δύο ἀγωγῶν ὑπάρχει διαφορά δυναμικοῦ U. Ἄν συνδέσουμε τούς δύο ἀγωγούς, τότε μέ τήν ἐπίδραση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου τά ἠλεκτρόνια πού πλεονάζουν στόν ἀγωγό Β ἔρχονται μέσω τοῦ σύρματος στόν ἀγωγό Α καί ἐξουδετερώνουν τό θετικό φορτίο του (σχ. 23). Ἔτσι οἱ δύο ἀγωγοί γίνονται οὐδέτεροι. Αὐτή *ἡ ροή ἠλεκτρονίων* μέσα στό σύρμα εἶναι ἕνα **ἠλεκτρικό ρεῦμα.** Σ' αὐτή τήν περίπτωση ἡ διάρκεια τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος εἶναι ἐλάχιστη. Τά ἠλεκτρόνια κινοῦνται μέ φορά ἀντίθετη μέ τή φορά τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου (σχ. 24)



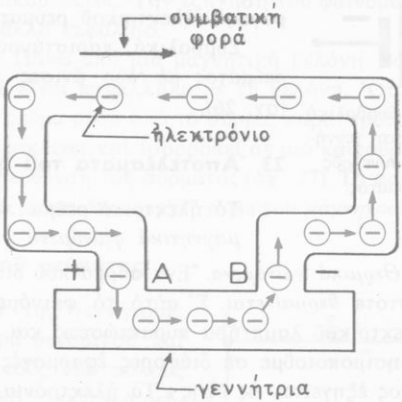
Σχ. 23. Ροή ἠλεκτρονίων ἀπό τόν ἀγωγό Β πρός τόν ἀγωγό Α.



Σχ. 24. Τό ἠλεκτρικό πεδίο ἔχει φορά ἀπό τόν ἀγωγό Α πρός τόν ἀγωγό Β.

Ἄν θέλουμε νά εἶναι *συνεχής ἡ ροή* τῶν ἠλεκτρονίων μέσα στό σύρμα, τότε πρέπει συνεχῶς νά ἀφαιροῦνται ἀπό τόν ἀγωγό Α τά ἠλεκτρόνια πού ἔρχονται σ' αὐτόν καί νά ξαναγυρίζουν στόν ἀγωγό Β. Πρέπει δηλαδή νά διατηρεῖται *σταθερή διαφορά δυναμικοῦ* U μεταξύ τῶν δύο ἀγωγῶν Α καί Β. Ἡ συνεχής ἀφαίρεση τῶν ἠλεκτρονίων ἀπό τόν ἀγωγό Α καί ἡ ἐπαναφορά τους στόν ἀγωγό Β γίνεται μέ εἰδικές μηχανές πού ὀνομάζονται **γεννήτριες ρεύμα-**

ος ἤ πιό ἁπλά **γεννήτριες** (σχ. 25). Ἔτσι μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι κάθε γεννήτρια εἶναι μιά ἀντλία ἠλεκτρονίων. Οἱ δύο ἀγωγοί Α καί Β ἀποτελοῦν τούς δύο *πόλους* τῆς γεννήτριας (*θετικός* καί *ἀρνητικός* πόλος). Τό ἠλεκτρικό ρεῦμα πού περνάει μέσα ἀπό τό σύρμα ἔχει *σταθερή φορά ἀπό τόν ἀρνητικό πρός τό θετικό πόλο* τῆς γεννήτριας (*συνεχές ἠλεκτρικό ρεῦμα*). Αὐτή ἡ φορά τοῦ ρεύματος λέγεται *πραγματική φορά*. Ὅταν δέν ἦταν ἀκόμη γνωστή ἡ φύση τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, δέχτηκαν κατά συνθήκη ὅτι τό ρεῦμα πηγαίνει *ἀπό τό θετικό πρός τόν ἀρνητικό πόλο* τῆς γεννήτριας. Αὐτή ἡ φορά τοῦ ρεύματος λέγεται *συμβατική φορά* καί ἐξακολουθεῖ νά ἐφαρμόζεται στήν τεχνική. Ἀπό τά παραπάνω καταλήγουμε στά ἑξῆς συμπεράσματα :



Σχ. 25. Ἡ γεννήτρια ἐξασφαλίζει τή ροή τῶν ἠλεκτρονίων μέσα στό σύρμα.

I. Τό ἠλεκτρικό ρεῦμα εἶναι ροή ἠλεκτρονίων.

II. Ἡ γεννήτρια δημιουργεῖ μεταξύ τῶν δύο πόλων της σταθερή διαφορά δυναμικοῦ (τάση) καί ἐξαιτίας της προκαλεῖται συνεχής ροή ἠλεκτρονίων ἀπό τόν ἀρνητικό πρός τό θετικό πόλο τῆς γεννήτριας μέσω τοῦ ἀγωγοῦ πού συνδέει τούς δύο πόλους της.

Παρατήρηση. Θά ἐξετάσουμε τό ἠλεκτρικό ρεῦμα χρησιμοποιώντας τή συμβατική φορά τοῦ ρεύματος.

Εἴδη γεννητριῶν. Στήν πράξη χρησιμοποιοῦμε κυρίως τρία εἴδη γεννητριῶν, τά *ἠλεκτρικά στοιχεῖα*, τούς *συσσωρευτές* καί τίς *βιομηχανικές γεννήτριες*.

Τά *ἠλεκτρικά στοιχεῖα* χρησιμοποιοῦνται μόνο γιά τή λειτουργία μικρῶν φορητῶν συσκευῶν (ἠλεκτρικά φανάρια, ραδιόφωνα, μαγνητόφωνα, ἀκουστικά, ὑπολογιστές κ.ἄ.).

Οἱ *συσσωρευτές* χρησιμοποιοῦνται σέ πάρα πολλές ἐφαρμογές (αὐτοκίνητα, ὑποβρύχια, ἐργαστήρια κ.ἄ.).

Οἱ *βιομηχανικές γεννήτριες* ἀποτελοῦν τό σπουδαιότερο εἶδος γεννη-

Σχ. 26. Συμβολική παράσταση γεννήτριας συνεχοῦς ρεύματος.

τριῶν καί χρησιμοποιοῦνται γιά τή βιομηχανική παραγωγή ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.

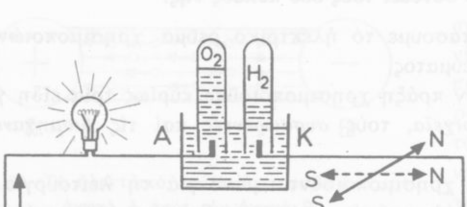
Συμβολικά παριστάνουμε μιά γεννήτρια συνεχοῦς ρεύματος μέ δύο ἄνισες παράλληλες μικρές εὐθεῖες (σχ. 26).

23. Ἀποτελέσματα τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος

Τό ἠλεκτρικό ρεῦμα *προκαλεῖ θερμικά, χημικά καί μαγνητικά φαινόμενα.*

α. Θερμικά φαινόμενα. Ἕνα σύρμα πού διαρρέεται ἀπό ἠλεκτρικό ρεῦμα πάντοτε *θερμαίνεται.* Σ' αὐτό τό φαινόμενο στηρίζεται ἡ λειτουργία τοῦ ἠλεκτρικοῦ λαμπτήρα πυρακτώσεως καί πολλῶν θερμικῶν συσκευῶν πού χρησιμοποιοῦμε σέ διάφορες ἐφαρμογές (σχ. 27). Ἡ θέρμανση τοῦ σύρματος ἐξηγεῖται ὡς ἑξῆς : Τά ἠλεκτρόνια, μέ τήν ἐπίδραση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, κινοῦνται καί ἑπομένως ἀποκτοῦν *κινητική ἐνέργεια.* Καθώς ὅμως προχωροῦν μέσα στή μάζα τοῦ σύρματος συγκρούονται μέ τά ἀκίνητα ἄτομα τοῦ μετάλλου καί τότε μέρος τῆς κινητικῆς ἐνέργειας τῶν ἠλεκτρονίων *μετατρέπεται σέ θερμότητα.* Ἡ θέρμανση τῶν ἀγωγῶν ἐξαιτίας τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος πού περνάει μέσα ἀπό αὐτούς ὀνομάζεται *φαινόμενο Joule.*

β. Χημικά φαινόμενα. Ὅταν τό ἠλεκτρικό ρεῦμα περνάει μέσα ἀπό ὑδατικά διαλύματα ὀξέων, βάσεων καί ἀλάτων, ἐμφανίζονται προϊόντα πού προέρχονται ἀπό τή *χημική ἀποσύνθεση* αὐτῶν τῶν σωμάτων. Τό φαινόμενο αὐτό ὀνομάζεται *ἠλεκτρόλυση* καί ἡ συσκευή πού χρησιμοποιεῖται γιά τήν ἠλεκτρόλυση ὀνομάζεται *βολτάμετρο* (σχ. 27). Τά δύο ἠλεκτρόδια, πού συνδέονται μέ τό θετικό καί τόν ἀρνητικό πόλο τῆς γεννήτριας, ὀνομάζονται ἀντίστοιχα *ἄνοδος* καί *κάθοδος.*



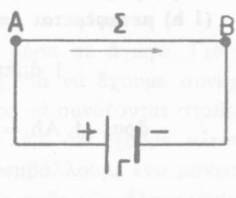
Σχ. 27. Θερμικά, χημικά καί μαγνητικά ἀποτελέσματα τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.

Κατά τήν ἠλεκτρόλυση ἀραιῶν διαλυμάτων ὀξέων *στήν κάθοδο* συλλέγεται ὑδρογόνο, ἐνῶ κατά τήν ἠλεκτρόλυση διαλυμάτων βάσεων καί ἀλάτων συλλέγεται μέταλλο. Στό σχῆμα 27 φαίνονται τά προϊόντα πού συλλέγονται στά δύο ἠλεκτρόδια κατά τήν ἠλεκτρόλυση διαλύματος θειικοῦ ὀξέος. Τήν ἐξήγηση τοῦ φαινομένου τῆς ἠλεκτρολύσεως θά δοῦμε σέ ἄλλο κεφάλαιο.

γ. *Μαγνητικά φαινόμενα.* Πάνω ἀπό μιά μαγνητική βελόνη πού ἠρεμεῖ, φέρνουμε ἕνα σύρμα πού εἶναι παράλληλο μέ τή βελόνη. Ὅταν ἀφήσουμε νά περάσει ἠλεκτρικό ρεῦμα μέσα ἀπό τό σύρμα, παρατηροῦμε ὅτι ἡ μαγνητική βελόνη ἀμέσως ἀποκλίνει καί ἰσορροπεῖ σέ μιά καινούρια θέση σχηματίζοντας γωνία μέ τή διεύθυνση τοῦ σύρματος (σχ. 27). Τό φαινόμενο αὐτό δείχνει ὅτι τό ἠλεκτρικό ρεῦμα δημιουργεῖ γύρω του *μαγνητικό πεδίο.*

24. Ἔνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος

Μεταξύ τῶν δύο πόλων τῆς γεννήτριας διατηρεῖται σταθερή διαφορά δυναμικοῦ καί τότε τό σύρμα πού συνδέει τούς δύο πόλους τῆς γεννήτριας διαρρέεται ἀπό ἠλεκτρικό ρεῦμα (σχ.28). Αὐτό τό ρεῦμα ἔχει *σταθερή φορά* ἀπό τό θετικό πρός τόν ἀρνητικό πόλο τῆς γεννήτριας (συμβατική φορά) καί ὀνομάζεται *συνεχές ἠλεκτρικό ρεῦμα.* Στή διάρκεια χρόνου t ἀπό μιά τομή τοῦ σύρματος περνάει ἠλεκτρικό φορτίο Q καί ἰσχύει ὁ ἑξῆς *ὁρισμός :*



Σχ. 28. Τό σύρμα (Σ) διαρρέεται ἀπό συνεχές ἠλεκτρικό ρεῦμα.

Ἔνταση (I) ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ὀνομάζεται τό πηλίκο τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου (Q) πού περνάει ἀπό μιά τομή τοῦ ἀγωγοῦ διά τοῦ ἀντίστοιχου χρόνου (t).

$$\text{ἔνταση ἠλεκτρικοῦ ρεύματος} = \frac{\text{φορτίο}}{\text{χρόνος}} \qquad I = \frac{Q}{t}$$

Μονάδα ἐντάσεως ρεύματος. Στό σύστημα MKSA ἡ ἔνταση ἠλεκτρικοῦ ρεύματος εἶναι *θεμελιῶδες μέγεθος. Ἡ μονάδα ἐντάσεως ρεύματος* ὀνομάζεται *Ampère* (1 A) καί ὁρίζεται ἀπό ὁρισμένη ἐξίσωση τοῦ ἠλεκτρομαγνητισμοῦ, μποροῦμε ὅμως νά τήν ὁρίσουμε ἀπό τήν ἐξίσωση $I = Q/t$, ἄν βάλουμε σ' αὐτή $Q = 1$ Cb καί $t = 1$ sec. Ἔτσι βρίσκουμε ὅτι :

1 Ampère εἶναι ἡ ἔνταση ρεύματος πού κατά δευτερόλεπτο (1 sec) μεταφέρει ἠλεκτρικό φορτίο ἴσο μέ 1 Coulomb (1 Cb).

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

Στίς πρακτικές ἐφαρμογές χρησιμοποιοῦνται καί τά ὑποπολλαπλάσια :

1 milliampère (1 mA) = 10^{-3} A, 1 microampère (1 μA) = 10^{-6} A

Ἡ μονάδα ἠλεκτρικοῦ φορτίου ἀμπερώριο. Ἀπό τήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ τῆς ἐντάσεως ρεύματος I = Q/t βρίσκουμε ὅτι στή διάρκεια χρόνου t ἕνα ἠλεκτρικό ρεῦμα πού ἔχει ἔνταση I *μεταφέρει ἠλεκτρικό φορτίο :*

$$Q = I \cdot t$$

Ἀπό αὐτή τήν ἐξίσωση ὁρίζουμε μιά νέα πρακτική μονάδα ἠλεκτρικοῦ φορτίου, πού ὀνομάζεται *ἀμπερώριο* (1 Ah) καί ὁρίζεται ὡς ἑξῆς :

1 ἀμπερώριο (1 Ah) εἶναι τό ἠλεκτρικό φορτίο, πού μέσα σέ μιά ὥρα (1 h) μεταφέρεται ἀπό ἠλεκτρικό ρεῦμα ἐντάσεως ἑνός Ampère (1 A).

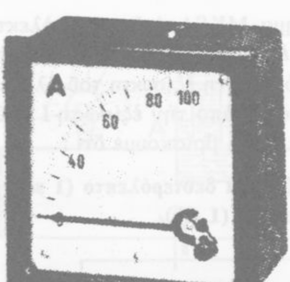
$$1 \text{ ἀμπερώριο } (1\ Ah) = 1\ A \cdot 1\ h$$

$$\text{ἄρα} \quad 1\ Ah = 1\,\frac{Cb}{sec} \cdot 3600\ sec \quad \text{καί} \quad 1\ Ah = 3600\ Cb$$

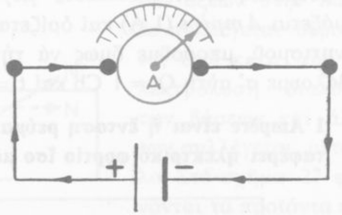
25. Μέτρηση τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος

Γιά τή μέτρηση τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος χρησιμοποιοῦμε εἰδικά ὄργανα πού ὀνομάζονται *ἀμπερόμετρα* (σχ. 29). Ἡ λειτουργία τους στηρίζεται στά θερμικά ἤ τά μαγνητικά ἀποτελέσματα τοῦ ρεύματος. Τό ἀμπερόμετρο τό συνδέουμε μέ τόν ἀγωγό ἔτσι, ὥστε τό ρεῦμα πού θέλουμε νά μετρήσουμε τήν ἔντασή του νά περνάει μέσα ἀπό τό ὄργανο (σχ. 30). Μέ τό ἀμπερόμετρο βρίσκουμε ὅτι :

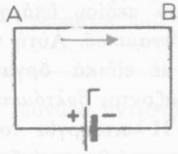
Σέ ὅλο τό μῆκος τοῦ ἀγωγοῦ πού συνδέει τούς πόλους τῆς γεννήτριας ἡ ἔνταση (I) τοῦ ρεύματος εἶναι σταθερή.



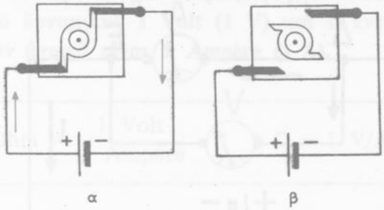
Σχ. 29. Ἀμπερόμετρο.



Σχ. 30. Μέτρηση τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος.



Σχ. 31. Κλειστό κύκλωμα.



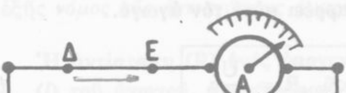
Σχ. 32. Διακόπτης (α κλειστό κύκλωμα, β ἀνοιχτό κύκλωμα).

26. Κύκλωμα

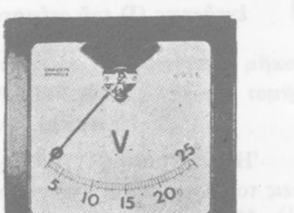
Τό ἠλεκτρικό ρεῦμα εἶναι ροή ἠλεκτρονίων μέσα σέ ἀγωγό. Γιά νά εἶναι συνεχής αὐτή ἡ ροή ἠλεκτρονίων, δηλαδή γιά νά ἔχουμε συνεχές ἠλεκτρικό ρεῦμα, πρέπει οἱ δύο ἄκρες τοῦ σύρματος νά συνδέονται σταθερά μέ τούς δύο πόλους τῆς γεννήτριας (σχ. 31) Τότε λέμε ὅτι ἔχουμε *κλειστό κύκλωμα*. Ἄν σέ ἕνα σημεῖο τοῦ κυκλώματος παρεμβάλλουμε ἕνα μονωτή, π.χ. ἕνα στρῶμα ἀέρα, τότε συμβαίνει διακοπή τῆς ροῆς τῶν ἠλεκτρονίων, δηλαδή *διακοπή* τοῦ ρεύματος καί λέμε ὅτι ἔχουμε *ἀνοιχτό κύκλωμα*. Γιά τή διακοπή ἤ τήν ἀποκατάσταση τοῦ ρεύματος χρησιμοποιοῦμε τούς *διακόπτες*, πού ὡς μονωτή ἔχουν συνήθως τόν ἀέρα (σχ. 32).

27. Διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ δύο σημείων τοῦ ἀγωγοῦ

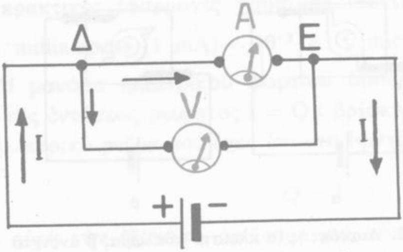
Ὅταν οἱ δύο πόλοι τῆς γεννήτριας συνδέονται μέ σύρμα, τό κύκλωμα εἶναι κλειστό καί τό σύρμα διαρρέεται ἀπό ρεῦμα πού ἔχει σταθερή ἔνταση Ι. Αὐτή τή μετρᾶμε μέ ἕνα ἀμπερόμετρο (σχ. 33). Ἡ κίνηση τῶν ἠλεκτρονίων μέσα στό σύρμα ὀφείλεται στό *ἠλεκτρικό πεδίο* πού ὑπάρχει τότε μέσα στό σύρμα. Οἱ δυναμικές γραμμές τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἀρχίζουν ἀπό τό θετικό πόλο τῆς γεννήτριας καί καταλήγουν στόν ἀρνητικό πόλο της. Μεταξύ δύο σημείων Δ καί Ε τοῦ σύρματος τά ἠλεκτρόνια κινοῦνται, ἐπειδή μεταξύ



Σχ. 33. Μεταξύ τῶν σημείων Δ καί Ε τοῦ κυκλώματος ὑπάρχει διαφορά δυναμικοῦ (τάση).



Σχ. 34. Βολτόμετρο.



Σχ. 35. Μέτρηση τῆς ἐντάσεως I τοῦ ρεύματος μέ τό ἀμπερόμετρο (A) καί τῆς τάσεως U μεταξύ τῶν σημείων Δ καί Ε μέ τό βολτόμετρο (V).

αὐτῶν τῶν δύο σημείων τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ὑπάρχει *διαφορά δυναμικοῦ*. Αὐτή τή μετρᾶμε μέ εἰδικά ὄργανα πού ὀνομάζονται *βολτόμετρα* (σχ. 34). Ἡ λειτουργία τους στηρίζεται στά θερμικά ἤ τά μαγνητικά ἀποτελέσματα τοῦ ρεύματος (ὅπως καί στά ἀμπερόμετρα). Γιά νά μετρήσουμε τή διαφορά δυναμικοῦ (ἤ τάση) μεταξύ τῶν δύο σημείων Δ καί Ε τοῦ ἀγωγοῦ, σχηματίζουμε μιά *διακλάδωση* τοῦ ρεύματος συνδέοντας τό βολτόμετρο μέ τά δύο σημεῖα Δ καί Ε τοῦ ἀγωγοῦ (σχ. 35).

Παρατήρηση. Τό ἀμπερόμετρο μπαίνει στό κύκλωμα *κατά σειρά*, ἐνῶ τό βολτόμετρο μπαίνει σέ ἕνα τμῆμα τοῦ κυκλώματος *κατά διακλάδωση*.

28. Νόμος τοῦ Ohm γιά τμῆμα ἀγωγοῦ

α. Ἀντίσταση ἀγωγοῦ. Ἕνα τμῆμα ΔΕ τοῦ ἀγωγοῦ (σχ. 35) διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I πού τή μετρᾶμε μέ ἀμπερόμετρο. Μεταξύ τῶν δύο ἄκρων Δ καί Ε τοῦ ἀγωγοῦ ὑπάρχει διαφορά δυναμικοῦ U (ἤ τάση), πού τή μετρᾶμε μέ βολτόμετρο. Πειραματικά βρίσκουμε ὅτι, ἄν ἡ διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ τῶν σημείων Δ καί Ε γίνει 2U, 3U, 4U ... ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος γίνεται ἀντίστοιχα 2I, 3I, 4I... Ἄρα γιά τό τμῆμα ΔΕ τοῦ ἀγωγοῦ τό πηλίκο τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ πού ἐφαρμόζεται στίς ἄκρες τοῦ ἀγωγοῦ διά τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος εἶναι *σταθερό*, χαρακτηριστικό γι' αὐτό τόν ἀγωγό (ΔΕ) καί ὀνομάζεται *ἀντίσταση* τοῦ ἀγωγοῦ. Ὥστε :

Ἀντίσταση (R) ἑνός ἀγωγοῦ ὀνομάζεται τό σταθερό πηλίκο τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ (U), πού ἐφαρμόζεται στίς ἄκρες τοῦ ἀγωγοῦ, διά τῆς ἐντάσεως (I) τοῦ ρεύματος, πού διαρρέει αὐτό τόν ἀγωγό.

$$\boxed{\text{ἀντίσταση ἀγωγοῦ} \quad R = \frac{U}{I}} \qquad (1)$$

Ἡ ἀντίσταση (R) ἑνός ἀγωγοῦ ἐξαρτᾶται ἀπό *τό ὑλικό* καί *τίς διαστάσεις* τοῦ ἀγωγοῦ καί ἀπό *τή θερμοκρασία* του.

Μονάδα ἀντιστάσεως ἀγωγοῦ. Ἀπό τήν ἐξίσωση (1) βρίσκουμε τή *μονάδα ἀντιστάσεως ἀγωγοῦ*, ἡ ὁποία στό σύστημα MKSA ὀνομάζεται *Ohm* (ὤμ, 1 Ω) καί ὁρίζεται ὡς ἑξῆς :

1 Ohm (1 Ω) εἶναι ἡ ἀντίσταση πού ἔχει ἕνας ἀγωγός, ὅταν στίς ἄκρες του ἐφαρμόζεται διαφορά δυναμικοῦ 1 Volt (1 V) καί ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τόν ἀγωγό εἶναι 1 Ampère (1 A).

μονάδα ἀντιστάσεως $1 \text{ Ohm} = \dfrac{1 \text{ Volt}}{1 \text{ Ampère}}$ $\quad 1\ \Omega = 1\ \text{V/A}$

Στίς ἐφαρμογές χρησιμοποιοῦμε καί τά ἑξῆς πολλαπλάσια ἤ ὑποπολλαπλάσια τῆς μονάδας Ohm:

1 kiloohm (1 kΩ) $= 10^3\ \Omega$ $\quad$ 1 megaohm (1 MΩ) $= 10^6\ \Omega$

1 microohm (1 μΩ) $= 10^{-6}\ \Omega$

Παρατήρηση. Μιά στήλη ὑδραργύρου, πού σέ θερμοκρασία 0^0 C ἔχει μῆκος 106,3 cm καί τό ἐμβαδό τῆς διατομῆς της εἶναι 1 mm^2, ἔχει ἀντίσταση ἴση μέ 1 Ohm καί ἀποτελεῖ τό *πρότυπο τῆς μονάδας ἀντιστάσεως.*

β. Νόμος τοῦ Ohm γιά τμῆμα ἀγωγοῦ. Ἡ ἐξίσωση (1) πού βρήκαμε πειραματικά ἐκφράζει τόν ἀκόλουθο *νόμο τοῦ Ohm :*

Ἡ ἔνταση (I) τοῦ ρεύματος πού διαρρέει ἕναν ἀγωγό εἶναι ἀνάλογη μέ τή διαφορά δυναμικοῦ (U) πού ἐφαρμόζεται στίς ἄκρες τοῦ ἀγωγοῦ καί ἀντιστρόφως ἀνάλογη μέ τήν ἀντίσταση (R) τοῦ ἀγωγοῦ.

νόμος τοῦ Ohm $I = \dfrac{U}{R}$ $\quad \left\{ \begin{array}{l} \text{U σέ V} \\ \text{R σέ } \Omega \\ \text{I σέ A} \end{array} \right.$

29. Νόμος τῆς ἀντιστάσεως ἀγωγοῦ

Πειραματικά βρίσκουμε ὅτι γιά τήν ἀντίσταση ἑνός ἀγωγοῦ ἰσχύει ὁ ἑξῆς *νόμος τῆς ἀντιστάσεως ἀγωγοῦ :*

Ἡ ἀντίσταση (R) ἑνός ὁμογενοῦς ἀγωγοῦ εἶναι ἀνάλογη μέ τό μῆκος (*l*) τοῦ ἀγωγοῦ, ἀντιστρόφως ἀνάλογη μέ τό ἐμβαδό (S) τῆς τομῆς τοῦ ἀγωγοῦ καί ἐξαρτᾶται ἀπό τό ὑλικό τοῦ ἀγωγοῦ.

νόμος ἀντιστάσεως ἀγωγοῦ $\quad R = \rho \cdot \dfrac{l}{S}$ $\quad \left\{ \begin{array}{l} l \text{ σέ m, S σέ } m^2 \\ \rho \text{ σέ } \Omega \cdot \text{m} \\ \text{R σέ } \Omega \end{array} \right.$ $\quad$ (1)

ὅπου ρ εἶναι μιά σταθερή, πού ἐξαρτᾶται ἀπό τό ὑλικό τοῦ ἀγωγοῦ καί ὀνομάζεται *εἰδική ἀντίσταση* τοῦ ὑλικοῦ. Ἀπό τήν ἐξίσωση (1) βρίσκουμε:

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

Ἄρα στό σύστημα MKSA *μονάδα εἰδικῆς ἀντιστάσεως* εἶναι:

$$1\ \Omega \cdot \frac{1\ m^2}{1\ m} \qquad \text{ἤ} \qquad 1\ \Omega \cdot m$$

Πειραματική ἀπόδειξη. 1. Παίρνουμε σύρματα ἀπό τό ἴδιο μέταλλο καί μέ τό ἴδιο ἐμβαδό τομῆς (S), ἀλλά τά μήκη τῶν συρμάτων εἶναι l, $2l$, $3l$. Στίς ἄκρες αὐτῶν τῶν συρμάτων ἐφαρμόζουμε διαδοχικά τήν ἴδια διαφορά δυναμικοῦ U καί μέ ἀμπερόμετρο μετρᾶμε τήν ἔνταση τοῦ ρεύματος πού διαρρέει κάθε σύρμα. Βρίσκουμε ὅτι οἱ ἀντίστοιχες ἐντάσεις τῶν ρευμάτων εἶναι, I, I/2, I/3. Σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ Ohm I = U/R, οἱ ἀντίστοιχες ἀντιστάσεις τῶν συρμάτων εἶναι R, 2R, 3R, δηλαδή εἶναι *ἀνάλογες μέ τό μῆκος* τῶν συρμάτων.

2. Παίρνουμε σύρματα ἀπό τό ἴδιο μέταλλο καί μέ τό ἴδιο μῆκος l, ἀλλά τό ἐμβαδό τῆς τομῆς τους εἶναι S, 2S, 3S. Ἐφαρμόζουμε σ' αὐτά τά σύρματα διαφορά δυναμικοῦ U καί βρίσκουμε ὅτι οἱ ἀντίστοιχες ἐντάσεις τῶν ρευμάτων εἶναι I, 2I, 3I. Σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ Ohm I = U/R οἱ ἀντίστοιχες ἀντιστάσεις τῶν συρμάτων εἶναι R, R/2, R/3, δηλαδή εἶναι *ἀντιστρόφως ἀνάλογες μέ τό ἐμβαδό* τῆς τομῆς τῶν συρμάτων.

3. Παίρνουμε σύρματα ἀπό διαφορετικά μέταλλα, ἀλλά τά σύρματα αὐτά ἔχουν τό ἴδιο μῆκος *(l)* καί τό ἴδιο ἐμβαδό τομῆς (S). Ἐφαρμόζουμε στά σύρματα τήν ἴδια διαφορά δυναμικοῦ (U). Τότε βρίσκουμε ὅτι οἱ ἐντάσεις τῶν ρευμάτων πού διαρρέουν τά σύρματα εἶναι διαφορετικές, γιατί ἡ ἀντίσταση τοῦ κάθε σύρματος ἐξαρτᾶται *ἀπό τό ὑλικό του.*

Μερικές εἰδικές ἀντιστάσεις (σέ Ω · m)

Ἄργυρος	$1{,}5 \cdot 10^{-8}$	Χαλκός	$1{,}6 \cdot 10^{-8}$	Ἀργίλιο	$2{,}5 \cdot 10^{-8}$
Βολφράμιο	$6 \cdot 10^{-8}$	Σίδηρος	$10 \cdot 10^{-8}$	Ὑδράργυρος	$94 \cdot 10^{-8}$

Σημείωση. Παρατηροῦμε ὅτι *τή μικρότερη* εἰδική ἀντίσταση ἔχουν κατά σειρά ὁ ἄργυρος, ὁ χαλκός καί τό ἀργίλιο καί γι' αὐτό τά σύρματα πού χρησιμοποιοῦμε εἶναι κυρίως ἀπό χαλκό ἤ καί ἀπό ἀργίλιο. Λέμε ὅτι αὐτά τά τρία μέταλλα ἔχουν *τή μεγαλύτερη ἠλεκτρική ἀγωγιμότητα.*

Μεταβολή τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως μέ τή θερμοκρασία. Πειραματικά βρήκαμε ὅτι *ἡ εἰδική ἀντίσταση* τῶν καθαρῶν μετάλλων *αὐξάνει* μέ τή θερμοκρασία. Ἄν ἕνα μέταλλο στή θερμοκρασία 0^0 C ἔχει εἰδική ἀντίσταση ρ_0, τότε στή θερμοκρασία θ^0 C ἔχει εἰδική ἀντίσταση ρ πού δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$\text{εἰδική ἀντίσταση} \qquad \rho = \rho_0 \cdot (1 + \alpha\theta)$$

ὅπου α εἶναι *ὁ θερμικός συντελεστής ἀντιστάσεως* καί ὁ ὁποῖος γιά τά καθαρά μέταλλα ἔχει περίπου τήν τιμή $\alpha = 0{,}004\ \text{grad}^{-1}$. Ἡ μεταβολή τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως μέ τή θερμοκρασία ὑπολογίζεται πάντοτε στήν τεχνική καί ἐφαρμόζεται γιά τή μέτρηση θερμοκρασιῶν μέ εἰδικά θερμόμετρα, πού ὀνομάζονται *θερμόμετρα ἀντιστάσεως*.

Ὑπεραγωγιμότητα. Ὅταν ἡ θερμοκρασία τῶν μετάλλων πλησιάσει πρός τό ἀπόλυτο μηδέν, τότε ἡ εἰδική ἀντίστασή τους γίνεται ἴση μέ μηδέν, δηλαδή οἱ ἀγωγοί δέν παρουσιάζουν ἀντίσταση. Τό φαινόμενο αὐτό τό ὀνομάζουμε *ὑπεραγωγιμότητα* καί εἶναι πολύ ἐνδιαφέρον, γιατί στίς θερμοκρασίες κοντά στό ἀπόλυτο μηδέν τά ἠλεκτρόνια τοῦ ρεύματος κινοῦνται μέσα στό μέταλλο χωρίς νά προκαλοῦν θέρμανση τοῦ ἀγωγοῦ. Ἡ θερμοκρασία, πού κάτω ἀπό αὐτήν, ἐκδηλώνεται ἡ ὑπεραγωγιμότητα, εἶναι χαρακτηριστική γιά κάθε μέταλλο, π.χ. γιά τό μόλυβδο εἶναι $T \leqq 7^0$ K, ἐνῶ γιά τόν κασσίτερο εἶναι $T \leqq 4^0$ K.

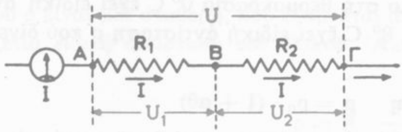
Ἀγωγοί σταθερῆς ἀντιστάσεως. Ὁρισμένα κράματα, ὅπως ἡ *κονσταντάνη* (Cu, Ni), ἡ *μαγγανίνη* (Mn, Cu, Ni) κ.ἄ. ἔχουν θερμικό συντελεστή ἀντιστάσεως σχεδόν ἴσο μέ μηδέν ($\alpha = 0$). Ἑπομένως ἡ ἀντίσταση συρμάτων ἀπό τέτοια κράματα εἶναι *ἀνεξάρτητη* ἀπό τή θερμοκρασία. Σέ ὄργανα ἀκριβείας καί γενικά σέ συσκευές πού θέλουμε νά ἔχουν σταθερή ἀντίσταση χρησιμοποιοῦμε σύρματα ἀπό κράματα σταθερῆς ἀντιστάσεως.

Ἡμιαγωγοί. Οἱ *ἡμιαγωγοί* σέ χαμηλή θερμο..ρασία (κάτω ἀπό 0^0 C) ἔχουν μεγάλη εἰδική ἀντίσταση. Ὅταν ὅμως ἡ θερμοκρασία τῶν ἡμιαγωγῶν *αὐξάνει*, ἡ εἰδική ἀντίστασή τους *ἐλαττώνεται* πολύ γρήγορα. Ὥστε, *ἀντίθετα μέ τά μέταλλα*, στούς ἡμιαγωγούς ἡ αὔξηση τῆς θε.μοκρασίας προκαλεῖ σημαντική *ἐλάττωση τῆς ἀντιστάσεως*. Ἔτσι ἀπό ἡμιαγωγούς κατασκευάζουμε ἀντιστάσεις πού εἶναι πολύ εὐαίσθητες στίς μεταβολές τῆς θερμοκρασίας. Αὐτές οἱ ἀντιστάσεις χρησιμοποιοῦνται σέ διάφορες διατάξεις (π.χ. στή θερμομετρία).

30. Σύνδεση ἀντιστάσεων

Μεταξύ δύο σημείων ἑνός κυκλώματος μπορεῖ νά ὑπάρχουν πολλές ἀντιστάσεις πού συνδέονται μεταξύ τους μέ διάφορους τρόπους. Οἱ ἁπλούστεροι τρόποι συνδέσεως ἀντιστάσεων εἶναι *ἡ σύνδεση κατά σειρά* καί *ἡ παράλληλη σύνδεση*.

α. Σύνδεση ἀντιστάσεων κατά σειρά. Δύο ἀντιστάσεις R_1 καί R_2



Σχ. 36. Σύνδεση δύο ἀντιστάσεων κατά σειρά.

συνδέονται κατά σειρά (σχ. 36). Στίς ἄκρες τοῦ συστήματος τῶν ἀντιστάσεων ἐφαρμόζεται τάση U καί οἱ δύο ἀντιστάσεις διαρρέονται ἀπό ρεῦμα πού ἔχει *τήν ἴδια ἔνταση* I. Ἀποδεικνύεται ὅτι στή σύνδεση ἀντιστάσεων κατά σειρά *ἡ ὁλική ἀντίσταση* ($R_{ολ}$) τοῦ συστήματος δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$R_{ολ} = R_1 + R_2 \text{ καί γενικά } \boxed{R_{ολ} = R_1 + R_2 + R_3 + \ldots + R_ν}$$

Ἀπόδειξη. Στίς ἄκρες τῶν ἀντιστάσεων R_1 καί R_2 ἐφαρμόζονται ἀντίστοιχα οἱ τάσεις U_1 καί U_2. Τότε σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ Ohm ἔχουμε τίς ἐξισώσεις:

γιά τήν ἀντίσταση R_1 $\qquad U_1 = I \cdot R_1$

γιά τήν ἀντίσταση R_2 $\qquad U_2 = I \cdot R_2$

Ἄν προσθέσουμε κατά μέλη τίς δύο ἐξισώσεις, βρίσκουμε:

$$U_1 + U_2 = I \cdot (R_1 + R_2) \quad \text{ἤ} \quad U = I \cdot (R_1 + R_2) \qquad (1)$$

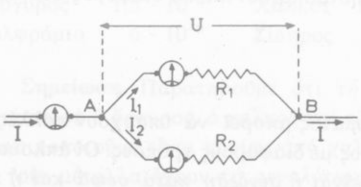
Τό σύστημα τῶν δύο ἀντιστάσεων R_1 καί R_2 ἔχει *ὁλική ἀντίσταση* $R_{ολ}$ καί ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Ohm:

$$U = I \cdot R_{ολ} \qquad (2)$$

Ἐξισώνοντας τά δεύτερα μέλη τῶν ἐξισώσεων (1) καί (2) βρίσκουμε:

$$R_{ολ} = R_1 + R_2$$

β. Παράλληλη σύνδεση ἀντιστάσεων. Μεταξύ δύο σημείων A καί B ἑνός κυκλώματος παρεμβάλλονται δύο ἀντιστάσεις R_1 καί R_2 (σχ. 37).



Σχ. 37. Παράλληλη σύνδεση δύο ἀντιστάσεων.

Σ' αὐτή τήν περίπτωση λέμε ὅτι ἔχουμε *παράλληλη σύνδεση* τῶν ἀντιστάσεων R_1 καί R_2. Στό σημεῖο A τοῦ κυκλώματος τό κύριο ρεῦμα πού ἔχει ἔνταση I διακλαδίζεται σέ δύο ρεύματα, πού ἔχουν ἐντάσεις I_1 καί I_2. Μέ ἀμπερόμετρα μετρᾶμε τίς ἐντάσεις I, I_1, I_2 τῶν ἀντίστοιχων ρευμάτων καί βρίσκουμε ὅτι ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος *κανόνας τοῦ* Kirchhoff:

Σέ μιά διακλάδωση ἀγωγῶν ἡ ἔνταση (I) τοῦ κύριου ρεύματος εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν ἐντάσεων τῶν ρευμάτων πού διαρρέουν τούς ἀγωγούς τῆς διακλαδώσεως.

$$\boxed{\text{κανόνας τοῦ Kirchhoff} \quad I = I_1 + I_2}$$

Ἀποδεικνύεται ὅτι στήν παράλληλη σύνδεση ἀντιστάσεων ἡ *ὁλική ἀντίσταση* ($R_{ολ}$) τοῦ συστήματος δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$\frac{1}{R_{ολ}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad \text{καί γενικά} \quad \boxed{\frac{1}{R_{ολ}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \ldots + \frac{1}{R_\nu}}$$

Ἀπόδειξη. Στίς δύο ἀντιστάσεις R_1 καί R_2 ἐφαρμόζεται ἡ *ἴδια τάση* U καί σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ Ohm ἔχουμε τίς ἐξισώσεις:

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

Ἄν προσθέσουμε κατά μέλη τίς δύο ἐξισώσεις, βρίσκουμε ὅτι εἶναι:

$$I_1 + I_2 = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} \quad \text{ἤ} \quad I = U \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \qquad (4)$$

Τό σύστημα τῶν δύο ἀντιστάσεων R_1 καί R_2 ἔχει *ὁλική ἀντίσταση* $R_{ολ}$ καί ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Ohm:

$$I = \frac{U}{R_{ολ}} \qquad (5)$$

Ἐξισώνοντας τά δεύτερα μέλη τῶν ἐξισώσεων (4) καί (5) βρίσκουμε:

$$\frac{1}{R_{ολ}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

31. Μέτρηση ἀντιστάσεων

Ἡ μέτρηση τῆς ἀντιστάσεως ἑνός ἀγωγοῦ ΔΕ (σχ. 35) γίνεται εὔκολα, ἄν μέ τό *ἀμπερόμετρο* μετρήσουμε τήν ἔνταση I τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τόν ἀγωγό καί μέ τό *βολτόμετρο* μετρήσουμε τήν τάση U πού ἐφαρμόζεται στίς ἄκρες τοῦ ἀγωγοῦ. Τότε ἡ ἀντίσταση τοῦ ἀγωγοῦ εἶναι $R = U/I$. Στήν πράξη γιά τή μέτρηση τῶν ἀντιστάσεων χρησιμοποιοῦμε εἰδικά ὄργανα, πού ὀνομάζονται *ὠμόμετρα*.

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

37. Στίς ἄκρες ἑνός σύρματος πού ἔχει ἀντίσταση $R = 2{,}5\ \Omega$ ἐφαρμόζεται διαφορά δυναμικοῦ $U = 75$ V. Πόσο ἠλεκτρικό φορτίο περνάει ἀπό τό σύρμα σέ χρόνο $t = 20$ min;

38. Ἕνα σύρμα ἔχει εἰδική ἀντίσταση $\rho = 1{,}6 \cdot 10^{-8}\ \Omega \cdot m$ καί διάμετρο $\delta = 1$ mm. Πόσο μῆκος l ἀπό αὐτό τό σύρμα ἔχει ἀντίσταση $R = 16\ \Omega$;

39. Ἕνα σύρμα ἔχει διάμετρο $\delta_1 = 1$ mm καί ἀντίσταση $R_1 = 0{,}4\ \Omega$ κατά μέτρο μήκους. Ἕνα σύρμα ἀπό τό ἴδιο μέταλλο καί μέ διάμετρο $\delta_2 = 0{,}4$ mm θέλουμε νά ἔχει ἀντίσταση $R_2 = 12{,}5\ \Omega$. Πόσο μῆκος l_2 πρέπει νά ἔχει τό δεύτερο σύρμα;

40. Τό χάλκινο σύρμα μιᾶς τηλεγραφικῆς γραμμῆς ἔχει μῆκος l καί διάμετρο $\delta_X = 3$ mm. Θέλουμε νά ἀντικαταστήσουμε τό χάλκινο σύρμα μέ σύρμα ἀπό ἀργίλιο, πού νά ἔχει τήν ἴδια ἀντίσταση R μέ τό χάλκινο σύρμα. Πόση πρέπει νά εἶναι ἡ διάμετρος δ_A τοῦ σύρματος ἀπό ἀργίλιο καί πόσος εἶναι ὁ λόγος τοῦ βάρους τῆς νέας γραμμῆς πρός τό βάρος τῆς παλιᾶς γραμμῆς; Εἰδικές ἀντιστάσεις: χαλκοῦ $\rho_X = 1{,}6 \cdot 10^{-8}\ \Omega \cdot m$, ἀργιλίου $\rho_A = 3 \cdot 10^{-8}\ \Omega \cdot m$. Εἰδικά βάρη: χαλκοῦ: $\varepsilon_X = 9\ p/m^3$, ἀργιλίου $\varepsilon_A = 2{,}7\ p/cm^3$.

41. Ἕνα σύρμα ἔχει ἀντίσταση $R = 0{,}5\ \Omega$ καί στίς ἄκρες του ἐφαρμόζεται τάση $U = 6{,}4$ V. Πόσα ἠλεκτρόνια περνοῦν κάθε δευτερόλεπτο ἀπό μιά τομή τοῦ σύρματος; $|e| = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Cb.

42. Ἕνα κυκλικό πλαίσιο ἀποτελεῖται ἀπό $N = 2000$ σπεῖρες, πού καθεμιά ἔχει διάμετρο $\Delta = 10$ cm. Τό σύρμα ἔχει διάμετρο $\delta = 0{,}4$ mm καί εἰδική ἀντίσταση $\rho = 10^{-8}\ \Omega \cdot m$. Στίς ἄκρες τοῦ πλαισίου ἐφαρμόζεται τάση $U = 100$ V. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τό πλαίσιο;

43. Τρεῖς ἀντιστάσεις $R_1 = 5\ \Omega$, $R_2 = 10\ \Omega$, $R_3 = 45\ \Omega$ συνδέονται κατά σειρά. Στίς ἄκρες τοῦ συστήματος ἐφαρμόζεται διαφορά δυναμικοῦ $U = 90$ V. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τό σύστημα; Πόση εἶναι ἡ διαφορά δυναμικοῦ U_1, U_2, U_3 πού ἐφαρμόζεται ἀντίστοιχα στίς ἄκρες κάθε ἀντιστάσεως;

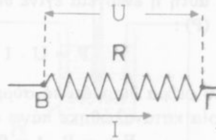
44. Δύο σύρματα, ὅταν συνδέονται κατά σειρά, ἔχουν ἀντίσταση $R = 30\ \Omega$, ἐνῶ ὅταν συνδέονται παράλληλα, ἔχουν ὁλική ἀντίσταση $R' = 3\ \Omega$. Πόση εἶναι ἡ ἀντίσταση κάθε σύρματος;

45. Τρεῖς ἀντιστάσεις $R_1 = 2\ \Omega$, $R_2 = 3\ \Omega$, $R_3 = 4\ \Omega$ συνδέονται παράλληλα καί αὐτό τό σύστημα συνδέεται κατά σειρά μέ ἀντίσταση $R_4 = 1\ \Omega$. Στίς ἄκρες ὅλου τοῦ συστήματος ἐφαρμόζεται διαφορά δυναμικοῦ $U = 20$ V. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος πού διαρρέει καθεμιά ἀπό τίς τέσσερις ἀντιστάσεις;

ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

32. Ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος

Ἕνα κύκλωμα διαρρέεται ἀπό ρεῦμα πού ἔχει ἔνταση I. Θεωροῦμε ἕνα τμῆμα ΒΓ τοῦ σύρματος πού συνδέει τούς πόλους τῆς γεννήτριας (σχ. 38). Τό σύρμα ΒΓ ἔχει ἀντίσταση R καί μεταξύ τῶν δύο ἄκρων του Β καί Γ ὑπάρχει σταθερή διαφορά δυναμικοῦ (τάση) U. Στή διάρκεια τοῦ χρόνου t τό ρεῦμα μεταφέρει ἀπό τό σημεῖο Β στό σημεῖο Γ ἕνα ἠλεκτρικό φορτίο $Q = I \cdot t$. Ἀλλά, ὅπως ξέρουμε, κατά τή μεταφορά αὐτοῦ τοῦ φορτίου *παράγεται ἔργο* ἴσο μέ $Q \cdot U$ ἤ καί $U \cdot I \cdot t$. Ὅλο αὐτό τό ἔργο *μετατρέπεται σέ θερμότητα*, πού παραμένει στό σύρμα καί γι' αὐτό τό σύρμα θερμαίνεται. Ὥστε τό ἠλεκτρικό ρεῦμα ἔχει *ἐνέργεια*, γιατί παράγει ἔργο. Ἡ ἐνέργεια τοῦ ρεύματος εἶναι ἴση μέ τό ἔργο πού παράγει τό ρεῦμα.



Σχ. 38. Τό ρεῦμα παράγει ἔργο πάνω στό σύρμα ΒΓ.

Ὅταν λοιπόν ἕνα ρεῦμα ἐντάσεως I διαρρέει ἐπί χρόνο t ἕναν ἀγωγό πού ἔχει ἀντίσταση R, τότε *ἡ ἐνέργεια* ($E_{\eta\lambda}$) τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ἡ ὁποία καταναλώνεται πάνω σ' αὐτό τόν ἀγωγό, δίνεται ἀπό τίς ἐξισώσεις:

$$\boxed{\text{ἐνέργεια τοῦ ρεύματος} \quad \begin{aligned} E_{\eta\lambda} &= U \cdot I \cdot t \\ E_{\eta\lambda} &= I^2 \cdot R \cdot t \end{aligned}} \quad \left\{ \begin{array}{l} U \text{ σέ V} \\ I \text{ σέ A, } t \text{ σέ sec} \\ R \text{ σέ } \Omega \\ E_{\eta\lambda} \text{ σέ Joule} \end{array} \right. \qquad (1)$$

Ἰσχύς τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος. Ἀπό τίς ἐξισώσεις (1) βρίσκουμε ὅτι, ἄν ἕνα ρεῦμα ἐντάσεως I διαρρέει ἀγωγό πού ἔχει ἀντίσταση R, τότε *ἡ ἰσχύς* (P) τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ἡ ὁποία *καταναλώνεται* πάνω σ' αὐτό τόν ἀγωγό, εἶναι $P = \frac{E_{\eta\lambda}}{t}$ καί ἑπομένως δίνεται ἀπό τίς ἐξισώσεις:

$$\boxed{\text{ἰσχύς τοῦ ρεύματος} \quad \begin{aligned} P &= U \cdot I \\ P &= I^2 \cdot R \end{aligned}} \quad \left\{ \begin{array}{l} U \text{ σέ V, } I \text{ σέ A} \\ R \text{ σέ } \Omega \\ P \text{ σέ W} \end{array} \right.$$

Ἄν στίς ἐξισώσεις (1) βάλουμε $P = U \cdot I$ ἤ $P = I^2 \cdot R$, βρίσκουμε ὅτι *ἡ ἐνέργεια* ($E_{\eta\lambda}$) τοῦ ρεύματος, ἡ ὁποία *καταναλώνεται* πάνω σέ ἕναν ἀγωγό, δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$\text{ἐνέργεια τοῦ ρεύματος} \quad E_{\eta\lambda} = P \cdot t$$

Ὅταν σ' αὐτή τήν ἐξίσωση ἡ ἰσχύς P μετριέται σέ κιλοβάτ (kW) καί ὁ χρόνος t σέ ὧρες (h,) τότε ἡ ἐνέργεια $E_{\eta\lambda}$ βρίσκεται σέ κιλοβατώρια (kWh).

Παράδειγμα. Στίς ἄκρες σύρματος ἐφαρμόζεται τάση U = 220 V καί ἐπί χρόνο t = 10 sec τό σύρμα διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I = 4 A. Ἡ ἐνέργεια ($E_{\eta\lambda}$) τοῦ ρεύματος πού καταναλώθηκε πάνω στό σύρμα εἶναι:

$$E_{\eta\lambda} = U \cdot I \cdot t = 220\ V \cdot 4\ A \cdot 10\ sec \quad \text{καί} \quad E_{\eta\lambda} = 8800\ Joule$$

Ὅλη αὐτή ἡ ἐνέργεια ἔγινε *θερμότητα* πού ἔμεινε πάνω στό σύρμα. Αὐτό τό ρεῦμα ἔχει ἰσχύ (P):

$$P = U \cdot I = 220\ V \cdot 4\ A \quad \text{καί} \quad P = 880\ W$$

Ἄν τό ρεῦμα διαρρέει τό σύρμα ἐπί χρόνο $t = 3\ h$, τότε ἡ ἐνέργεια ($E_{\eta\lambda}$) τοῦ ρεύματος ἡ ὁποία καταναλώθηκε πάνω στό σύρμα, εἶναι:

$$E_{\eta\lambda} = P \cdot t = 0{,}880\ kW \cdot 3\ h \quad \text{καί} \quad E_{\eta\lambda} = 2{,}64\ kWh$$

33. Νόμος τοῦ Joule

Ἡ θέρμανση τῶν ἀγωγῶν πού διαρρέονται ἀπό ἠλεκτρικό ρεῦμα ὀνομάζεται *φαινόμενο Joule* καί ὀφείλεται στό ὅτι ἡ ἐνέργεια τοῦ ρεύματος μετατρέπεται σέ θερμότητα. Στίς ἄκρες ἑνός σύρματος, πού ἔχει ἀντίσταση R, ἐφαρμόζεται σταθερή τάση U καί τό σύρμα διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I = U/R$. Στή διάρκεια χρόνου t πάνω στό σύρμα καταναλώνεται ἐνέργεια ($E_{\eta\lambda}$) τοῦ ρεύματος ἴση μέ:

$$E_{\eta\lambda} = I^2 \cdot R \cdot t \qquad (1)$$

Ὅλη αὐτή ἡ ἐνέργεια ἔγινε *θερμότητα* ($Q_{\theta\varepsilon\rho\mu}$) πού ἔμεινε πάνω στόν ἀγωγό. Ξέρουμε ὅτι ἰσχύουν οἱ ἑξῆς σχέσεις ἰσοδυναμίας:

$$J = 4{,}19\ Joule/cal \quad \text{ἤ} \quad J = 0{,}24\ cal/Joule$$

Ἑπομένως ἡ θερμότητα ($Q_{\theta\varepsilon\rho\mu}$), πού ἀναπτύσσεται πάνω στόν ἀγωγό, εἶναι: $Q_{\theta\varepsilon\rho\mu} = 0{,}24 \cdot E_{\eta\lambda}$ cal ἤ

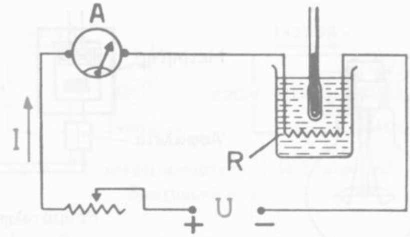
$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Joule} \quad Q_{\theta\varepsilon\rho\mu} = 0{,}24 \cdot I^2 \cdot R \cdot t} \quad \left\{ \begin{array}{l} 0{,}24\ cal/Joule \\ I\ \text{σέ}\ A,\ R\ \text{σέ}\ \Omega \\ t\ \text{σέ}\ sec,\ Q_{\theta\varepsilon\rho\mu}\ \text{σέ}\ cal \end{array} \right. \qquad (2)$$

Ἡ ἐξίσωση (2) ἐκφράζει τόν ἑξῆς *νόμο τοῦ Joule*:

Ἡ θερμότητα ($Q_{\theta\varepsilon\rho\mu}$) πού ἀναπτύσσεται πάνω σέ ἕναν ἀγωγό εἶναι ἀνάλογη μέ τό τετράγωνο τῆς ἐντάσεως (I) τοῦ ρεύματος, ἀνάλογη μέ τήν ἀντίσταση (R) τοῦ ἀγωγοῦ καί ἀνάλογη μέ τό χρόνο (t) πού τό ρεῦμα διαρρέει τόν ἀγωγό.

Γιά τήν πειραματική ἐπαλήθευση τοῦ νόμου τοῦ Joule χρησιμοποιοῦμε θερμιδόμετρο μέσα στό ὁποῖο εἶναι βυθισμένο ἕνα σύρμα πού διαρρέεται ἀπό ρεῦμα (σχ. 39). Διατηροῦμε σταθερά τά μεγέθη R καί t καί μεταβάλλουμε μόνο τήν ἔνταση I τοῦ ρεύματος. Ἔπειτα διατηροῦμε σταθερά τά μεγέθη I καί t καί μεταβάλλουμε μόνο τήν ἀντίσταση R τοῦ σύρματος. Καί τέλος διατηροῦμε σταθερά τά μεγέθη I καί R καί μεταβάλλουμε μόνο τό χρόνο t πού τό ρεῦμα διαρρέει τό σύρμα. Ἔτσι εὔκολα ἐπιβεβαιώνουμε πειραματικά τό νόμο τοῦ Joule.

α. Μονάδα θερμότητας στό σύστημα MKSA. Ἀγωγός ἔχει ἀντίσταση R καί διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I ἐπί χρόνο t. Τότε πάνω σ' αὐτό τόν ἀγωγό καταναλώνεται *ἐνέργεια* τοῦ ρεύματος ἴση μέ:



Σχ. 39. Γιά τήν πειραματική ἀπόδειξη τοῦ νόμου τοῦ Joule.

$$E_{\eta\lambda} = I^2 \cdot R \cdot t \qquad (3)$$

Ὅλη αὐτή ἡ ἐνέργεια μετατρέπεται σέ *θερμότητα* ($Q_{\theta\epsilon\rho\mu}$). Ἡ ἐξίσωση (3) στό σύστημα MKSA ἐκφράζει αὐτή τή θερμότητα ($Q_{\theta\epsilon\rho\mu}$) σέ μονάδες ἐνέργειας αὐτοῦ τοῦ συστήματος, δηλαδή ἐκφράζει τή θερμότητα μετρημένη σέ Joule. Ἄν στήν ἐξίσωση (3) βάλουμε $I = 1$ A, $R = 1\ \Omega$ καί $t = 1$ sec, βρίσκουμε $E_{\eta\lambda} = 1$ Joule. Ἔτσι ἔχουμε τόν ἑξῆς *ὁρισμό*:

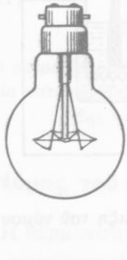
Στό σύστημα MKSA μονάδα θερμότητας εἶναι τό 1 Joule, δηλαδή ἡ θερμότητα ἡ ὁποία μέσα σέ 1 sec ἀναπτύσσεται πάνω σέ ἀγωγό πού ἔχει ἀντίσταση 1 Ω καί διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως 1 A.

β. Νεκρή ἀντίσταση. Μιά ἀντίσταση R διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I. Ἄν ὅλη ἡ ἐνέργεια τοῦ ρεύματος μετατρέπεται πάνω στήν ἀντίσταση R σέ θερμότητα, τότε λέμε ὅτι ἡ ἀντίσταση R εἶναι μιά *νεκρή ἀντίσταση*. Στίς ἄκρες τῆς ἀντιστάσεως R ὑπάρχει τάση $U = I \cdot R$ καί λέμε ὅτι πάνω στή νεκρή ἀντίσταση R συμβαίνει *πτώση τάσεως* ἴση μέ $U = I \cdot R$.

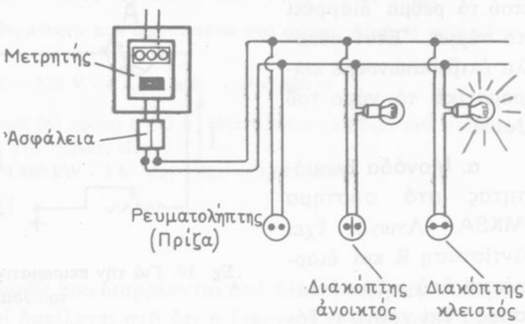
34. Ἐφαρμογές τοῦ φαινομένου Joule

Ἕνας μεταλλικός ἀγωγός, πού διαρρέεται ἀπό ρεῦμα, θερμαίνεται καί μπορεῖ νά δώσει θερμότητα στό ἐξωτερικό περιβάλλον του. Ὅταν ἕνα σύρμα διαρρέεται ἀπό ρεῦμα σταθερῆς ἐντάσεως, τό σύρμα ἀποκτᾶ μιά *ὁρισμένη θερμοκρασία*. Σ' αὐτή τήν περίπτωση ἔχει ἀποκατασταθεῖ *θερμική ἰσορροπία μεταξύ τοῦ σύρματος καί τοῦ περιβάλλοντος*. Τότε ὅλη ἡ ἰσχύς πού καταναλώνεται πάνω στό σύρμα δίνεται στό περιβάλλον μέ τή μορφή θερμότητας. Γι' αὐτό τό φαινόμενο Joule ἔχει πολλές ἐφαρμογές.

α. *Ἠλεκτρικός λαμπτήρας πυρακτώσεως*. Αὐτός ἀποτελεῖται ἀπό γυά-



Σχ. 40. Ἠλεκτρικός λαμπτήρας πυρακτώσεως.



Σχ. 41. Παράλληλη σύνδεση τῶν λαμπτήρων.

λινο δοχεῖο μέσα στό ὁποῖο ὑπάρχει ἕνα λεπτό σύρμα ἀπό πολύ δύστηκτο μέταλλο (βολφράμιο, ταντάλιο, ὄσμιο). Τό μέταλλο πού χρησιμοποιοῦμε ἔχει θερμοκρασία τήξεως πάνω ἀπό 2700° C (σχ. 40). Μέσα στό δοχεῖο δέν ὑπάρχει ὀξυγόνο, γιά νά μή γίνει ὀξείδωση τοῦ μετάλλου, ὑπάρχει ὅμως ἕνα ἀδρανές ἀέριο (ἀργό, κρυπτό, ἄζωτο) πού ἐμποδίζει τήν ἐξαέρωση τοῦ μετάλλου. Ὅταν τό σύρμα φωτοβολεῖ, ἡ θερμοκρασία του εἶναι πάνω ἀπό 2000° C. Στούς σημερινούς λαμπτῆρες γιά φωτεινή ἰσχύ μιᾶς candela καταναλώνεται ἰσχύς ρεύματος 0,5 ὥς 0,9 Watt. Σέ κάθε λαμπτήρα σημειώνονται δύο ἐνδείξεις, ἡ τάση στήν ὁποία ὁ λαμπήτρας λειτουργεῖ κανονικά καί ἡ ἰσχύς πού καταναλώνει ὁ λαμπτήρας, ὅταν λειτουργεῖ κανονικά (π.χ. σημειώνονται 220 V, 60 W). Ὅλοι οἱ λαμπτῆρες μιᾶς ἐγκαταστάσεως πρέπει νά λειτουργοῦν μέ τήν ἴδια τάση καί γι᾽ αὐτό συνδέονται μεταξύ τους παράλληλα (σχ. 41).

β. Θερμικές συσκευές. Αὐτές εἶναι συσκευές πού παράγουν θερμότητα μέ τό ἠλεκτρικό ρεῦμα καί χρησιμοποιοῦνται σέ πολλές περιπτώσεις. Σέ μερικές θερμικές συσκευές ἡ θερμότητα ἀκτινοβολεῖται ἀπευθείας ἀπό τό σύρμα (π.χ. στή θερμάστρα), ἐνῶ σέ ἄλλες συσκευές ἡ θερμότητα συγκεντρώνεται πάνω σέ μιά μεταλλική πλάκα (π.χ. στήν κουζίνα, τό σίδερο). Ἡ παραγωγή θερμότητας μέ τό ἠλεκτρικό ρεῦμα εἶναι εὔκολη, ἐξασφαλίζει καθαριότητα, ρυθμίζεται αὐτόματα μέ τή βοήθεια θερμοστάτη καί δέ δημιουργεῖ κινδύνους γιά τήν ὑγεία. Ἡ χρησιμοποίηση ἠλεκτρικῶν πηγῶν θερμότητας διαρκῶς ἐπεκτείνεται.

γ. Ἀσφάλεια. Ἡ ἀσφάλεια εἶναι μιά διάταξη πού προκαλεῖ αὐτόματη διακοπή τοῦ ρεύματος, ὅταν ἡ ἔνταση του γίνει μεγαλύτερη ἀπό μιά ορισμένη τιμή. Ὁ πιό ἁπλός τύπος ἀσφάλειας εἶναι ἕνα μικρό σύρμα ἀπό *εὔτηκτο μέταλλο.* Μόλις ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος γίνει μεγαλύτερη ἀπό ἕνα ὅριο, ἀμέσως συμβαίνει τήξη τοῦ μετάλλου καί διακοπή τοῦ ρεύματος. Σήμερα χρησιμοποιοῦμε κυρίως τίς αὐτόματες ἀσφάλειες. Ἡ λειτουργία τους στηρίζεται σέ ἕνα διμεταλλικό ἔλασμα, πού, ὅταν θερμανθεῖ πάνω ἀπό ἕνα ὅριο, λυγίζει καί προκαλεῖ αὐτόματα τή διακοπή τοῦ ρεύματος.

Σχ. 42. Ἡ μικρή ἀντίσταση 1 Ω δημιουργεῖ βραχυκύκλωμα.

δ. *Βραχυκύκλωμα.* Κάθε ἠλεκτρική συσκευή ἤ ἠλεκτρική ἐγκατάσταση εἶναι ἔτσι κατασκευασμένη, ὥστε νά ἀντέχει σέ ὁρισμένη ἔνταση ρεύματος. Σέ μερικές ὅμως περιπτώσεις, διάφορα αἴτια προκαλοῦν σημαντική αὔξηση τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος. Τότε λέμε ὅτι δημιουργήθηκε *βραχυκύκλωμα.* Ἡ μεγάλη αὔξηση τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος θερμαίνει πάρα πολύ τούς ἀγωγούς καί μπορεῖ νά τούς καταστρέψει ἤ νά προκαλέσει πυρκαγιά. Βραχυκύκλωμα προκαλεῖται καί ὅταν παράλληλα μέ μιά συσκευή συνδεθεῖ μιά πολύ μικρή ἀντίσταση. Ἄν π.χ. ἕνας λαμπτήρας πυρακτώσεως, πού ἔχει ἀντίσταση $R_\Lambda = 440\ \Omega$, λειτουργεῖ μέ τάση $U = 220$ V, τότε ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τό κύκλωμα εἶναι $I = 0{,}5$ A (σχ. 42). Οἱ ὑπόλοιποι ἀγωγοί τοῦ κυκλώματος ἔχουν ἀσήμαντη ἀντίσταση. Παράλληλα μέ τό λαμπτήρα συνδέουμε ἕνα σύρμα πού ἔχει ἀντίσταση $R_\Sigma = 1\ \Omega$. Ἡ ὁλική ἀντίσταση $R_{o\lambda}$ τοῦ κυκλώματος γίνεται τότε πολύ μικρή καί περίπου ἴση μέ 1 Ω (εἶναι $R_{o\lambda} = 440/441\ \Omega$). Ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος στό κύκλωμα γίνεται *πολύ μεγάλη* καί περίπου ἴση μέ 220 A. Ἡ θέρμανση τῶν ἀγωγῶν εἶναι πολύ ἰσχυρή καί ὑπάρχει κίνδυνος νά καταστραφοῦν ἤ νά προκληθεῖ πυρκαγιά.

Παρατήρηση. *Τό φαινόμενο Joule* εἶναι ἕνα πολύ γενικό φαινόμενο, πού συνοδεύει πάντοτε τό πέρασμα τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος μέσα ἀπό τούς ἀγωγούς. Σέ πολλές ἐφαρμογές ἐκμεταλλευόμαστε τό φαινόμενο Joule, ἀλλά τό φαινόμενο αὐτό προκαλεῖ *μεγάλες ἀπώλειες ἐνέργειας* πάνω στούς ἀγωγούς πού μεταφέρουν τό ἠλεκτρικό ρεῦμα. Σέ ἄλλο κεφάλαιο θά δοῦμε πῶς ἡ σύγχρονη τεχνική κατορθώνει κατά τή μεταφορά τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας νά περιορίζει σημαντικά τίς ἀπώλειες ἐνέργειας ἐξαιτίας τοῦ φαινομένου Joule.

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

46. Στίς ἄκρες ἑνός σύρματος πού ἔχει ἀντίσταση $R = 18\ \Omega$ ἐφαρμόζεται τάση $U = 54$ V. Πόση ἠλεκτρική ἰσχύς καταναλώνεται πάνω στήν ἀντίσταση R καί πόση ἐνέργεια καταναλώνεται σέ χρόνο $t = 30$ min ;

47. Τρεῖς ἀντιστάσεις $R_1 = 2\ \Omega$, $R_2 = 3\ \Omega$, $R_3 = 5\ \Omega$ συνδέονται κατά σειρά καί στίς ἄκρες τοῦ συστήματος ἐφαρμόζεται τάση $U = 120$ V. Πόση ἠλεκτρική ἰσχύς καταναλώνεται σέ κάθε ἀντίσταση καί πόση θερμότητα ἀναπτύσσεται σέ καθεμιά ἀπό αὐτές σέ χρόνο $t = 1$ min ;

48. Ἕνας λαμπτήρας πυρακτώσεως ἔχει ἰσχύ $P = 60$ W καί λειτουργεῖ μέ τάση $U = 220$ V. Νά βρεθεῖ : α) ἡ ἀντίσταση R τοῦ λαμπτήρα· β) ἡ ἔνταση I τοῦ ρεύματος καί τό ἠλεκτρικό φορτίο Q πού περνάει ἀπό τό λαμπτήρα κατά λεπτό· γ) ἡ ἐνέργεια $E_{\eta\lambda}$ πού καταναλώνει ὁ λαμπτήρας, ὅταν λειτουργήσει τρεῖς ὧρες.

49. Μιά ἠλεκτρική κουζίνα ἔχει ἰσχύ $P = 500$ W καί τροφοδοτεῖται μέ ρεῦμα ἐντάσεως $I = 4$ A. α) Πόση εἶναι ἡ ἀντίσταση R τῆς κουζίνας καί μέ πόση τάση U λειτουργεῖ ; β) Πόση θερμότητα ἀναπτύσσεται κατά δευτερόλεπτο σ' αὐτή τήν κουζίνα ;

50. Μιά ἠλεκτρική κουζίνα ἔχει ἰσχύ $P = 500$ W καί σέ χρόνο $t = 10$ min θερμαίνει μάζα νεροῦ $m = 500$ gr ἀπό 20^0 C σέ 100^0 C. Πόσο μέρος ἀπό τή θερμότητα πού ἀναπτύσσεται ἀπό τό ρεῦμα χρησιμοποιεῖται γιά τή θέρμανση τοῦ νεροῦ ; Πόσος εἶναι ὁ συντελεστής ἀποδόσεως ;

51. Γιά νά θερμάνουμε μέσα σέ χρόνο $t = 5$ min νερό πού ἔχει μάζα $m = 1$ kgr ἀπό 20^0 C σέ 100^0 C, βυθίζουμε μέσα στό νερό ἕνα σύρμα καί στίς ἄκρες του ἐφαρμόζουμε τάση $U = 220$ V. Πόση πρέπει νά εἶναι ἡ ἀντίσταση R τοῦ σύρματος ;

52. Δύο σύρματα ἀπό τό ἴδιο ὑλικό ἔχουν τό ἴδιο μῆκος l ἀλλά ἡ τομή τους ἔχει διαφορετικό ἐμβαδό καί εἶναι $S_2 > S_1$. Τά δύο σύρματα συνδέονται πρῶτα κατά σειρά καί ἔπειτα παράλληλα. Ὅταν στίς ἄκρες τοῦ συστήματος τῶν ἀντιστάσεων ἐφαρμόζεται ἡ ἴδια τάση U, σέ ποιό ἀπό τά δύο σύρματα ἀναπτύσσεται μεγαλύτερη θερμότητα σέ καθεμιά ἀπό τίς δύο περιπτώσεις ;

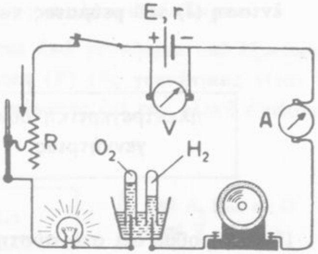
53. Ἕνας ἐπίπεδος πυκνωτής ἔχει χωρητικότητα $C = 1{,}6 \cdot 10^{-3}\ \mu F$ καί μεταξύ τῶν ὁπλισμῶν του ὑπάρχει τάση $U_0 = 50\,000$ V. Ὁ πυκνωτής ἐκφορτίζεται μέσω μιᾶς ἀντιστάσεως $R = 1000\ \Omega$ καί δεχόμαστε ὅτι στή διάρκειᾳ t τῆς ἐκφορτίσεως ἡ τάση εἶναι κατά μέσο ὅρο ἴση μέ $U = 20\,000$ V. Πόσο χρόνο t διαρκεῖ ἡ ἐκφόρτιση τοῦ πυκνωτῆ;

54. Μιά ἠλεκτρονική συσκευή παίρνει τήν ἐνέργεια πού χρειάζεται ἀπό τή μερική ἐκφόρτιση ἑνός πυκνωτῆ, πού ἔχει χωρητικότητα $C = 0{,}25\ \mu F$. Ἀρχικά ἡ τάση στούς ὁπλισμούς τοῦ πυκνωτῆ εἶναι $U_1 = 100\,000$ V καί ἔπειτα μέσα σέ χρόνο $t = 0{,}1$ sec ὁ πυκνωτής ἐκφορτίζεται καί ἡ τάση στούς ὁπλισμούς του πέφτει καί γίνεται $U = 40\,000$ V. Πόσο φορτίο Q δίνει ὁ πυκνωτής στή συσκευή, πόση εἶναι κατά μέσο ὅρο ἡ ἔνταση I τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τή συσκευή καί πόση ἐνέργεια E δίνει ὁ πυκνωτής στή συσκευή ;

ΚΛΕΙΣΤΟ ΚΥΚΛΩΜΑ

35. Ἡ γεννήτρια στό κλειστό κύκλωμα

Γιά νά διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἕνα κύκλωμα, πρέπει ἀπαραίτητα νά ὑπάρχει στό κύκλωμα *γεννήτρια*. Ὅπως ξέρουμε (§ 22), ἡ γεννήτρια διατηρεῖ σταθερή διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ τῶν δύο πόλων της, γιατί διαρκῶς μεταφέρει ἠλεκτρόνια ἀπό τό θετικό στόν ἀρνητικό πόλο της. Ὥστε μέσα στή γεννήτρια ὑπάρχει ἀγωγός καί μέσω αὐτοῦ κινοῦνται τά ἠλεκτρόνια. Ἑπομένως κάθε γεννήτρια ἔχει ὁρισμένη *ἐσωτερική ἀντίσταση* (r).



Σχ. 43. Ἡ γεννήτρια δίνει ἐνέργεια στό κύκλωμα.

Στό κλειστό κύκλωμα πού δείχνει τό σχῆμα 43 ὑπάρχουν ρυθμιστική ἀντίσταση (R), λαμπτήρας πυρακτώσεως, βολτάμετρο καί κινητήρας. Αὐτή ἡ σειρά τῶν ἀγωγῶν ἀποτελεῖ τό *ἐξωτερικό κύκλωμα*. Ἐξαιτίας τοῦ φαινομένου Joule *πάνω σέ ὅλες τίς ἀντιστάσεις* τοῦ κυκλώματος ἀναπτύσσεται *θερμότητα*. Στό λαμπτήρα πυρακτώσεως ἠλεκτρική ἐνέργεια μετατρέπεται τελικά σέ *φωτεινή ἐνέργεια*. Στό βολτάμετρο ἠλεκτρική ἐνέργεια μετατρέπεται σέ *χημική ἐνέργεια*. Καί τέλος στόν κινητήρα ἠλεκτρική ἐνέργεια μετατρέπεται σέ *μηχανική ἐνέργεια*. Ὥστε:

Ἡ γεννήτρια δίνει στό ἐξωτερικό κύκλωμα ἠλεκτρική ἐνέργεια, ἡ ὁποία μετατρέπεται σέ θερμότητα (ἐξαιτίας τοῦ φαινομένου Joule) καί σέ χημική ἤ μηχανική ἐνέργεια μέσα στά βολτάμετρα ἤ τούς κινητῆρες.

36. Ἠλεκτρεγερτική δύναμη γεννήτριας

Σέ ἕνα κλειστό κύκλωμα (σχ. 43) ἡ ἔνταση I τοῦ ρεύματος εἶναι σταθερή σέ ὅλο τό κύκλωμα. Τό ρεῦμα περνάει καί μέσα ἀπό τή γεννήτρια μέ συμβατική φορά ἀπό τόν ἀρνητικό πρός τό θετικό πόλο τῆς γεννήτριας. Ἡ γεννήτρια παρέχει διαρκῶς στό κύκλωμα ἰσχύ. Πειραματικά βρίσκουμε ὅτι:

Ἡ ἰσχύς (P) πού παρέχει ἡ γεννήτρια στό κύκλωμα εἶναι ἀνάλογη μέ τήν ἔνταση (I) τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τό κύκλωμα.

$$\boxed{\text{ἰσχύς γεννήτριας} \quad P = E \cdot I} \qquad (1)$$

Ὁ συντελεστής E εἶναι μέγεθος χαρακτηριστικό τῆς γεννήτριας καί ὀνομάζεται **ἠλεκτρεγερτική δύναμη** τῆς γεννήτριας. Ἀπό τήν ἐξίσωση (1) προκύπτει ὁ ἑξῆς *ὁρισμός*:

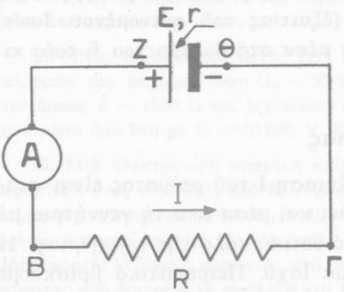
Ἠλεκτρεγερτική δύναμη (E) γεννήτριας ὀνομάζεται τό σταθερό πηλίκο τῆς ἰσχύος (P), πού παρέχει ἡ γεννήτρια στό κύκλωμα, πρός τήν ἔνταση (I) τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τό κύκλωμα.

ἠλεκτρεγερτική δύναμη γεννήτριας	$E = \dfrac{P}{I}$	P σέ W, I σέ A, E σέ W/A ἤ V	(2)

Παρατηροῦμε ὅτι στό σύστημα MKSA *μονάδα ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως* εἶναι τό 1 Volt (1 V). Ἀπό τήν ἐξίσωση (2) συνάγεται ὅτι ἡ ἠλεκτρεγερτική δύναμη (E) τῆς γεννήτριας ἐκφράζει τήν ἰσχύ πού παρέχει ἡ γεννήτρια στό κύκλωμα *γιά κάθε 1 Ampère* τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τό κύκλωμα. Ἄν π.χ. μιά γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη E = 50 Volt, τότε γιά κάθε 1 Ampère τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἡ γεννήτρια παρέχει ἰσχύ ἴση μέ 50 Watt, δηλαδή παρέχει ἰσχύ 50 Watt/Ampère.

37. Νόμος τοῦ Ohm γιά κλειστό κύκλωμα

Σέ ἕνα κλειστό κύκλωμα (σχ. 44) ὑπάρχει γεννήτρια, πού ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη E καί ἐσωτερική ἀντίσταση r. Τό ἐξωτερικό κύκλωμα ἀποτελεῖται μόνο ἀπό μιά νεκρή ἀντίσταση R. Οἱ ἀγωγοί πού χρησιμοποιοῦνται γιά τή συνδεσμολογία ἔχουν ἀσήμαντη ἀντίσταση. Τό κύκλωμα διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I. Τότε ἡ γεννήτρια *παρέχει στό κύκλωμα* ἰσχύ P = E · I. Ὅλη αὐτή ἡ ἰσχύς *μετατρέπεται σέ θερμότητα* πάνω στίς δύο ἀντιστάσεις R καί r. Σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ Joule ἡ ἰσχύς



Σχ. 44. Γιά τήν ἀπόδειξη τοῦ νόμου τοῦ Ohm σέ κλειστό κύκλωμα.

πού μετατρέπεται σέ θερμότητα, εἶναι:

πάνω στήν ἀντίσταση R $\quad I^2 \cdot R$

πάνω στήν ἀντίσταση r $\quad I^2 \cdot r$

Σύμφωνα μέ τήν ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνέργειας ἰσχύει ἡ ἐξίσωση:

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

Οἱ δύο ἀντιστάσεις R καί r συνδέονται **κατά σειρά** καί ἐπομένως *ἡ ὁλική ἀντίσταση* ($R_{ολ}$) τοῦ κυκλώματος εἶναι $R_{ολ} = R + r$. Ἔτσι ἀπό τήν ἐξίσωση (1) βρίσκουμε τόν ἑξῆς *νόμο τοῦ Ohm γιά κλειστό κύκλωμα*:

Σέ κλειστό κύκλωμα, πού ἀποτελεῖται ἀπό γεννήτρια καί ἐξωτερικές ἀντιστάσεις, ἡ ἠλεκτρεγερτική δύναμη (Ε) τῆς γεννήτριας εἶναι ἴση μέ τό γινόμενο τῆς ἐντάσεως (Ι) τοῦ ρεύματος ἐπί τήν ὁλική ἀντίσταση ($R_{ολ}$) τοῦ κυκλώματος.

νόμος τοῦ Ohm (κλειστό κύκλωμα)	$E = I \cdot R_{ολ}$	$\left\{ \begin{array}{l} I \text{ σέ A}, R_{ολ} \text{ σέ } \Omega \\ E \text{ σέ V} \end{array} \right.$ (2)

Ἡ ἐξίσωση (2) ἐπαληθεύεται πειραματικά, ἄν στό κύκλωμα βάλουμε διαδοχικά γνωστές ἀντιστάσεις καί μετρήσουμε τίς ἀντίστοιχες ἐντάσεις τοῦ ρεύματος.

α. Τάση στούς πόλους τῆς γεννήτριας. Θεωροῦμε τό κύκλωμα πού εἴχαμε παραπάνω (σχ. 44). Ἐπειδή οἱ ἀγωγοί τῆς συνδεσμολογίας ἔχουν ἀσήμαντη ἀντίσταση, οἱ δύο ἄκρες τῆς ἀντιστάσεως R ἔχουν τό ἴδιο δυναμικό μέ τούς ἀντίστοιχους πόλους τῆς γεννήτριας. Ὥστε ἡ τάση U, πού ὑπάρχει στίς ἄκρες τῆς ἀντιστάσεως R, εἶναι ἴση μέ τήν τάση U, πού ὑπάρχει στούς πόλους τῆς γεννήτριας. Γιά τήν ἀντίσταση R ἰσχύει ἡ ἐξίσωση $U = I \cdot R$. Ἀπό τήν ἐξίσωση (1) ἔχουμε:

$$E = I \cdot R + I \cdot r \quad \text{ἄρα} \quad I \cdot R = E - I \cdot r$$

Ἡ τελευταία ἐξίσωση φανερώνει ὅτι:

Σέ κλειστό κύκλωμα ἡ τάση (U) στούς πόλους τῆς γεννήτριας εἶναι ἴση μέ τήν ἠλεκτρεγερτική δύναμη (Ε) τῆς γεννήτριας ἐλαττωμένη κατά τήν πτώση τάσεως ($I \cdot r$) μέσα στή γεννήτρια.

τάση στούς πόλους γεννήτριας	$U = E - I \cdot r$

Ἄν τό κύκλωμα εἶναι ἀνοιχτό, τότε εἶναι $I = 0$ καί ἐπομένως εἶναι $U = E$. Ἔτσι ἔχουμε τόν ἑξῆς *ὁρισμό*:

Ἡ ἠλεκτρεγερτική δύναμη (Ε) τῆς γεννήτριας εἶναι ἴση μέ τήν τάση (U) στούς πόλους τῆς γεννήτριας, ὅταν τό κύκλωμα εἶναι ἀνοιχτό ($I = 0$).

Παράδειγμα. Στό κύκλωμα τοῦ σχήματος 44 εἶναι $E = 10\ V$, $r = 2\ \Omega$ καί θέλουμε τό ρεῦμα νά ἔχει ἔνταση $I = 2\ A$. Ἡ ἐξωτερική ἀντίσταση R βρίσκεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

$$E = I \cdot (R + r) \quad \text{ἄρα} \quad R = \frac{E - I \cdot r}{I} = \frac{10\ V - (2\ A \cdot 2\ \Omega)}{2\ A}$$

$$\text{καί} \quad R = 3\ \Omega$$

Ἡ τάση U στούς πόλους τῆς γεννήτριας εἶναι

$$U = E - I \cdot r = 10\ V - (2\ A \cdot 2\ \Omega) \quad \text{καί} \quad U = 6\ V$$

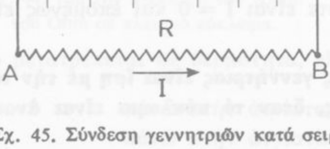
β. Ἀποδέκτες. Στό λαμπτήρα πυρακτώσεως καί στήν ἠλεκτρική θερμάστρα ἡ ἠλεκτρική ἐνέργεια μετατρέπεται ἀποκλειστικά σέ *θερμότητα*. Αὐτές οἱ συσκευές εἶναι νεκρές ἀντιστάσεις. Στό βολτάμετρο ἤ στόν ἠλεκτρικό κινητήρα ἕνα μέρος τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας μετατρέπεται σέ *χημική* ἤ *μηχανική ἐνέργεια*. Αὐτές οἱ συσκευές, στίς ὁποῖες ἡ ἠλεκτρική ἐνέργεια μετατρέπεται σέ ἄλλη μορφή ἐνέργειας, διαφορετική ἀπό τή θερμότητα, ὀνομάζονται *ἀποδέκτες*. Ἔτσι π.χ. ὁ ἀνεμιστήρας εἶναι ἀποδέκτης, πού μᾶς δίνει *ὠφέλιμη μηχανική ἐνέργεια*.

Ὅταν τό ἠλεκτρικό ρεῦμα περνάει μέσα ἀπό ἕναν ἀποδέκτη (π.χ. τόν ἀνεμιστήρα), πάντοτε ἕνα μέρος ἀπό τήν ἰσχύ τοῦ ρεύματος μετατρέπεται σέ *θερμότητα*, ἐξαιτίας τοῦ φαινομένου Joule. Αὐτή ἡ θερμότητα ἀναπτύσσεται πάνω *στήν ἐσωτερική ἀντίσταση* τοῦ ἀποδέκτη. Οἱ ἠλεκτροκινητῆρες πού χρησιμοποιοῦμε μετατρέπουν τά 80 ὥς 90 % τῆς ἰσχύος τοῦ ρεύματος σέ *ὠφέλιμη μηχανική ἰσχύ*. Ὁ συντελεστής ἀποδόσεως η ἑνός ἀποδέκτη εἶναι :

$$\eta = \frac{\text{ὠφέλιμη ἰσχύς}}{\text{δαπανώμενη ἰσχύς}}$$

38. Σύνδεση γεννητριῶν

Ἄν συνδέσουμε μεταξύ τους πολλές γεννήτριες, σχηματίζουμε μιά *συστοιχία γεννητριῶν* (μπαταρία). Θεωροῦμε ὅτι ὅλες οἱ γεννήτριες εἶναι ἴδιες καί καθεμιά ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη E καί ἐσωτερική ἀντίσταση r. Οἱ ἁπλούστεροι τρόποι συνδέσεως τῶν γεννητριῶν εἶναι ἡ *σύνδεση κατά σειρά* καί ἡ *παράλληλη σύνδεση*.

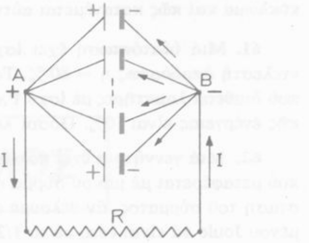


Σχ. 45. Σύνδεση γεννητριῶν κατά σειρά.

Στή σύνδεση γεννητριῶν κατά σειρά ὁ ἀρνητικός πόλος κάθε γεννήτριας συνδέεται μέ τό θετικό πόλο τῆς ἑπόμενης γεννήτριας. Ἄν ἔχουμε ν ὅμοιες γεννήτριες πού καθεμιά ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη E, τότε *ἡ ὁλική ἠλεκτρεγερτική δύναμη* $E_{ολ}$ τῆς συστοιχίας εἶναι

$E_{ολ} = ν \cdot E$ (σχ. 45).

Στήν *παράλληλη* σύνδεση γεννητριῶν συνδέονται ὅλοι οἱ θετικοί πόλοι καί ἀποτελοῦν τό θετικό πόλο τῆς συστοιχίας καί ὅλοι οἱ ἀρνητικοί πόλοι πού ἀποτελοῦν τόν ἀρνητικό πόλο της. Ἄν ἔχουμε ν ὅμοιες γεννήτριες πού καθεμιά ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη E, τότε *ἡ ὁλική ἠλεκτρεγερτική δύναμη* $E_{ολ}$ τῆς συστοιχίας εἶναι $E_{ολ} = E$ (σχ. 46).



Σχ. 46. Παράλληλη σύνδεση γεννητριῶν.

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

55. Μιά γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη E= 12 V καί ἐσωτερική ἀντίσταση r = 10 Ω. Τό ἐξωτερικό κύκλωμα ἀποτελεῖται μόνο ἀπό δύο ἀντιστάσεις R_1 = 26 Ω καί R_2 = 36 Ω. Πόση εἶναι ἡ διαφορά δυναμικοῦ στούς πόλους τῆς γεννήτριας καί πόση στίς ἄκρες κάθε ἀντιστάσεως ;

56. Μιά γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη E = 2 V καί ἐσωτερική ἀντίσταση r = 8 Ω. Τό ἐξωτερικό κύκλωμα ἀποτελεῖται ἀπό μιά ἀντίσταση R πού συνδέεται κατά σειρά μέ βολτόμετρο πού ἔχει ἐσωτερική ἀντίσταση R_0 = 300 Ω. Πόση πρέπει νά εἶναι ἡ ἀντίσταση R, ὥστε τό βολτόμετρο νά δείχνει U = 1,5 V ;

57. Μιά γεννήτρια, ὅταν τό ἐξωτερικό κύκλωμα ἔχει ἀντίσταση R_1 = 1 Ω, δίνει ρεῦμα ἐντάσεως I_1 = 1 A, ἐνῶ ὅταν τό ἐξωτερικό κύκλωμα ἔχει ἀντίσταση R_2= 2,5 Ω, δίνει ρεῦμα ἐντάσεως I_2= 0,5 A. Πόση εἶναι ἡ ἠλεκτρεγερτική δύναμη E καί ἡ ἐσωτερική ἀντίσταση r τῆς γεννήτριας;

58. Ὅταν οἱ πόλοι μιᾶς γεννήτριας συνδέονται μέ ἐξωτερική ἀντίσταση R_1 = 1 Ω, ἡ τάση στούς πόλους τῆς γεννήτριας εἶναι U_1 = 1,5 V, ἐνῶ ὅταν οἱ πόλοι τῆς γεννήτριας συνδέονται μέ ἐξωτερική ἀντίσταση R_2 = 2 Ω, ἡ τάση στούς πόλους τῆς γεννήτριας εἶναι U_2 = 2 V. Πόση εἶναι ἡ ἠλεκτρεγερτική δύναμη E καί ἡ ἐσωτερική ἀντίσταση r τῆς γεννήτριας ; Πόση ἰσχύ παρέχει στό κύκλωμα ἡ γεννήτρια σέ καθεμιά ἀπό τίς δύο περιπτώσεις ;

59. Μιά γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη E = 40 V. Οἱ πόλοι της συνδέονται μέ ἀντίσταση R καί τότε ἡ τάση στούς πόλους τῆς γεννήτριας εἶναι U = 30,8 V. Ἡ ἀντίσταση R συνδέεται κατά σειρά μέ μιά ἄλλη ἀντίσταση R_1 = 5 Ω καί τότε ἡ τάση στούς πόλους τῆς γεννήτριας γίνεται U_1 = 34,8 V. Πόση εἶναι ἡ ἐξωτερική ἀντίσταση R καί ἡ ἐσωτερική ἀντίσταση r τῆς γεννήτριας ;

60. Δύο ἀντιστάσεις R_1 = 3 Ω καί R_2 = 7 Ω συνδέονται μεταξύ τους παράλληλα καί οἱ δύο ἄκρες τοῦ συστήματος τῶν ἀντιστάσεων συνδέονται μέ τούς πόλους μιᾶς γεννήτριας, πού ἔχει ἐσωτερική ἀντίσταση r = 0,9 Ω. Οἱ δύο ἀντιστάσεις R_1 καί R_2 διαρρέονται ἀπό ρεύματα, πού ἀντίστοιχα ἔχουν ἔνταση I_1 = 14 A καί I_2 = 6 A. Πόση εἶναι ἡ ήλε-

κτρεγερτική δύναμη E τῆς γεννήτριας; Πόση ἰσχύ παρέχει ἡ γεννήτρια στό ἐξωτερικό κύκλωμα καί πῶς κατανέμεται αὐτή ἡ ἰσχύς στίς δύο ἀντιστάσεις;

61. Μιά ὑδατόπτωση ἔχει ἰσχύ $P_{υδ} = 29{,}44$ kW καί κινεῖ γεννήτρια πού ἔχει συντελεστή ἀποδόσεως $η = 80\ \%$. Τό ρεῦμα χρησιμοποιεῖται γιά τό φωτισμό συνοικισμοῦ, πού διαθέτει λαμπτῆρες μέ ἰσχύ $P_Λ = 75$ W. Οἱ ἀπώλειες κατά τή μεταφορά τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας εἶναι 10%. Πόσοι λαμπτῆρες μπορεῖ νά χρησιμοποιηθοῦν στό συνοικισμό;

62. Μιά γεννήτρια ἔχει πολική τάση $U = 500$ V καί δίνει ρεῦμα ἐντάσεως $I = 350$ A, πού μεταφέρεται μέ μακρύ σύρμα στόν τόπο καταναλώσεως. Πόση πρέπει νά εἶναι ἡ ἀντίσταση τοῦ σύρματος, ἄν θέλουμε οἱ ἀπώλειες ἰσχύος πάνω στό σύρμα ἐξαιτίας τοῦ φαινομένου Joule νά εἶναι ἴσες μέ τό 1/20 τῆς ἰσχύος τῆς γεννήτριας;

63. Μιά γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη $E = 120$ V καί ἐσωτερική ἀντίσταση $r = 1\ Ω$. Οἱ πόλοι τῆς γεννήτριας συνδέονται μέ κινητήρα. Ὅταν ὁ κινητήρας δέ στρέφεται, ἡ τάση στούς πόλους τῆς γεννήτριας εἶναι $U_1 = 90$ V, ἐνῶ, ὅταν ὁ κινητήρας στρέφεται, ἡ τάση στούς πόλους τῆς γεννήτριας εἶναι $U_2 = 115$ V. Νά βρεθεῖ: α) ἡ ἐσωτερική ἀντίσταση r' τοῦ κινητήρα· β) ἡ ἰσχύς πού μετατρέπεται σέ θερμότητα σέ ὅλο τό κύκλωμα, ὅταν ὁ κινητήρας στρέφεται· γ) ἡ μηχανική ἰσχύς πού δίνει ὁ κινητήρας.

64. Μιά γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη $E = 52$ V καί ἐσωτερική ἀντίσταση $r = 1\ Ω$. Τό ἐξωτερικό κύκλωμα ἀποτελεῖται ἀπό μιά ἀντίσταση $R = 5\ Ω$ καί ἕναν κινητήρα. Ὅταν ὁ κινητήρας δέ στρέφεται, τό ρεῦμα ἔχει ἔνταση $I_1 = 4$ A ἐνῶ, ὅταν ὁ κινητήρας στρέφεται, τό ρεῦμα ἔχει ἔνταση $I_2 = 1$ A. Νά βρεθεῖ: α) ἡ ἐσωτερική ἀντίσταση r' τοῦ κινητήρα· β) ἡ ἰσχύς πού μετατρέπεται σέ θερμότητα σέ ὅλο τό κύκλωμα, ὅταν ὁ κινητήρας στρέφεται· γ) ἡ μηχανική ἰσχύς πού δίνει ὁ κινητήρας.

65. Ἕνας ἀνεμιστήρας λειτουργεῖ μέ τάση $U = 110$ V, διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I = 0{,}6$ A καί ἔχει ἐσωτερική ἀντίσταση $r = 110\ Ω$. Πόση ἰσχύ δίνει τό ρεῦμα στόν ἀνεμιστήρα καί πόση ἰσχύς μετατρέπεται σέ θερμότητα; Πόση μηχανική ἰσχύ δίνει ὁ ἀνεμιστήρας καί πόσος εἶναι ὁ συντελεστής ἀποδόσεως;

66. Ἕνας κινητήρας λειτουργεῖ μέ τάση $U = 220$ V, τροφοδοτεῖται μέ ρεῦμα ἐντάσεως $I = 15$ A καί ἔχει ἀπόδοση 80 %. Πόση ἰσχύς τοῦ ρεύματος μετατρέπεται σέ θερμότητα καί πόση μηχανική ἰσχύ δίνει ὁ κινητήρας;

67. Μιά γεννήτρια ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη $E = 120$ V καί ἐσωτερική ἀντίσταση $r = 1\ Ω$. Τό ἐξωτερικό κύκλωμα ἀποτελεῖται ἀπό δύο παράλληλους κλάδους A καί B. Ὁ κλάδος A ἔχει ἀντίσταση $R_1 = 20\ Ω$ καί ὁ κλάδος B ἀντίσταση $R_2 = 5\ Ω$ καί διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I_2 = 19{,}2$ A. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση I_1 τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τήν ἀντίσταση R_1; Πόση ἰσχύ παρέχει ἡ γεννήτρια στό κύκλωμα καί πόση ἀπό αὐτή τήν ἰσχύ μετατρέπεται σέ θερμότητα πάνω στήν ἀντίσταση R_1;

68. Ἔχουμε $ν = 10$ ὅμοιες γεννήτριες, πού καθεμιά ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη $E = 5$ V καί ἐσωτερική ἀντίσταση $r = 0{,}5\ Ω$. Συνδέουμε τίς γεννήτριες κατά σειρά. Τό ἐξωτερικό κύκλωμα εἶναι μιά ἀντίσταση $R = 1{,}5\ Ω$. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση I τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τήν ἀντίσταση R; Πόση ἔνταση ἔχει τό ρεῦμα πού περνάει ἀπό μιά γεννήτρια; Πόση ἰσχύ παρέχει στό ἐξωτερικό κύκλωμα ἡ συστοιχία;

69. Μιά ἀντίσταση $R = 3\ Ω$ συνδέεται μέ συστοιχία πού ἀποτελεῖται ἀπό δύο ὅμοιες γεννήτριες, πού συνδέονται παράλληλα. Κάθε γεννήτρια ἔχει ΗΕΔ $E = 35$ V καί ἐσωτερική ἀντίσταση $r = 1\ Ω$. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τήν ἀντίσταση R;

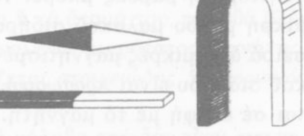
ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Ἰδιότητες τῶν μαγνητῶν

39. Μαγνῆτες. Μαγνητισμός

Ἀπό τήν ἀρχαιότητα ἦταν γνωστό ὅτι ὁ *φυσικός μαγνήτης* (Fe_3O_4) ἔχει τήν ἰδιότητα νά ἕλκει μικρά κομμάτια σιδήρου ἤ χάλυβα. Αὐτή ἡ ἰδιότητα τοῦ φυσικοῦ μαγνήτη ὀνομάζεται **μαγνητισμός.**

Ἄν μέ ἕνα φυσικό μαγνήτη τρίψουμε πολλές φορές καί κατά τήν ἴδια φορά μιά ράβδο χάλυβα, παρατηροῦμε ὅτι ὁ χάλυβας γίνεται *μόνιμος μαγνήτης* καί λέγεται *τεχνητός μαγνήτης.* Σήμερα κατασκευάζουμε εὔκολα τεχνητούς μαγνῆτες μέ τή βοήθεια τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος καί δίνουμε σ' αὐτούς διάφορα σχήματα (σχ. 47). Τούς τεχνητούς μαγνῆτες τούς κατασκευάζουμε ἀπό χάλυβα ἤ ἀπό ὁρισμένα κράματα.

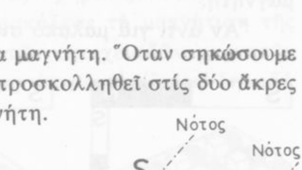


Σχ. 47. Τεχνητοί μαγνῆτες.

40. Πόλοι τοῦ μαγνήτη

Μέσα σέ ρινίσματα σιδήρου βυθίζουμε ἕνα μαγνήτη. Ὅταν σηκώσουμε τό μαγνήτη, βλέπουμε ὅτι τά ρινίσματα ἔχουν προσκολληθεῖ στίς δύο ἄκρες τοῦ μαγνήτη, πού ὀνομάζονται *πόλοι* τοῦ μαγνήτη.

Μέ νῆμα κρεμᾶμε ἕνα μαγνήτη ἔτσι, ὥστε νά μπορεῖ νά στρέφεται γύρω ἀπό κατακόρυφο ἄξονα (σχ. 48). Ὁ μαγνήτης ἰσορροπεῖ πάντοτε σέ τέτοια θέση, ὥστε ὁ ἕνας πόλος του νά στρέφεται πρός τό Βορρά καί ὁ ἄλλος πόλος του πρός τό Νότο. Γι' αὐτό οἱ δύο πόλοι τοῦ μαγνήτη ὀνομάζονται ἀντίστοιχα *βόρειος πόλος* (N, North = Βορρᾶς) καί *νότιος πόλος* (S, South = Νότος).



Σχ. 48. Οἱ δύο πόλοι τοῦ μαγνήτη.

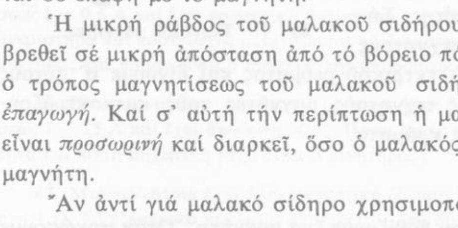
Ἀμοιβαία ἐπίδραση τῶν πόλων. Στόν ἕνα πόλο μιᾶς μαγνητικῆς βελόνης, πού μπορεῖ νά στρέφεται ἐλεύθερα γύρω ἀπό κατακόρυφο ἄξονα, πλησιάζουμε διαδοχικά τούς δύο πόλους ἑνός μαγνήτη. Τότε εὔκολα διαπιστώνουμε ὅτι μεταξύ δύο *ὁμώνυμων* πόλων ἀναπτύσσεται ἀμοιβαία *ἄπωση*, ἐνῶ μεταξύ δύο *ἑτερώνυμων* πόλων ἀναπτύσσεται ἀμοιβαία *ἕλξη*. Ἡ δύναμη πού ἀναπτύσσεται μεταξύ δύο μαγνητικῶν πόλων καθώς καί ἄλλα μαγνητικά φαινόμενα ἑρμηνεύονται εὔκολα, ἄν ὑποθέσουμε ὅτι σέ κάθε μαγνητικό πόλο ὑπάρχει ἕνα ἰδιαίτερο φυσικό μέγεθος, πού ὀνομάζεται **ποσότητα μαγνητισμοῦ** (m) καί θεωρεῖται ὡς θετική (+ m) ἤ ἀρνητική (— m), ἀντίστοιχα γιά ἕνα βόρειο ἤ νότιο μαγνητικό πόλο.

41. Μαγνήτιση μέ ἐπαφή καί μέ ἐπαγωγή

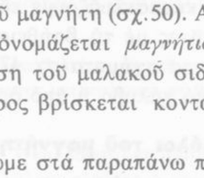
Ἄν ἡ μιά ἄκρη μικρῆς ράβδου ἀπό μαλακό σίδηρο ἔρθει *σέ ἐπαφή* μέ τό βόρειο πόλο ἑνός μαγνήτη, εὔκολα διαπιστώνουμε ὅτι ἡ ἄλλη ἄκρη τῆς ράβδου ἔγινε βόρειος πόλος (σχ. 49α). Ὁ τρόπος μέ τόν ὁποῖο ἔγινε μαγνήτης ἡ ράβδος τοῦ μαλακοῦ σιδήρου, ὀνομάζεται *μαγνήτιση μέ ἐπαφή*. Ἡ μαγνητισμένη ράβδος μπορεῖ νά μαγνητίσει μέ τόν ἴδιο τρόπο μιά δεύτερη μικρή ράβδο μαλακοῦ σιδήρου, αὐτή μιά ἄλλη καί ἔτσι σχηματίζεται μιά σειρά ἀπό μικρές μαγνητισμένες ράβδους (σχ. 49β). Ἡ μαγνήτιση τοῦ μαλακοῦ σιδήρου εἶναι *προσωρινή* καί διαρκεῖ, ὅσο ὁ μαλακός σίδηρος βρίσκεται σέ ἐπαφή μέ τό μαγνήτη.

Ἡ μικρή ράβδος τοῦ μαλακοῦ σιδήρου μαγνητίζεται ἀκόμη καί ὅταν βρεθεῖ σέ μικρή ἀπόσταση ἀπό τό βόρειο πόλο τοῦ μαγνήτη (σχ. 50). Αὐτός ὁ τρόπος μαγνητίσεως τοῦ μαλακοῦ σιδήρου ὀνομάζεται *μαγνήτιση μέ ἐπαγωγή*. Καί σ' αὐτή τήν περίπτωση ἡ μαγνήτιση τοῦ μαλακοῦ σιδήρου εἶναι *προσωρινή* καί διαρκεῖ, ὅσο ὁ μαλακός σίδηρος βρίσκεται κοντά στό μαγνήτη.

Ἄν ἀντί γιά μαλακό σίδηρο χρησιμοποιήσουμε στά παραπάνω πειρά-

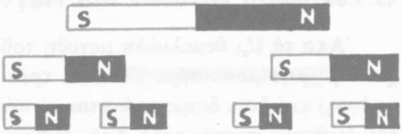


Σχ. 49. Μαγνήτιση μέ ἐπαφή (α) καί μαγνήτιση μέ ἐπαφή μιᾶς σειρᾶς ράβδων μαλακοῦ σιδήρου (β).



Σχ. 50. Μαγνήτιση μέ ἐπαγωγή.

ματα μιά ράβδο ἀπό χάλυβα, παρατηροῦμε ὅτι καί ὁ χάλυβας μαγνητίζεται *μέ ἐπαφή* καί *μέ ἐπαγωγή*, ἀλλά ἡ μαγνήτισή του εἶναι *μόνιμη*.



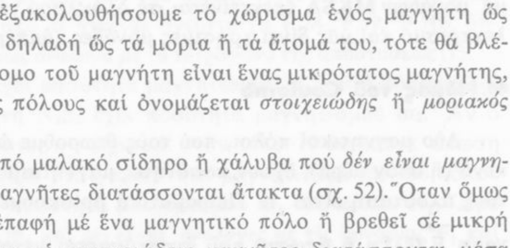
Σχ. 51. 'Αδύνατη ἡ ἀπομόνωση ἑνός μαγνητικοῦ πόλου.

42. Στοιχειώδεις μαγνῆτες

"Αν ἕναν εὐθύγραμμο μαγνήτη τόν κόψουμε σέ δύο κομμάτια, παρατηροῦμε ὅτι κάθε κομμάτι ἔχει *δύο ἑτερώνυμους πόλους* (βόρειο καί νότιο πόλο). Στό σημεῖο πού χωρίστηκε ὁ ἀρχικός μαγνήτης ἐμφανίστηκαν δύο ἑτερώνυμοι πόλοι (σχ. 51). "Αν καθένα ἀπό τούς δύο νέους μαγνῆτες τόν κόψουμε σέ δύο κομμάτια, παρατηροῦμε ὅτι κάθε κομμάτι ἔχει πάλι δύο ἑτερώνυμους πόλους. 'Από τό πείραμα αὐτό συμπεραίνουμε ὅτι εἶναι ἀδύνατο *νά ἀπομονώσουμε* ἕνα μαγνητικό πόλο, γιατί οἱ δύο μαγνητικοί πόλοι, ὁ βόρειος καί ὁ νότιος, ἐμφανίζονται πάντοτε στίς δύο ἄκρες ἑνός μαγνήτη.

"Αν μπορούσαμε νά ἐξακολουθήσουμε τό χώρισμα ἑνός μαγνήτη ὥς τά ἐλάχιστα τμήματά του, δηλαδή ὥς τά μόρια ἤ τά ἄτομά του, τότε θά βλέπαμε ὅτι κάθε μόριο ἤ ἄτομο τοῦ μαγνήτη εἶναι ἕνας μικρότατος μαγνήτης, πού ἔχει δύο ἑτερώνυμους πόλους καί ὀνομάζεται *στοιχειώδης* ἤ *μοριακός μαγνήτης*.

Μέσα σέ μιά ράβδο ἀπό μαλακό σίδηρο ἤ χάλυβα πού *δέν εἶναι μαγνητισμένη*, οἱ στοιχειώδεις μαγνῆτες διατάσσονται ἄτακτα (σχ. 52). "Οταν ὅμως αὐτή ἡ ράβδος ἔρθει σέ ἐπαφή μέ ἕνα μαγνητικό πόλο ἤ βρεθεῖ σέ μικρή ἀπόσταση ἀπό αὐτόν, τότε οἱ στοιχειώδεις μαγνῆτες διατάσσονται μέσα στή ράβδο ἔτσι, ὥστε στίς δύο ἄκρες της ἐμφανίζονται δύο ἑτερώνυμοι πόλοι. Μέσα στή ράβδο οἱ στοιχειώδεις μαγνῆτες σχηματίζουν παράλληλα νήματα. "Οταν ἀπομακρυνθεῖ ὁ πόλος, πού προκάλεσε τή μαγνήτιση τῆς ράβδου, τότε στό μαλακό σίδηρο ἡ διάταξη τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν ἀμέσως καταστρέφεται καί ὁ μαλακός σίδηρος *ἀπομαγνητίζεται*, δηλαδή ἡ μαγνήτισή του ἦταν *προσωρινή*, ἐνῶ ἀντίθετα στό χάλυβα ἡ διάταξη τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν διατηρεῖται καί ὁ χάλυβας ἐξακολουθεῖ νά εἶναι *μαγνήτης*, δηλαδή ἡ μαγνήτισή του εἶναι *μόνιμη*.


Σχ. 52. Στοιχειώδεις μαγνῆτες σέ ἀμαγνήτιστη καί σέ μαγνητισμένη ράβδο σιδήρου.

43. Συστήματα μονάδων στό Μαγνητισμό

Ἀπό τά ἕξι θεμελιώδη μεγέθη τοῦ διεθνοῦς συστήματος (SI) στή *Μηχανική* **χρησιμοποιοῦμε μόνο τά τρία** μηχανικά μεγέθη του (μῆκος, μάζα, χρόνος) **καί** ἔτσι διαμορφώνεται τό *σύστημα MKS*, πού ἀποτελεῖ ἕνα τμῆμα τοῦ διεθνοῦς συστήματος. Στό *Μαγνητισμό* καί τόν *Ἠλεκτρισμό*, ἐκτός ἀπό τά τρία μηχανικά μεγέθη (μῆκος, μάζα, χρόνος), χρησιμοποιοῦμε καί ἕνα τέταρτο θεμελιῶδες μέγεθος, *τήν ἔνταση ἠλεκτρικοῦ ρεύματος*, πού ὡς θεμελιώδη μονάδα ἔχει τό Ampère (1 A). Ἔτσι διαμορφώνεται τό *σύστημα MKSA*, πού εἶναι πάλι ἕνα τμῆμα τοῦ διεθνοῦς συστήματος μονάδων (SI).

Τό σύστημα CGS ἐπεκτείνεται καί στό Μαγνητισμό καί σ' αὐτή τήν περίπτωση ἀποτελεῖ τό *ἠλεκτρομαγνητικό σύστημα* μονάδων *(σύστημα HMM)*. Ἀλλά σήμερα γενικά χρησιμοποιοῦμε τό σύστημα MKSA, γιατί οἱ μονάδες του εἶναι κατάλληλες γιά τίς πάρα πολλές ἐφαρμογές στήν τεχνική. Γιά νά μή προκληθεῖ καμιά σύγχυση, θά ἐξετάσουμε τά μαγνητικά φαινόμενα χρησιμοποιώντας τό γενικά παραδεκτό σύστημα MKSA. Τό σύστημα μονάδων MKSA ἐπεκτείνεται σέ ὁλόκληρο τό Μαγνητισμό καί τόν Ἠλεκτρισμό καί μᾶς δίνει χρήσιμες μονάδες (ἀμπέρ, βόλτ, ὤμ κ.ἄ).

44. Νόμος τοῦ Coulomb

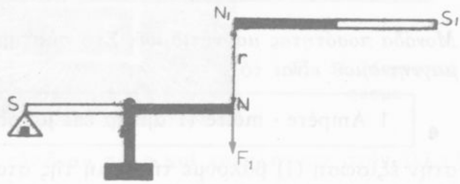
Δύο μαγνητικοί πόλοι, πού τούς θεωροῦμε ὡς σημεῖα, βρίσκονται στό κενό (ἤ στόν ἀέρα), ἔχουν ποσότητες μαγνητισμοῦ m_1 καί m_2 καί ἡ μεταξύ τους ἀπόσταση εἶναι r. Πειραματικά βρίσκουμε ὅτι γιά τή μαγνητική δύναμη $\vec{F}$ (ἕλξη ἤ ἄπωση) πού ἀναπτύσσεται μεταξύ αὐτῶν τῶν δύο πόλων, ἰσχύει *ὁ νόμος τοῦ Coulomb*:

Ἡ ἕλξη ἤ ἡ ἄπωση ($\vec{F}$) πού ἀναπτύσσεται μεταξύ δύο ποσοτήτων μαγνητισμοῦ (m_1 καί m_2) εἶναι ἀνάλογη μέ τό γινόμενο τῶν ποσοτήτων μαγνητισμοῦ καί ἀντιστρόφως ἀνάλογη μέ τό τετράγωνο τῆς ἀποστάσεώς τους (r).

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Coulomb} \quad F = K_{\mu\alpha\gamma\nu} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}} \qquad (1)$$

ὅπου $K_{\mu\alpha\gamma\nu}$ εἶναι μιά σταθερή, πού ἐξαρτᾶται ἀπό *τίς μονάδες* καί ἀπό *τό μέσο* πού ὑπάρχει γύρω ἀπό τίς δύο ποσότητες μαγνητισμοῦ. Ἡ μαγνητική δύναμη $\vec{F}$ εἶναι θετική (ἄπωση), ἄν οἱ δύο ποσότητες μαγνητισμοῦ εἶναι *ὁμώνυμες* καί *ἀρνητική* (ἕλξη), ἄν οἱ δύο ποσότητες μαγνητισμοῦ εἶναι *ἑτερώνυμες*.

Πειραματική ἀπόδειξη. Ὁ νόμος τοῦ Coulomb ἀποδεικνύεται πειραματικά μέ τή διάταξη πού δείχνει τό σχῆμα 53. Ἕνας μακρύς καί λεπτός μαγνήτης NS ἀποτελεῖ τή φάλαγγα ζυγοῦ. Ἔστω m ἡ ποσότητα μαγνητισμοῦ τοῦ βόρειου πόλου του N. Σέ ἀπόσταση r ἀπό τόν πόλο N φέρνουμε ἄλλο βόρειο πόλο N_1 ἑνός δεύτερου μαγνήτη N_1S_1. Ἡ ἄπωση F_1, πού ἐξασκεῖται τότε στόν πόλο N, μετριέται εὔκολα μέ τά σταθμά πού βάζουμε στό δίσκο τοῦ ζυγοῦ. Ἄν ἡ ἀπόσταση μεταξύ τῶν δύο πόλων γίνει 2r, 3r, 4r, ἡ ἄπωση πού ἐξασκεῖται στόν πόλο N γίνεται ἀντίστοιχα $F_1/4$, $F_1/9$, $F_1/16$, δηλαδή ἐλαττώνεται *ἀντιστρόφως ἀνάλογα μέ τό τετράγωνο τῆς ἀποστάσεως* (r).



Σχ. 53. Σχηματική παράσταση τῆς διατάξεως γιά τήν ἀπόδειξη τοῦ νόμου τοῦ Coulomb.

Ὁ βόρειος πόλος N_1 ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ m_1 καί ὁ βόρειος πόλος N_2 ἑνός ἄλλου μαγνήτη N_2S_2 ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ m_2. Ἄν ὁ πόλος N_2 ἀπό τήν ἴδια ἀπόσταση r ἐξασκεῖ στόν πόλο N διπλάσια ἄπωση $(2F_1)$, τότε πρέπει νά δεχτοῦμε ὅτι ἡ ποσότητα μαγνητισμοῦ m_2 τοῦ πόλου N_2 εἶναι διπλάσια ἀπό τήν ποσότητα μαγνήτισμοῦ m_1 τοῦ πόλου N_1. Ἄρα οἱ ποσότητες μαγνητισμοῦ m_1 καί m_2 εἶναι *ἀνάλογες* μέ τίς δυνάμεις F_1 καί F_2, τίς ὁποῖες ἐξασκοῦν αὐτές οἱ δύο ποσότητες μαγνητισμοῦ ἀπό τήν ἴδια ἀπόσταση r σέ μιά τρίτη ποσότητα μαγνητισμοῦ m, δηλαδή ἔχουμε :

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{F_1}{F_2}$$

Ὁ πόλος N_1 ἐξασκεῖ στόν πόλο N μιά ἄπωση F_1, πού εἶναι ἀνάλογη μέ τήν ποσότητα μαγνητισμοῦ m_1 τοῦ πόλου N_1. Σύμφωνα μέ τό ἀξίωμα τῆς δράσεως καί ἀντιδράσεως καί ὁ πόλος N ἐξασκεῖ στόν πόλο N_1 ἀντίθετη ἄπωση F_1, πού εἶναι ἀνάλογη μέ τήν ποσότητα μαγνητισμοῦ m τοῦ πόλου N. Ὥστε ἡ ἄπωση F_1 εἶναι ἀνάλογη καί μέ τήν ποσότητα μαγνητισμοῦ m καί μέ τήν ποσότητα μαγνητισμοῦ m_1, δηλαδή εἶναι *ἀνάλογη μέ τό γινόμενο* $m \cdot m_1$ *τῶν δύο ποσοτήτων μαγνητισμοῦ.*

α. Ὁ νόμος τοῦ Coulomb στό σύστημα μονάδων MKSA. Ὅταν οἱ δύο μαγνητικοί πόλοι m_1 καί m_2 βρίσκονται στό *κενό* (ἤ στόν *ἀέρα*), τότε ὁρίστηκε (1960) ὅτι ἡ μαγνητική σταθερή $K_{μαγν}$ ἔχει τήν τιμή :

μαγνητική σταθερή τοῦ Coulomb	$K_{μαγν} = 10^{-7} \dfrac{N}{A^2}$

Μονάδα ποσότητας μαγνητισμοῦ. Στό σύστημα MKSA *μονάδα ποσότητας μαγνητισμοῦ εἶναι τό*:

1 Ampère · mètre (1 ἀμπέρ ἐπί μέτρο) ἤ 1 A · m

Ἄν στήν ἐξίσωση (1) βάλουμε τήν τιμή τῆς σταθερῆς $K_{μαγν}$, $m_1 = m_2 = 1\ A \cdot m$ καί $r = 1\ m$, βρίσκουμε:

$$F = 10^{-7} \frac{N}{A^2} \cdot \frac{(1\ A \cdot m)^2}{(1\ m^2)} \quad \text{καί} \quad F = 10^{-7}\ N$$

Ἔτσι ἔχουμε τόν ἀκόλουθο *ὁρισμό*:

Μονάδα ποσότητας μαγνητισμοῦ (1 A · m) εἶναι ἡ ποσότητα μαγνητισμοῦ ἡ ὁποία, ὅταν βρίσκεται μέσα στό κενό σέ ἀπόσταση ἑνός μέτρου (1 m) ἀπό ἴση ποσότητα μαγνητισμοῦ, ἐξασκεῖ σ' αὐτή δύναμη (F) ἴση μέ 10^{-7} Newton.

Ὥστε *στό σύστημα MKSA* ὁ νόμος τοῦ Coulomb γιά τό κενό (ἤ τόν ἀέρα) δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

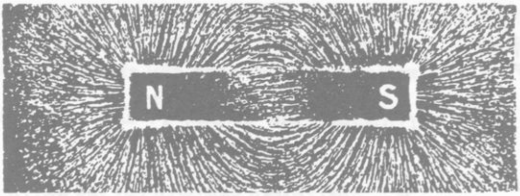
$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Coulomb} \quad F = 10^{-7} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}} \quad \left\{ \begin{array}{l} 10^{-7} \text{ σέ } N/A^2 \\ m_1, m_2 \text{ σέ } A \cdot m \\ r \text{ σέ } m \\ F \text{ σέ } N \end{array} \right. \qquad (2)$$

β. Μαγνητικό δίπολο. Ἀπό τίς μετρήσεις βρήκαμε ὅτι *οἱ δύο ἑτερώνυμοι πόλοι* ἑνός μαγνήτη (δηλαδή ὁ βόρειος καί ὁ νότιος) ἔχουν κατ' ἀπόλυτη τιμή *τήν ἴδια ποσότητα μαγνητισμοῦ* ($\pm m$), πού τή θεωροῦμε συγκεντρωμένη σέ δύο ὁρισμένα σημεῖα κοντά στίς ἄκρες τοῦ μαγνήτη. Δύο ἴσοι (κατ' ἀπόλυτη τιμή) ἑτερώνυμοι πόλοι, πού βρίσκονται σέ σταθερή μεταξύ τους ἀπόσταση, ἀποτελοῦν ἕνα *μαγνητικό δίπολο.*

Μαγνητικό πεδίο

45. Μαγνητικό φάσμα. Ὁρισμός τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου

Κάτω ἀπό μιά ὁριζόντια γυάλινη πλάκα τοποθετοῦμε ἕναν εὐθύγραμμο μαγνήτη. Πάνω στήν πλάκα ρίχνουμε ρινίσματα σιδήρου καί χτυπᾶμε ἐλαφρά τήν πλάκα. Τά ρινίσματα ἀναπηδοῦν καί διατάσσονται σέ κανονικές



Σχ. 54. Μαγνητικό φάσμα.

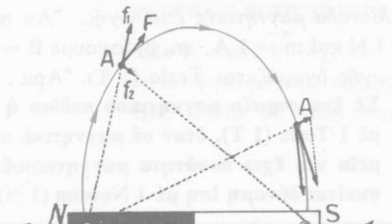
γραμμές, πού ἀρχίζουν ἀπό τόν ἕναν πόλο καί καταλήγουν στόν ἄλλο (σχ. 54). Αὐτές οἱ γραμμές ὀνομάζονται *μαγνητικές δυναμικές γραμμές* καί τό σύστημα τῶν γραμμῶν πού σχηματίζεται πάνω στήν πλάκα ὀνομάζεται *μαγνητικό φάσμα*. Ἄν πάνω στήν πλάκα βάλουμε μικρές μαγνητικές βελόνες, παρατηροῦμε ὅτι κάθε βελόνη, ὅταν ἠρεμήσει, ἔχει τή διεύθυνση τῆς ἐφαπτομένης μιᾶς δυναμικῆς γραμμῆς (σχ. 55). Αὐτή ἡ θέση τῆς μαγνητικῆς βελόνης ὀφείλεται στίς μαγνητικές δυνάμεις, πού ἐξασκοῦν στούς δύο πόλους της οἱ δύο πόλοι τοῦ μαγνήτη. Ὥστε τό μαγνητικό φάσμα σχηματίζεται, γιατί τά ρινίσματα τοῦ σιδήρου *μαγνητίζονται* μέ ἐπαγωγή καί γίνονται μικροί μαγνῆτες, οἱ ὁποῖοι διατάσσονται κατά τή διεύθυνση τῆς ἐφαπτομένης σέ κάθε σημεῖο τῆς δυναμικῆς γραμμῆς.

Τό μαγνητικό φάσμα αἰσθητοποιεῖ μιά ἰδιότητα πού ἀποκτᾶ ὁ χῶρος γύρω ἀπό τό μαγνήτη. Δηλαδή σέ κάθε ποσότητα μαγνητισμοῦ, πού ἔρχεται μέσα σ' αὐτόν τό χῶρο, ἐξασκοῦνται μαγνητικές δυνάμεις οἱ ὁποῖες ὀφείλονται στό μαγνήτη. Τότε λέμε ὅτι γύρω ἀπό τό μαγνήτη ὑπάρχει *μαγνητικό πεδίο*. Ὥστε:

Μαγνητικό πεδίο ὀνομάζεται ἕνας χῶρος, ὅταν σέ κάθε ποσότητα μαγνητισμοῦ πού ὑπάρχει μέσα σ' αὐτόν ἐξασκοῦνται μαγνητικές δυνάμεις (ἕλξεις ἤ ἀπώσεις).

46. Στοιχεῖα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου

α. Μαγνητική ἐπαγωγή τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἕνα μαγνητικό πεδίο σχηματίζεται στό κενό (ἤ στόν ἀέρα). Σέ ἕνα σημεῖο Α τοῦ μαγνητι-



Σχ. 55. Ἐξήγηση τοῦ μαγνητικοῦ φάσματος.

Σχ. 56. Ἡ μαγνητική ἐπαγωγή $\vec{B}$ στό σημεῖο Α τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

κοῦ πεδίου ὑπάρχει μιά *ποσότητα μαγνητισμοῦ* + m (σχ. 56). Τότε τό μαγνητικό πεδίο ἐξασκεῖ σ' αὐτή τήν ποσότητα μαγνητισμοῦ μιά *δύναμη* $\vec{F}$. Στό *σύστημα MKSA* ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος *ὁρισμός* :

Μαγνητική ἐπαγωγή ($\vec{B}$) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου σέ ἕνα σημεῖο του ὀνομάζεται τό πηλίκο τῆς δυνάμεως $\vec{F}$ πού ἐνεργεῖ στήν ποσότητα μαγνητισμοῦ m, (ἡ ὁποία βρίσκεται σ' αὐτό τό σημεῖο), διά τῆς ποσότητας μαγνητισμοῦ m.

μαγνητική ἐπαγωγή	$\vec{B} = \dfrac{\vec{F}}{m}$	(1)

Ἡ μαγνητική ἐπαγωγή εἶναι *ἄνυσμα* ($\vec{B}$), πού ἔχει *φορέα* τό φορέα τῆς δυνάμεως, *μέτρο* ἴσο μέ τό πηλίκο B = F/m καί *φορά* κατά σύμβαση τή φορά τῆς δυνάμεως $\vec{F}$, ὅταν αὐτή ἐνεργεῖ σέ θετική ποσότητα μαγνητισμοῦ +m.

Ἀπό τήν ἐξίσωση B = F/m συνάγεται ὅτι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή σέ ἕνα σημεῖο τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἀριθμητικά εἶναι ἴση μέ τή δύναμη πού ἐξασκεῖ τό πεδίο *στή μονάδα θετικῆς ποσότητας μαγνητισμοῦ*, ὅταν αὐτή βρίσκεται στό θεωρούμενο σημεῖο τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

Μονάδα μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς. Ἄν στήν ἐξίσωση **B = F/m** βάλουμε F = 1 N καί m = 1 A · m, βρίσκουμε B = 1 MKSA. *Ἡ μονάδα μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς* ὀνομάζεται *Tesla* (1 T). Ἄρα :

Σέ ἕνα σημεῖο μαγνητικοῦ πεδίου ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B εἶναι ἴση μέ 1 Tesla (1 T), ὅταν σέ μαγνητικό πόλο, πού βρίσκεται σ' αὐτό τό σημεῖο καί ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ 1 μονάδα MKSA (1 A · m), ἐξασκεῖται δύναμη ἴση μέ 1 Newton (1 N).

μονάδα μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς	$1\ \text{Tesla}\ (1\ \text{T}) = \dfrac{1\ \text{N}}{1\ \text{A} \cdot \text{m}}$ ἤ $1\ \text{T} = 1\ \dfrac{\text{N}}{\text{A} \cdot \text{m}}$

β. Ὑπολογισμός τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς. Ἔχουμε ἕνα μακρύ εὐθύγραμμο μαγνήτη NS, πού ὁ βόρειος πόλος του N ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ +m (σχ. 57). Ἐπειδή ὁ μαγνήτης ἔχει μεγάλο μῆκος, μποροῦμε κατά προσέγγιση νά θεωρήσουμε ὅτι ὁ πόλος N εἶναι μονωμένος καί δημιουργεῖ γύρω του ἕνα μαγνητικό πεδίο. Σέ ἕνα σημεῖο Α τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου φέρνουμε τό βόρειο πόλο N_1 ἑνός ἄλλου μαγνήτη N_1S_1. Ὁ πόλος N_1 ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ $+m_1$ καί ἐπομένως ὁ πόλος N ἐξασκεῖ στόν πόλο N_1 δύναμη F ἴση μέ:

$$F = K_{\mu\alpha\gamma\nu} \cdot \frac{m \cdot m_1}{r^2}$$

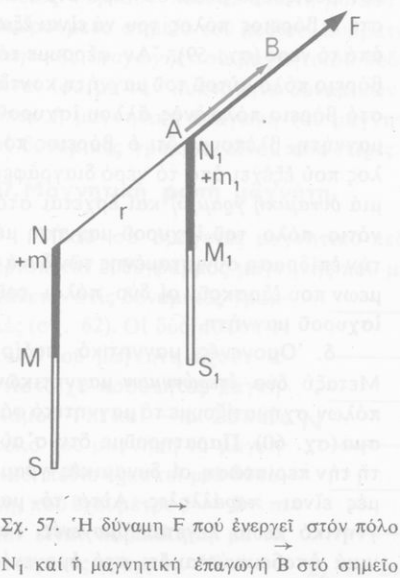
Ἄρα ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B στό σημεῖο A τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι:

$$B = \frac{F}{m_1} = K_{\mu\alpha\gamma\nu} \cdot \frac{m}{r^2} \quad \text{ἤ} \quad \boxed{B = 10^{-7} \cdot \frac{m}{r^2}} \quad \left\{ \begin{array}{l} 10^{-7} \text{ σέ } N/A^2 \\ m \text{ σέ } A \cdot m \\ r \text{ σέ } m \\ B \text{ σέ } T \end{array} \right.$$

ὅπου m εἶναι ἡ ποσότητα μαγνητισμοῦ πού δημιουργεῖ τό μαγνητικό πεδίο.

Παράδειγμα. Ἕνας βόρειος μαγνητικός πόλος ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ $m = 5\,A \cdot m$. Σέ ἀπόσταση $r = 50$ cm ἀπό αὐτό τόν πόλο ἡ μαγνητική ἐπαγωγή ἔχει μέτρο ἴσο μέ:

$$B = 10^{-7} \cdot \frac{m}{r^2} = 10^{-7} \frac{N}{A^2} \cdot \frac{5\,A \cdot m}{(0{,}5\,m)^2} \quad \text{καί} \quad B = 20 \cdot 10^{-7} \frac{N}{A \cdot m} \text{ ἤ } T$$



Σχ. 57. Ἡ δύναμη $\vec{F}$ πού ἐνεργεῖ στόν πόλο N_1 καί ἡ μαγνητική ἐπαγωγή $\vec{B}$ στό σημεῖο A τοῦ πεδίου.

γ. Δυναμική γραμμή τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

Σέ ἕνα σημεῖο A τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου βρίσκεται ἕνας σημειακός βόρειος πόλος N καί ἡ μαγνητική ἐπαγωγή στό σημεῖο A εἶναι $\vec{B}$ (σχ. 58). Γιά νά αἰσθητοποιοῦμε τό μαγνητικό πεδίο σέ κάθε σημεῖο

Σχ. 58. Τό ἄνυσμα $\vec{B}$ εἶναι ἐφαπτόμενο τῆς δυναμικῆς γραμμῆς.

του, ἔχουμε τίς *δυναμικές γραμμές* τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, γιά τίς ὁποῖες ἰσχύει ὁ ἑξῆς *ὁρισμός* :

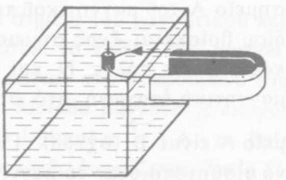
Δυναμική γραμμή τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ὀνομάζεται ἡ γραμμή πού σέ κάθε σημεῖο της τό ἄνυσμα τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς $\vec{B}$ εἶναι ἐφαπτόμενο αὐτῆς τῆς γραμμῆς.

Ἐπειδή σέ κάθε σημεῖο τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἡ μαγνητική ἐπαγωγή εἶναι ἕνα ὁρισμένο ἄνυσμα $\vec{B}$, συνάγεται ὅτι ἀπό ἕνα σημεῖο τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου περνάει *μόνο μιά* δυναμική γραμμή. Αὐτή ἔχει φορά τή φορά τοῦ ἀνύσματος τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς. Ἀπό τή φορά, πού κατά συνθήκη δεχόμαστε γιά τό ἄνυσμα τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς, προκύπτει ὅτι ἡ δυναμική γραμμή ἔχει φορά *ἀπό τό βόρειο πρός τό νότιο πόλο* τοῦ μαγνήτη (σχ. 9).

Ἀπό τά παραπάνω μποροῦμε νά δώσουμε γιά τή δυναμική γραμμή τόν ἑξῆς ἐμπειρικό *ὁρισμό* :

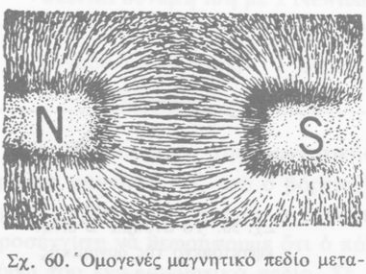
Δυναμική γραμμή τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι ἡ τροχιά πού διαγράφει ἕνας βόρειος μαγνητικός πόλος (+m) μέ τήν ἐπίδραση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

Αὐτή ἡ κίνηση ἑνός βόρειου μαγνητικοῦ πόλου ἀποδεικνύεται μέ τό ἑξῆς πείραμα. Στερεώνουμε ἕνα λεπτό καί μακρύ μαγνήτη σέ ἕνα φελλό καί τόν βυθίζουμε μέσα σέ νερό ἔτσι, ὥστε ὁ βόρειος πόλος του νά εἶναι ἔξω ἀπό τό νερό (σχ. 59). Ἄν φέρουμε τό βόρειο πόλο αὐτοῦ τοῦ μαγνήτη κοντά στό βόρειο πόλο ἑνός ἄλλου ἰσχυροῦ μαγνήτη, βλέπουμε ὅτι ὁ βόρειος πόλος πού ἐξέχει ἀπό τό νερό διαγράφει μιά *δυναμική γραμμή* καί ἔρχεται στό νότιο πόλο τοῦ ἰσχυροῦ μαγνήτη μέ τήν ἐπίδραση συνισταμένης τῶν δυνάμεων πού ἐξασκοῦν οἱ δύο πόλοι τοῦ ἰσχυροῦ μαγνήτη.

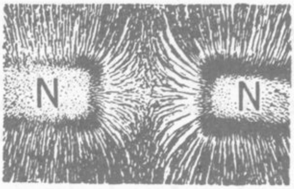


Σχ. 59. Κίνηση ἑνός βόρειου μαγνητικοῦ πόλου.

δ. Ὁμογενές μαγνητικό πεδίο. Μεταξύ δύο *ἑτερώνυμων* μαγνητικῶν πόλων σχηματίζουμε τό μαγνητικό φάσμα (σχ. 60). Παρατηροῦμε ὅτι σ' αὐτή τήν περίπτωση οἱ δυναμικές γραμμές εἶναι *παράλληλες*. Αὐτό τό μαγνητικό πεδίο λέγεται *ὁμογενές*. Γενικά ἀποδεικνύεται ὅτι στό ὁμογενές μαγνητικό πεδίο τό ἄνυσμα τῆς μαγνη-



Σχ. 60. Ὁμογενές μαγνητικό πεδίο μεταξύ δύο ἑτερώνυμων μαγνητικῶν πόλων.



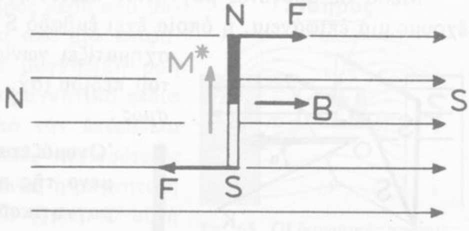
Σχ. 61. Μαγνητικό πεδίο μεταξύ δύο ὁμώνυμων μαγνητικῶν πόλων.

τικῆς ἐπαγωγῆς ($\vec{B}$) σέ ὅλα τά σημεῖα τοῦ πεδίου ἔχει τήν ἴδια διεύθυνση, τήν ἴδια φορά καί τό ἴδιο μέτρο, δηλαδή ἡ μαγνητική ἐπαγωγή εἶναι σταθερή σέ ὅλα τά σημεῖα τοῦ πεδίου. Ἕνας πεταλοειδής μαγνήτης ἀνάμεσα στούς δύο βραχίονές του σχηματίζει ὁμογενές μαγνητικό πεδίο. Τό σχῆμα 61 δείχνει τό μαγνητικό φάσμα πού σχηματίζεται μεταξύ δύο ὁμώνυμων μαγνητικῶν πόλων (*ἀνομοιογενές* πεδίο). Ἕνα ὁμογενές μαγνητικό πεδίο τό παριστάνουμε μέ ἰσαπέχουσες παράλληλες γραμμές.

ε. Πυκνότητα δυναμικῶν γραμμῶν. Στό μαγνητικό φάσμα κοντά σέ κάθε πόλο, ὅπου ἡ μαγνητική ἐπαγωγή εἶναι μεγάλη, παρατηροῦμε *πύκνωση* τῶν δυναμικῶν γραμμῶν καί ἀντίθετα σέ μεγαλύτερη ἀπόσταση ἀπό τούς πόλους, ὅπου ἡ μαγνητική ἐπαγωγή εἶναι μικρότερη, παρατηροῦμε *ἀραίωση* τῶν δυναμικῶν γραμμῶν. Ὀνομάζουμε *πυκνότητα δυναμικῶν γραμμῶν* σέ ἕνα σημεῖο τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τόν ἀριθμό τῶν δυναμικῶν γραμμῶν οἱ ὁποῖες περνοῦν *κάθετα ἀπό τή μονάδα ἐπιφάνειας*, πού ὡς κέντρο ἔχει τό θεωρούμενο σημεῖο τοῦ πεδίου. Συμβατικά δεχόμαστε ὅτι *τό μέτρο τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς* τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου σέ ἕνα σημεῖο του ἀριθμητικά εἶναι ἴσο μέ τήν πυκνότητα δυναμικῶν γραμμῶν σ' αὐτό τό σημεῖο. Ἔτσι, ὅπου ἡ μαγνητική ἐπαγωγή τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι *μεγαλύτερη*, ἐκεῖ οἱ δυναμικές γραμμές εἶναι *πυκνότερες*.

47. Μαγνητική ροπή μαγνήτη

Μέσα σέ ὁμογενές μαγνητικό πεδίο πού ἔχει μαγνητική ἐπαγωγή $\vec{B}$, βρίσκεται εὐθύγραμμος μαγνήτης πού μπορεῖ νά στρέφεται γύρω ἀπό ἄξονα κάθετο στίς δυναμικές γραμμές (σχ. 62). Οἱ δύο πόλοι N καί S τοῦ μαγνήτη ἔχουν ἀντίστοιχα ποσότητες μαγνητισμοῦ $+m$ καί $-m$. Σέ κάθε πόλο τοῦ μαγνήτη τό μαγνητικό πεδίο ἐξασκεῖ μιά δύναμη, πού ἔχει μέτρο $F = B \cdot m$ καί εἶναι παράλληλη μέ τίς δυναμικές γραμμές. Ὅταν ὁ μαγνήτης σχηματίζει γωνία



Σχ. 62. Στό μαγνητικό δίπολο NS ἐνεργεῖ ζεῦγος δυνάμεων.

Σχ. 63. Ἡ μαγνητική ροπή εἶναι τό ἄνυσμα $\vec{M}^*$.

μέ τή διεύθυνση τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, τότε στό μαγνήτη ἐνεργεῖ *ζεῦγος δυνάμεων*, πού τείνει νά περιστρέψει τό μαγνήτη καί νά κάνει τόν ἄξονά του παράλληλο μέ τίς δυναμικές γραμμές τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

α. Μαγνητική ροπή μαγνήτη. Ἄν ὁ μαγνήτης ἔχει μῆκος l, τότε τό γινόμενο τῆς ποσότητας μαγνητισμοῦ (m) τοῦ ἑνός πόλου τοῦ μαγνήτη ἐπί τήν ἀπόσταση *(l)* τῶν δύο πόλων του, εἶναι μέγεθος *σταθερό* καί *χαρακτηριστικό* γι᾽ αὐτόν τό μαγνήτη καί ὀνομάζεται *μαγνητική ροπή* (M)* τοῦ μαγνήτη.

μαγνητική ροπή μαγνήτη	$M^* = m \cdot l$	(1)

Ἡ μαγνητική ροπή ἑνός μαγνήτη εἶναι *ἄνυσμα* $\vec{M}^*$ πού ἔχει φορέα τόν κατά μῆκος ἄξονα τοῦ μαγνήτη, *φορά* ἀπό τό νότιο πόλο S πρός τό βόρειο πόλο N καί *μέτρο* ἴσο μέ τό γινόμενο $m \cdot l$ (σχ. 63).

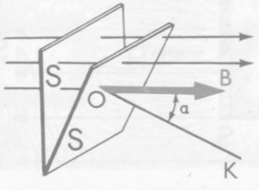
Μονάδα μαγνητικῆς ροπῆς. Ἄν στήν ἐξίσωση (1) βάλουμε $m = 1\ A \cdot m$ καί $l = 1$ m, βρίσκουμε $M^* = 1$ MKSA μαγνητικῆς ροπῆς. Ὥστε:

Στό σύστημα MKSA μονάδα μαγνητικῆς ροπῆς εἶναι ἡ μαγνητική ροπή ἑνός μαγνητικοῦ διπόλου πού οἱ πόλοι του ἀπέχουν 1 m καί καθένας ἀπό αὐτούς ἔχει μιά μονάδα ποσότητας μαγνητισμοῦ (1 A · m).

μονάδα μαγνητικῆς ροπῆς (MKSA)	$1\ A \cdot m \cdot 1\ m$ ἤ $1\ A \cdot m^2$

48. Μαγνητική ροή

Μέσα σέ ὁμογενές μαγνητικό πεδίο, πού ἔχει μαγνητική ἐπαγωγή $\vec{B}$, ἔχουμε μιά ἐπιφάνεια, ἡ ὁποία ἔχει ἐμβαδό S καί ἡ κάθετος στήν ἐπιφάνεια σχηματίζει γωνία α μέ τίς δυναμικές γραμμές τοῦ πεδίου (σχ. 64). Τότε ἰσχύει ὁ ἑξῆς *ὁρισμός*:



Σχ. 64. Ἀπό τήν ἐπιφάνεια S περνάει μαγνητική ροή Φ.

Ὀνομάζεται μαγνητική ροή (Φ) τό γινόμενο τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς (B) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπί τό ἐμβαδό (S) τῆς ἐπιφάνειας καί ἐπί τό συνημίτονο τῆς γωνίας α (συν α).

μαγνητική ροή	$\Phi = B \cdot S \cdot$ συν α	(1)

Ἄν ἡ ἐπιφάνεια S εἶναι κάθετη στίς δυναμικές γραμμές τοῦ πεδίου ($\alpha = 0^0$), τότε ἡ μαγνητική ροή ἔχει τή μέγιστη τιμή της :

$$\boxed{\Phi = B \cdot S} \qquad (2)$$

Μονάδα μαγνητικῆς ροῆς. Ἄν στήν ἐξίσωση (2) βάλουμε B = 1 Tesla (1 T) καί $S = 1\ m^2$, βρίσκουμε Φ = 1 MKSA. *Ἡ μονάδα μαγνητικῆς ροῆς* ὀνομάζεται *Weber* (1 Wb). Ἄρα :

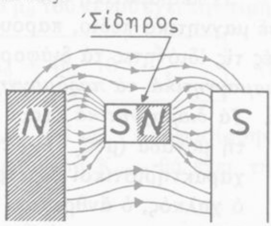
Ἕνα Weber (1 Wb) εἶναι ἡ μαγνητική ροή πού περνάει ἀπό μιά ἐπιφάνεια, ἡ ὁποία ἔχει ἐμβαδό 1 m^2 καί εἶναι κάθετη στίς δυναμικές γραμμές ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου μέ μαγνητική ἐπαγωγή 1 Tesla (1 T).

μονάδα μαγνητικῆς ροῆς	1 Weber (1 Wb) = 1 Tesla $\cdot$ 1 m^2 ἤ 1 Wb = 1 T $\cdot$ m^2

49. Μαγνητική διαπερατότητα τοῦ σιδήρου

Σχηματίζουμε τό μαγνητικό φάσμα ἑνός ἰσχυροῦ πεταλοειδῆ μαγνήτη. Ἀνάμεσα στούς δύο βραχίονές του τό μαγνητικό πεδίο εἶναι *ὁμογενές*, σχηματίζεται *μέσα στόν ἀέρα* καί ἔχει σταθερή *μαγνητική ἐπαγωγή* B_0. Στό διάκενο πού ὑπάρχει ἀνάμεσα στούς δύο βραχίονες τοῦ μαγνήτη, τοποθετοῦμε μιά μικρή κυλινδρική ράβδο ἀπό μαλακό σίδηρο ἔτσι, ὥστε ἡ βάση τοῦ κυλίνδρου, πού ἔχει ἐμβαδό S, νά εἶναι κάθετη στίς δυναμικές γραμμές τοῦ πεδίου. Σχηματίζουμε πάλι τό μαγνητικό φάσμα (σχ. 65). Βλέπουμε ὅτι τώρα τό μαγνητικό πεδίο δέν εἶναι ὁμογενές. Οἱ δυναμικές γραμμές λυγίζουν καί προσπαθοῦν νά περάσουν ὅσο εἶναι δυνατό *περισσότερες* μέσα ἀπό τό σίδηρο. Σύγχρονα ἡ ράβδος *μαγνητίζεται* μέ ἐπαγωγή καί στίς δύο ἄκρες τῆς ράβδου σχηματίζονται νότιος καί βόρειος πόλος.

Ὅταν δέν ὑπῆρχε ὁ σίδηρος μέσα στό μαγνητικό πεδίο, τότε στόν ἀέρα ἀπό μιά ἐπιφάνεια μέ ἐμβαδό S περνοῦσε μαγνητική ροή $\Phi_0 = B_0 \cdot S$. Ὅταν μέσα στό μαγνητικό πεδίο ὑπάρχει ὁ σίδηρος, τότε ἀπό τήν ἐπιφάνεια μέ τό ἴδιο ἐμβαδό S περνοῦν *πολύ περισσότερες δυναμικές γραμμές* καί ἑπομένως ἡ μαγνητική ἐπαγωγή *αὐξάνει* καί γίνεται B (§ 8ε). Σ' αὐτή τήν περίπτωση ἀπό τήν ἐπιφάνεια S περνάει μαγνητική ροή $\Phi = B \cdot S$. Ὁ λόγος Φ/Φ_0 όνο-



Σχ. 65. Οἱ δυναμικές γραμμές προσπαθοῦν νά περάσουν μέσα ἀπό τό σίδηρο.

μάζεται *μαγνητική διαπερατότητα* μ (*σχετική μαγνητική διαπερατότητα*) τοῦ σιδήρου. Ὥστε εἶναι :

$$\mu = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{B \cdot S}{B_0 \cdot S} \quad \text{ἄρα} \quad \boxed{\text{μαγνητική διαπερατότητα} \quad \mu = \frac{B}{B_0}} \quad (1)$$

Ἡ μαγνητική διαπερατότητα μ δέν ἔχει διαστάσεις. Ἀπό τά παραπάνω καταλήγουμε στά ἑξῆς συμπεράσματα :

I. Ὁ σίδηρος, ὅταν εἰσάγεται μέσα σέ μαγνητικό πεδίο, μαγνητίζεται καί προκαλεῖ μεγάλη συγκέντρωση τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ πεδίου.

II. Μαγνητική διαπερατότητα (μ) τοῦ σιδήρου ὀνομάζεται ὁ λόγος τῆς μαγνητικῆς ροῆς (Φ), πού περνάει κάθετα ἀπό μιά ἐπιφάνεια τοῦ σιδήρου μέ ἐμβαδό S, πρός τή μαγνητική ροή Φ_0, πού περνάει ἀπό τήν ἴδια ἐπιφάνεια στόν ἀέρα.

III. Ὅταν μέσα σέ μαγνητικό πεδίο, πού στόν ἀέρα ἔχει μαγνητική ἐπαγωγή B_0, εἰσάγεται σίδηρος, τότε ἡ μαγνητική ἐπαγωγή τοῦ πεδίου γίνεται ἴση μέ $B = \mu \cdot B_0$.

Ἡ μαγνητική διαπερατότητα (μ) τοῦ σιδήρου ἐξαρτᾶται ἀπό τήν τιμή τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς B_0 τοῦ πεδίου καί μπορεῖ νά λάβει μεγάλες τιμές (ὥς 15 000).

Σημείωση. Ἡ μαγνητική διαπερατότητα μ πού ὁρίσαμε ἀπό τήν ἐξίσωση (1) ὀνομάζεται *σχετική μαγνητική διαπερατότητα,* δηλαδή σχετικά μέ τή μαγνητική διαπερατότητα τοῦ κενοῦ ἤ τοῦ ἀέρα.

50. Μαγνητική κατάταξη τῶν ὑλικῶν

Ἡ πειραματική ἔρευνα ἀπέδειξε ὅτι ὅλα τά ὑλικά, ὅταν βρεθοῦν μέσα σέ μαγνητικό πεδίο, παρουσιάζουν *μαγνητικές ἰδιότητες*. Ἀνάλογα μέ αὐτές τίς ἰδιότητες τά διάφορα ὑλικά κατατάσσονται σέ τρεῖς κατηγορίες, τά *διαμαγνητικά*, τά *παραμαγνητικά* καί τά *σιδηρομαγνητικά* ὑλικά.

α. Τά *διαμαγνητικά* ἔχουν μαγνητική διαπερατότητα *λίγο μικρότερη* ἀπό τή μονάδα ($\mu < 1$). Τά περισσότερα ὑλικά εἶναι διαμαγνητικά. Οἱ πιό χαρακτηριστικοί ἀντιπρόσωποι αὐτῶν τῶν ὑλικῶν εἶναι τό βισμούθιο, ὁ χαλκός, ὁ ἄνθρακας.

β. Τά *παραμαγνητικά* ἔχουν μαγνητική διαπερατότητα *λίγο μεγαλύτερη* ἀπό τή μονάδα ($\mu > 1$). Τέτοια ὑλικά εἶναι τό ἀργίλιο, τό χρώμιο, τό ὑγρό ὀξυγόνο.

γ. Τά *σιδηρομαγνητικά* εἶναι λίγα καί ἔχουν μαγνητική διαπερατότητα, *πολύ μεγαλύτερη ἀπό τή μονάδα* ($\mu \gg 1$). Τέτοια ὑλικά εἶναι ὁ σίδηρος τό νικέλιο, τό κοβάλτιο καί μερικά κράματα. Τά σιδηρομαγνητικά ὑλικά ἔχουν τά ἑξῆς ἰδιαίτερα χαρακτηριστικά: 1) Ἀποκτοῦν ἰσχυρή μαγνήτιση μέ τήν ἐπίδραση ἀσθενῶν μαγνητικῶν πεδίων. 2) Ἡ μαγνητική διαπερατότητά τους ἐξαρτᾶται ἀπό τή μαγνητική ἐπαγωγή τοῦ πεδίου πού προκαλεῖ τή μαγνήτισή τους. 3) Μποροῦν νά διατηρήσουν τή μαγνήτισή τους καί ὅταν βρίσκονται ἔξω ἀπό τό μαγνητικό πεδίο (π.χ. οἱ μόνιμοι μαγνῆτες). 4) Εἶναι σιδηρομαγνητικά, ἐφόσον ἡ θερμοκρασία τους εἶναι μικρότερη ἀπό ἕνα ὅριο (θερμοκρασία Curie), πού εἶναι χαρακτηριστικό γιά κάθε ὑλικό (π.χ. γιά τό σίδηρο εἶναι 770 °C). 5) Ἔχουν πολύ μεγάλες ἐφαρμογές στήν τεχνική.

Ἀπό τά παραπάνω συνάγονται τά ἑξῆς συμπεράσματα:

I. Ἡ ὕλη ἔχει γενικά μαγνητικές ἰδιότητες.

II. Τά διάφορα ὑλικά ἀνάλογα μέ τή συμπεριφορά τους ὅταν βρεθοῦν μέσα σέ μαγνητικό πεδίο, διακρίνονται σέ διαμαγνητικά ($\mu < 1$), παραμαγνητικά ($\mu > 1$) καί σιδηρομαγνητικά ($\mu \gg 1$). Τά περισσότερα ὑλικά εἶναι διαμαγνητικά.

III. Ὁ διαμαγνητισμός καί ὁ παραμαγνητισμός ἐμφανίζονται μόνο ὅταν τό ὑλικό βρίσκεται μέσα σέ μαγνητικό πεδίο, ἐνῶ ὁ σιδηρομαγνητισμός ἐμφανίζεται καί ὅταν ὁρισμένα ὑλικά βρίσκονται ἔξω ἀπό μαγνητικό πεδίο.

Παρατήρηση. Σέ ἄλλο κεφάλαιο θά δοῦμε πῶς ἑρμηνεύονται οἱ μαγνητικές ἰδιότητες τῆς ὕλης.

51. Μαγνητική διαπερατότητα τοῦ κενοῦ

Στό σύστημα MKSA τό κενό ἔχει ὁρισμένη μαγνητική διαπερατότητα μ_0. Ἡ θεωρητική καί ἡ πειραματική ἔρευνα ἀπέδειξαν ὅτι: στό σύστημα MKSA ἡ μαγνητική διαπερατότητα μ_0 τοῦ κενοῦ ἔχει τήν τιμή:

$$\boxed{\text{μαγνητική διαπερατότητα τοῦ κενοῦ} \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \, \frac{N}{A^2}} \qquad (1)$$

Σχέση μεταξύ τῶν μαγνητικῶν σταθερῶν $K_{\mu\alpha\gamma\nu}$ καί μ_0. Ἀποφασίσθηκε (1960) ὅτι στό σύστημα MKSA ἡ μαγνητική σταθερή $K_{\mu\alpha\gamma\nu}$ θά ἔχει τήν ἑξῆς τιμή:

$$\boxed{K_{\mu\alpha\gamma\nu} = 10^{-7} \, \frac{N}{A^2}} \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) βρίσκουμε ὅτι οἱ δύο μαγνητικές σταθερές $K_{\mu\alpha\gamma\nu}$ καί μ_0 συνδέονται μεταξύ τους μέ τή σχέση :

$$\boxed{\text{μαγνητικές σταθερές} \quad K_{\mu\alpha\gamma\nu} = \frac{\mu_0}{4\pi} = 10^{-7}\frac{N}{A^2}} \qquad (3)$$

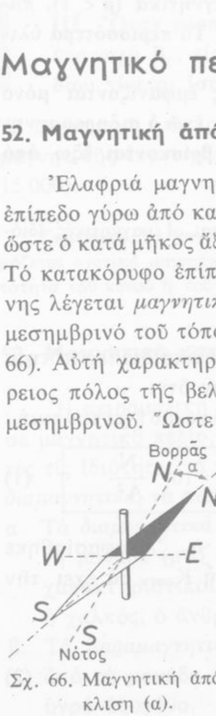
Παρατήρηση. Ἑπομένως ὁ νόμος τοῦ Coulomb σέ συνάρτηση μέ τή μαγνητική διαπερατότητα τοῦ κενοῦ μ_0 δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

$$\boxed{\begin{array}{l}\text{νόμος τοῦ Coulomb}\\ \text{(γιά τό κενό)}\end{array} \quad F = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}} \quad \left\{\begin{array}{l}\mu_0/4\pi \text{ σέ } N/A^2\\ m_1, m_2 \text{ σέ } A\cdot m\\ r \text{ σέ } m\\ F \text{ σέ } N\end{array}\right.$$

Μαγνητικό πεδίο τῆς Γῆς

52. Μαγνητική ἀπόκλιση

Ἐλαφριά μαγνητική βελόνη μπορεῖ νά στρέφεται πάνω σέ ὁριζόντιο ἐπίπεδο γύρω ἀπό κατακόρυφο ἄξονα. Ἡ βελόνη ἰσορροπεῖ σέ τέτοια θέση, ὥστε ὁ κατά μῆκος ἄξονάς της ἔχει διεύθυνση σχεδόν ἀπό Βορρᾶ πρός Νότο. Τό κατακόρυφο ἐπίπεδο πού περνάει ἀπό τόν κατά μῆκος ἄξονα τῆς βελόνης λέγεται *μαγνητικός μεσημβρινός*. Αὐτός σχηματίζει μέ τό γεωγραφικό μεσημβρινό τοῦ τόπου μιά γωνία (α) πού λέγεται *μαγνητική ἀπόκλιση* (σχ. 66). Αὐτή χαρακτηρίζεται ὡς *ἀνατολική* ἤ *δυτική*, ὅταν ἀντίστοιχα ὁ βόρειος πόλος τῆς βελόνης βρίσκεται ἀνατολικά ἤ δυτικά τοῦ γεωγραφικοῦ μεσημβρινοῦ. Ὥστε :

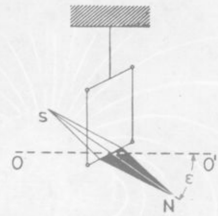


Σχ. 66. Μαγνητική ἀπόκλιση (α).

Μαγνητική ἀπόκλιση ἑνός τόπου ὀνομάζεται ἡ γωνία πού σχηματίζει σ' αὐτό τόν τόπο ὁ μαγνητικός μεσημβρινός μέ τό γεωγραφικό μεσημβρινό.

53. Μαγνητική ἔγκλιση

Ἐλαφριά μαγνητική βελόνη μπορεῖ νά στρέφεται πάνω σέ κατακόρυφο ἐπίπεδο γύρω ἀπό κατακόρυφο ἄξονα πού περνάει ἀπό τό κέντρο βάρους της (σχ. 67). Ἡ βελόνη ἰσορροπεῖ σέ τέτοια θέση, ὥστε ὁ κατά μῆκος ἄξονάς της βρίσκεται πάνω στό ἐπίπεδο τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ καί σχηματίζει μέ τό ὁριζόντιο ἐπίπεδο γωνία (ε), πού λέγεται *μαγνητική ἔγκλιση*. Αὐτή χαρακτηρίζεται ὡς *θετική* ἤ *ἀρνητική*, ὅταν ἀντίστοιχα ὁ βόρειος πόλος τῆς βελόνης βρίσκεται κάτω ἤ πάνω ἀπό τό ὁριζόντιο ἐπίπεδο. Σ' ὁλόκληρο τό βόρειο ἡμισφαίριο τῆς Γῆς ἡ ἔγκλιση εἶναι θετική, ἐνῶ στό νότιο ἡμισφαίριο εἶναι ἀρνητική. Ὥστε:



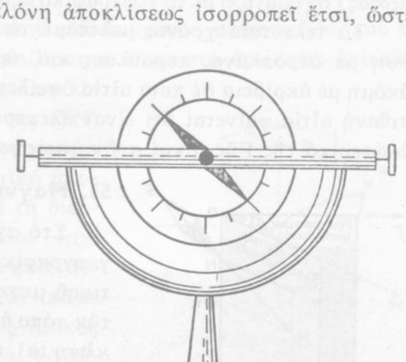
Σχ. 67. Μαγνητική ἔγκλιση (ε).

Μαγνητική ἔγκλιση ἑνός τόπου ὀνομάζεται ἡ γωνία πού σχηματίζει σ' αὐτό τόν τόπο ὁ κατά μῆκος ἄξονας τῆς μαγνητικῆς βελόνης μέ τό ὁριζόντιο ἐπίπεδο, ὅταν ἡ βελόνη στρέφεται πάνω στό ἐπίπεδο τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ γύρω ἀπό ὁριζόντιο ἄξονα.

Μέ τή συσκευή πού δείχνει τό σχῆμα 68 βρίσκουμε εὔκολα τήν ἀπόκλιση καί τήν ἔγκλιση σ' ἕναν τόπο, ὅταν ὁ γωνιομετρικός κύκλος εἶναι ἀντίστοιχα ὁριζόντιος ἤ κατακόρυφος.

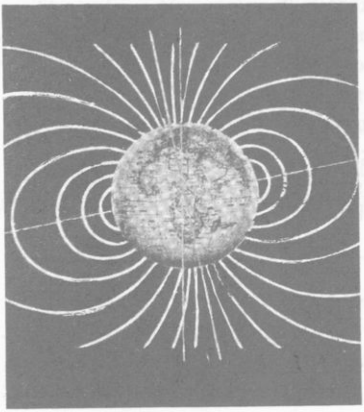
54. Γήινο μαγνητικό πεδίο

Σέ κάθε τόπο ἡ μαγνητική βελόνη ἀποκλίσεως ἰσορροπεῖ ἔτσι, ὥστε ὁ κατά μῆκος ἄξονάς της νά ἔχει ὁρισμένη διεύθυνση. Αὐτό τό φαινόμενο δείχνει ὅτι γύρω ἀπό τή Γῆ ὑπάρχει μαγνητικό πεδίο, πού ὀνομάζεται **γήινο μαγνητικό πεδίο.** Ἡ διεύθυνση τῆς μαγνητικῆς βελόνης ἐγκλίσεως εἶναι ἡ διεύθυνση μιᾶς δυναμικῆς γραμμῆς τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου. Σέ ἕναν τόπο οἱ δυναμικές γραμμές τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τῆς Γῆς εἶναι σχεδόν εὐθεῖες παράλληλες, δηλαδή τό μαγνητικό πεδίο εἶναι ὁμογενές.



Σχ. 68. Διάταξη γιά τή μέτρηση τῆς μαγνητικῆς ἐγκλίσεως καί ἀποκλίσεως (ὁ γωνιομετρικός κύκλος ὁριζόντιος).

Στόν ἰσημερινό ἡ ἔγκλιση εἶναι σχεδόν ἴση μέ μηδέν ($\varepsilon = 0^{o}$), καί ἡ μαγνητική βελόνη ἐγκλίσεως εἶναι σχεδόν ὁριζόντια. Ὅσο



Σχ. 69. Σχηματική παράσταση τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου.

ὅμως προχωροῦμε πρός βορρά ἡ ἔγκλιση συνεχῶς αὐξάνει καί σέ μιά περιοχή κοντά στό βόρειο πόλο τῆς Γῆς ἡ ἔγκλιση γίνεται ἴση μέ 90^o ($\varepsilon = 90^o$), δηλαδή ἐκεῖ ἡ μαγνητική βελόνη ἐγκλίσεως εἶναι κατακόρυφη ἔχοντας τό βόρειο πόλο της πρός τά κάτω. Τό ἴδιο συμβαίνει καί σέ μιά περιοχή κοντά στό νότιο πόλο τῆς Γῆς, ἀλλά ἐκεῖ ἡ κατακόρυφη βελόνη ἔχει πρός τά κάτω τό νότιο πόλο της. Αὐτές οἱ δύο περιοχές τῆς Γῆς εἶναι οἱ δύο **μαγνητικοί πόλοι** τῆς Γῆς. Οἱ δυναμικές γραμμές τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου βγαίνουν ἀπό τό γήινο μαγνητικό πόλο, πού βρίσκεται στό νότιο ἡμισφαίριο καί ὁ ὁποῖος ἀπό μαγνητική ἄποψη εἶναι βόρειος μαγνητικός πόλος. Οἱ δυναμικές γραμμές διαγράφουν στό χῶρο μεγάλες καμπύλες γραμμές καί καταλήγουν στό γήινο μαγνητικό πόλο πού βρίσκεται στό βόρειο ἡμισφαίριο(σχ. 69). Ἔτσι ὁ πλανήτης μας συμπεριφέρεται ὡς *μαγνητικό δίπολο*, πού ὁ ἄξονάς του *(γεωμαγνητικός ἄξονας)* σχηματίζει μέ τό γεωγραφικό ἄξονα τῆς Γῆς γωνία περίπου ἴση μέ 12^o.

Τά τελευταῖα χρόνια μελετᾶμε τό γήινο μαγνητικό πεδίο σέ μεγάλα ὕψη μέ ἀεροπλάνα, πυραύλους καί τεχνητούς δορυφόρους. Δέν ξέρουμε ἀκόμη μέ ἀκρίβεια σέ ποιά αἰτία ὀφείλεται τό γήινο μαγνητικό πεδίο. Ἡ πιό πιθανή αἰτία φαίνεται ὅτι εἶναι ἠλεκτρικά ρεύματα, πού κυκλοφοροῦν στό ἐσωτερικό τῆς Γῆς ἤ καί στήν ἀτμόσφαιρα.

Σχ. 70. Οἱ δύο συνιστῶστες B_0 καί B_κ τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς B τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου.

55. Μαγνητικά στοιχεῖα ἑνός τόπου

Στό σχῆμα 70 φαίνονται τά ἐπίπεδα τοῦ γεωγραφικοῦ μεσημβρινοῦ (Γ) καί τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ (Μ) ἑνός τόπου. Σ' αὐτό τόν τόπο ἀντιστοιχεῖ ὁρισμένη *μαγνητική ἀπόκλιση* (α) καί ὁρισμένη *μαγνητική ἔγκλιση* (ε). Ἡ *μαγνητική ἐπαγωγή* τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου σ' αὐτό τόν τόπο εἶναι τό ἄνυσμα $\vec{B}$, πού ἔχει τή διεύθυνση τῆς μαγνητικῆς βελόνης ἐγκλίσεως καί ἀναλύεται σέ δύο συνιστῶσες, τήν *ὁριζόντια συνιστῶσα* $\vec{B_0}$ καί τήν *κατακό-*

ρυφη συνιστώσα $\vec{B}_\kappa$. Ἀπό τό σχηματιζόμενο ὀρθογώνιο τρίγωνο βρίσκουμε ὅτι ἡ συνιστώσα B_0 ἔχει μέτρο :

ὁριζόντια συνιστώσα τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς	$B_0 = B \cdot \text{συν}\, \varepsilon$

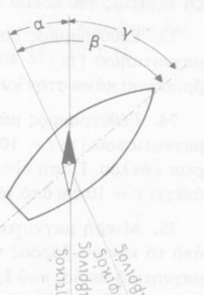
Τά μεγέθη B_0 καί ε προσδιορίζονται πειραματικά καί ἔτσι βρίσκουμε τήν τιμή τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς B σέ ἕναν τόπο. Ἡ ὁριζόντια συνιστώσα B_0 εἶναι περίπου ἴση μέ $B_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ T. Ἀπό τή μελέτη τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου συνάγεται ὅτι :

Τά στοιχεῖα τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου σέ ἕναν τόπο εἶναι ἡ μαγνητική ἀπόκλιση (α), ἡ μαγνητική ἔγκλιση (ε) καί ἡ μαγνητική ἐπαγωγή (B).

Μεταβολές τῶν μαγνητικῶν στοιχείων ἑνός τόπου. Τά μαγνητικά στοιχεῖα ἑνός τόπου παρουσιάζουν κανονικές *ἡμερήσιες* καί *ἐτήσιες* μεταβολές. Ἀλλά πολλές φορές τά μαγνητικά στοιχεῖα παρουσιάζουν *ἀπότομες* μεταβολές, πού ὀνομάζονται *μαγνητικές θύελλες* καί συνοδεύουν ὁρισμένα φαινόμενα, ὅπως εἶναι οἱ σεισμοί, τό πολικό σέλας, οἱ κηλίδες τοῦ Ἡλίου.

55α. Μαγνητική πυξίδα

Ἐφαρμογή τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου ἔχουμε στήν *πυξίδα*, πού τή χρησιμοποιοῦμε γιά νά προσανατολιζόμαστε πάνω στό ὁριζόντιο ἐπίπεδο. Ἡ πυξίδα εἶναι μαγνητική βελόνη ἀποκλίσεως καί ὁ κατά μῆκος ἄξονάς της (SN) δείχνει τή διεύθυνση τοῦ *μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ*. Ἄν εἶναι γνωστή ἡ μαγνητική ἀπόκλιση (α), τότε εὔκολα βρίσκουμε τή διεύθυνση τοῦ *γεωγραφικοῦ μεσημβρινοῦ* (σχ. 71). Ἡ ναυτική πυξίδα ἀποτελεῖται ἀπό σύστημα εὐθύγραμμων μαγνητῶν καί πάνω τους εἶναι στερεωμένος ὁριζόντιος δίσκος πού δείχνει τά σημεῖα τοῦ ὁρίζοντα. Τό σύστημα τῶν εὐθύγραμμων μαγνητῶν ἀντιστοιχεῖ μέ ἕνα μαγνήτη, πού στρέφεται γύρω ἀπό κατακόρυφο ἄξονα στερεωμένο σέ δοχεῖο. Αὐτό εἶναι στερεωμένο ἔτσι, ὥστε ὁ ἄξονας περιστροφῆς τοῦ μαγνήτη νά εἶναι πάντο-



Σχ. 71. Ἡ χρήση τῆς πυξίδας στή ναυσιπλοΐα.

τε κατακόρυφος καί νά μή ἐπηρεάζεται ἀπό τούς κλυδωνισμούς τοῦ σκάφους. Στό ἐσωτερικό τοῦ δοχείου εἶναι χαραγμένη μικρή εὐθεία *(γραμμή πίστεως)* πού δείχνει τή διεύθυνση τοῦ κατά μῆκος ἄξονα τοῦ πλοίου. Ὅταν ὁ πλοίαρχος ξέρει τή μαγνητική ἀπόκλιση α καί τή γωνία β πού πρέπει νά σχηματίζει ὁ ἄξονας τοῦ πλοίου μέ τό γεωγραφικό μεσημβρινό, βρίσκει ἀμέσως τή γωνία γ πού πρέπει νά σχηματίζει ὁ ἄξονας τοῦ πλοίου μέ τό μαγνητικό μεσημβρινό (σχ. 71).

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

70. Ὁ βόρειος πόλος N ἑνός μαγνήτη ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ $m = 10\ A \cdot m$ καί ἕλκει τό νότιο πόλο S_1 μιᾶς μαγνητικῆς βελόνης μέ δύναμη $F = 0{,}01\ N$, ὅταν ἡ ἀπόσταση αὐτῶν τῶν δύο πόλων εἶναι $r = 1{,}5\ cm$. Πόση ποσότητα μαγνητισμοῦ m_1 ἔχει κάθε πόλος τῆς μαγνητικῆς βελόνης;

71. Δύο βόρειοι μαγνητικοί πόλοι A καί B βρίσκονται μέσα στόν ἀέρα σέ ἀπόσταση $r = 10\ cm$ καί ἀπωθοῦνται μέ δύναμη $F = 0{,}204\ N$. Ἄν καθένας ἀπό αὐτούς τούς πόλους βρεθεῖ στήν ἴδια ἀπόσταση r ἀπό ἕναν τρίτο βόρειο πόλο Γ, τόν ἀπωθεῖ μέ δύναμη πού ἀντίστοιχα εἶναι F_A καί F_B καί ἰσχύει ἡ σχέση $F_A = 2F_B$. Πόση εἶναι ἡ ποσότητα μαγνητισμοῦ m_A καί m_B τοῦ βόρειου πόλου τῶν δύο μαγνητῶν A καί B;

72. Εὐθύγραμμος μαγνήτης ἔχει στό βόρειο πόλο του N ποσότητα μαγνητισμοῦ $m = 10\ A \cdot m$. α) Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B σέ ἕνα σημεῖο Γ, πού βρίσκεται σέ ἀπόσταση $r = 5\ cm$ ἀπό τόν πόλο N καί κατά τήν προέκταση τοῦ ἄξονα SN τοῦ μαγνήτη; β) Στό σημεῖο Γ φέρνουμε τό νότιο πόλο S′ μιᾶς μαγνητικῆς βελόνης. Πόση πρέπει νά εἶναι ἡ ποσότητα μαγνητισμοῦ m′ τοῦ πόλου S′, ἄν θέλουμε νά ἐνεργεῖ σ᾽ αὐτό τόν πόλο ἕλξη ἐξαιτίας τοῦ πόλου N τοῦ μαγνήτη ἴση μέ $F = 10^{-4}\ N$;

73. Εὐθύγραμμος μαγνήτης ἔχει μῆκος $l = 8\ cm$ καί κάθε πόλος του ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ $|m| = 40\ A \cdot m$. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B σέ ἕνα σημεῖο A, πού βρίσκεται πάνω στήν κάθετο στή μέση O τοῦ μαγνήτη καί σέ ἀπόσταση $r = 3\ cm$ ἀπό τό O;

74. Εὐθύγραμμος μαγνήτης ἔχει μῆκος $l = 20\ cm$ καί κάθε πόλος του ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ $|m| = 10\ A \cdot m$. Μέ διάμετρο τό μῆκος l τοῦ μαγνήτη γράφουμε ἡμιπεριφέρεια κύκλου. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B σέ ἕνα σημεῖο M τῆς περιφέρειας, πού ἀπέχει $r = 10\ cm$ ἀπό τό βόρειο πόλο N τοῦ μαγνήτη;

75. Μικρή μαγνητική βελόνη ἔχει μαγνητική ροπή $M^* = 0{,}005\ A \cdot m^2$ καί κρέμεται ἀπό τό κέντρο βάρους της μέ κατακόρυφο νῆμα. Ἡ βελόνη βρίσκεται μέσα σέ ὁμογενές μαγνητικό πεδίο, πού ἔχει μαγνητική ἐπαγωγή B καί γιά νά διατηρήσουμε τή μαγνητική βελόνη κάθετη στίς δυναμικές γραμμές τοῦ πεδίου, ἐφαρμόζουμε ζεῦγος δυνάμεων, πού ἔχει ροπή $M = 2 \cdot 10^{-5}\ N \cdot m$. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B τοῦ πεδίου;

76. Σέ ἕναν τόπο ἡ ἔγκλιση εἶναι $\varepsilon = +60^0$ καί ἡ ὁριζόντια συνιστῶσα τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι $B_0 = 2 \cdot 10^{-5}\ T$. Πόση εἶναι ἡ κατακόρυφη συνιστῶσα Bκ καί ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου σ᾽ αὐτό τόν τόπο;

77. Μαγνητική βελόνη ἔχει μαγνητική ροπή $M^* = 0{,}1\ A \cdot m^2$ καί κρέμεται ἀπό τό κέντρο βάρους της μέ κατακόρυφο νῆμα. Ἡ ἔγκλιση σ' αὐτό τόν τόπο εἶναι $\varepsilon = +60^0$. Πόσο ἀντίβαρο F πρέπει νά ἐφαρμόσουμε σέ ἀπόσταση $\alpha = 2$ cm ἀπό τό κέντρο βάρους τῆς βελόνης, γιά νά διατηρεῖται ὁριζόντια ; Ὁριζόντια συνιστώσα $B_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ T.

78. Κυκλικό πλαίσιο ἔχει ἀκτίνα $r = 10$ cm, ἔχει $N = 100$ σπεῖρες καί εἶναι κάθετο στό ἐπίπεδο τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ροή πού περνάει ἀπό τό πλαίσιο, ἄν ἡ ὁριζόντια συνιστώσα τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι $B_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ T ;

79. Ὁ κάθε πόλος μιᾶς μικρῆς μαγνητικῆς βελόνης ἀποκλίσεως ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ $|m| = 5\ A \cdot m$. Ἡ βελόνη ἔχει μῆκος $l = 10$ cm καί ἡ ὁριζόντια συνιστώσα τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι $B_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ T. Πόσο ἔργο ξοδεύουμε, ὅταν ἀπομακρύνουμε τή βελόνη κατά 60^0 ἀπό τή θέση τῆς ἰσορροπίας της;

80. Εὐθύγραμμος μαγνήτης NS ἔχει μῆκος $l = 20$ cm καί στηρίζεται κατακόρυφα πάνω σέ ὁριζόντιο ἐπίπεδο μέ τό βόρειο πόλο του N. Μέ μιά μικρή μαγνητική βελόνη ἀποκλίσεως βρίσκουμε ὅτι σέ ἕνα σημεῖο A τοῦ ὁριζόντιου ἐπιπέδου δέν ὑπάρχει ὁριζόντια συνιστώσα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τό σημεῖο A ἀπέχει 15 cm ἀπό τό σημεῖο στηρίξεως N. Ἡ ὁριζόντια συνιστώσα τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι $B_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ T. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ροπή τοῦ μαγνήτη ;

81. Σέ ἕνα σημεῖο A πού ἀπέχει $r = 10$ cm ἀπό ἕνα βόρειο πόλο N ἡ μαγνητική ἐπαγωγή ἔχει μέτρο $B = 0{,}14$ T. 1) Πόση εἶναι ἡ ποσότητα μαγνητισμοῦ m τοῦ πόλου N ; 2) Πόση πρέπει νά εἶναι ἡ ποσότητα μαγνητισμοῦ m_1 τοῦ πόλου N, ἄν θέλουμε στό σημεῖο A ἡ μαγνητική ἐπαγωγή νά ἔχει μέτρο ἴσο μέ $B_1 = 0{,}28$ T ;

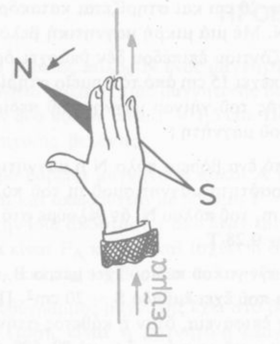
82. Ἡ μαγνητική ἐπαγωγή ἑνός ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἔχει μέτρο $B = 0{,}5$ T. Μέσα στό μαγνητικό πεδίο ὑπάρχει μιά ἐπιφάνεια πού ἔχει ἐμβαδό $S = 20\ cm^2$. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ροή Φ πού περνάει ἀπό αὐτή τήν ἐπιφάνεια, ὅταν ἡ κάθετος στήν ἐπιφάνεια σχηματίζει μέ τή διεύθυνση τῶν δυναμικῶν γραμμῶν γωνία α ἴση μέ 0^0, 60^0, 90^0 ;

83. Ἕνας εὐθύγραμμος μαγνήτης NS ἔχει μῆκος $l = 15$ cm καί κάθε πόλος του ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ $m = 6\ A \cdot m$. Ἕνα σημεῖο A ἀπέχει $r = 10$ cm ἀπό κάθε πόλο τοῦ μαγνήτη. Νά προσδιοριστεῖ ἡ μαγνητική ἐπαγωγή τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου στό σημεῖο A καί πόση πρέπει νά εἶναι ἡ ποσότητα μαγνητισμοῦ m_1 ἑνός βόρειου πόλου, πού, ὅταν βρίσκεται στό σημεῖο A, νά ἐνεργεῖ πάνω του δύναμη πού ἔχει μέτρο $F = 18 \cdot 10^{-4}$ N.

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

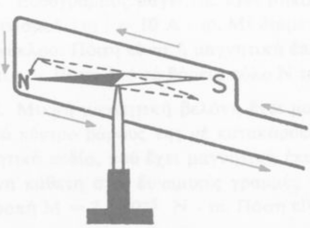
56. Μαγνητικό πεδίο τοῦ ρεύματος

Ξέρουμε ὅτι τό ἠλεκτρικό ρεῦμα δημιουργεῖ γύρω του *μαγνητικό πεδίο*, πού ἐκτρέπει τή μαγνητική βελόνη ἀπό τή θέση τῆς ἰσορροπίας της. Ἡ φορά κατά τήν ὁποία ἐκτρέπεται ὁ βόρειος πόλος τῆς μαγνητικῆς βελόνης ἐξαρτᾶται ἀπό τή φορά τοῦ ρεύματος. Ὡς φορά τοῦ ρεύματος παίρνουμε τή συμβατική φορά. Τό πείραμα δείχνει ὅτι ἡ ἐκτροπή τῆς μαγνητικῆς βελόνης γίνεται σύμφωνα μέ τόν ἑξῆς *ἐμπειρικό κανόνα* τῆς δεξιᾶς παλάμης: Ἄν φέρουμε τή δεξιά παλάμη μας πάνω ἀπό τόν ἀγωγό ἔτσι, ὥστε ἡ ἐπιφάνεια τῆς παλάμης νά βλέπει τόν ἀγωγό καί τό ρεῦμα νά μπαίνει ἀπό τόν καρπό καί νά βγαίνει ἀπό τά δάχτυλα, τότε *ὁ βόρειος πόλος* τῆς βελόνης ἐκτρέπεται πρός τή διεύθυνση τοῦ ἀντίχειρα (σχ. 72). Ἡ ἐκτροπή τῆς μαγνητικῆς βελόνης εἶναι ἀνάλογη μέ τήν ἔνταση τοῦ ρεύματος. Ὅταν ἡ μαγνητική βελόνη ἐκτρέπεται ἀπό τήν ἀρχική θέση ἰσορροπίας της, τότε ἰσορροπεῖ σέ μιά νέα θέση μέ τήν ἐπίδραση δύο μαγνητικῶν πεδίων, τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου καί τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος.



Σχ. 72. Σχέση μεταξύ τῆς φορᾶς τοῦ ρεύματος καί τῆς ἐκτροπῆς τῆς μαγνητικῆς βελόνης.

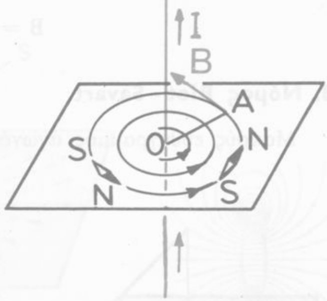
Γιά νά ἔχουμε αἰσθητή ἐκτροπή τῆς μαγνητικῆς βελόνης καί ἀπό ἕνα ἀσθενές ρεῦμα, βάζουμε γύρω ἀπό τή βελόνη ἕνα κατακόρυφο πλαίσιο, πού τό ἐπίπεδό του βρίσκεται πάνω στό ἐπίπεδο τοῦ μαγνητικοῦ μεσημβρινοῦ (σχ. 73). Ὅταν τό πλαίσιο διαρρέεται ἀπό ρεῦμα, τότε κάθε τμῆμα τοῦ πλαισίου προκαλεῖ ἐκτροπή τῆς μαγνητικῆς βελόνης κατά τήν ἴδια φορά. Σ' αὐτή τή διάταξη στηρίζεται ἡ λειτουργία πολλῶν ὀργάνων πού χρησιμοποιοῦμε γιά μετρήσεις (ὅπως π.χ. εἶναι τά ἀμπερόμετρα καί τά βολτόμετρα).



Σχ. 73. Ἡ ἐκτροπή τῆς μαγνητικῆς βελόνης εἶναι μεγαλύτερη.

57. Μαγνητικό πεδίο εὐθύγραμμου ρευματοφόρου ἀγωγοῦ

Ἕνας μακρύς κατακόρυφος ἀγωγός διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I καί περνάει ἀπό ἕνα ὁριζόντιο χαρτόνι (σχ. 74). Ρίχνουμε πάνω στό χαρτόνι ρινίσματα σιδήρου καί χτυπᾶμε ἐλαφρά τό χαρτόνι. Τότε πάνω στό χαρτόνι σχηματίζεται ἕνα *μαγνητικό φάσμα*, πού οἱ δυναμικές γραμμές του εἶναι ὁμόκεντροι κύκλοι· τά ἐπίπεδα τῶν κύκλων εἶναι *κάθετα* στόν ἀγωγό (σχ. 75). Κατά μῆκος μιᾶς δυναμικῆς γραμμῆς μετακινοῦμε μιά μικρή μαγνητική βελόνη. Παρατηροῦμε ὅτι σέ κάθε θέση ἰσορροπίας τῆς βελόνης, αὐτή ἔχει τή διεύθυνση τῆς ἐφαπτομένης τῆς δυναμικῆς γραμμῆς σ' αὐτό τό σημεῖο της.

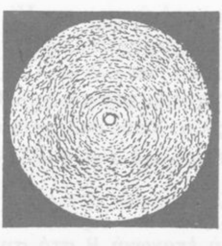


Σχ. 74. Μαγνητικό πεδίο γύρω ἀπό εὐθύγραμμο ρευματοφόρο ἀγωγό.

Ἡ *φορά* τῶν δυναμικῶν γραμμῶν εἶναι ἡ φορά κατά τήν ὁποία στρέφεται δεξιόστροφος κοχλίας, γιά νά προχωρήσει κατά τή φορά τοῦ ρεύματος (σχ. 76). Σέ κάθε σημεῖο τῆς δυναμικῆς γραμμῆς ἡ *μαγνητική ἐπαγωγή* B ἔχει τή διεύθυνση τῆς ἐφαπτομένης τῆς δυναμικῆς γραμμῆς σ' αὐτό τό σημεῖο (σχ. 74). Θεωρητικά καί πειραματικά ἀποδεικνύεται ὅτι:

Ἡ μαγνητική ἐπαγωγή (B) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἑνός εὐθύγραμμου ρευματοφόρου ἀγωγοῦ, μέ μεγάλο μῆκος, σέ ἀπόσταση r ἀπό τόν ἀγωγό, εἶναι ἀνάλογη μέ τήν ἔνταση (I) τοῦ ρεύματος καί ἀντιστρόφως ἀνάλογη μέ τήν ἀπόσταση (r) τοῦ θεωρούμενου σημείου ἀπό τόν ἀγωγό.

μαγνητική ἐπαγωγή (εὐθύγραμμος ἀγωγός)	$B = 10^{-7} \cdot \dfrac{2I}{r}$	$\left\{ \begin{array}{l} 10^{-7}\ \mathrm{N/A^2},\ r \text{ σέ } m \\ I \text{ σέ } A,\ B \text{ σέ } T \end{array} \right.$



Σχ. 75. Μαγνητικό φάσμα εὐθύγραμμου ρευματοφόρου ἀγωγοῦ.

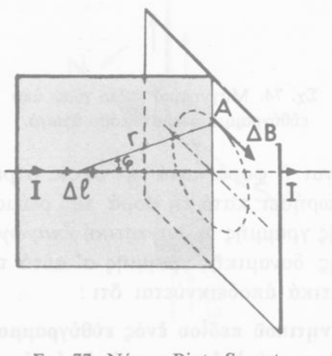

Σχ. 76. Φορά τῶν δυναμικῶν γραμμῶν.

Παρατήρηση. Ἂν ὁ ρευματοφόρος ἀγωγός ἀποτελεῖται ἀπό n εὐθύγραμμα σύρματα, πού τό καθένα διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I, τότε σέ ἀπόσταση r ἀπό τή δέσμη τῶν συρμάτων ἡ μαγνητική ἐπαγωγή εἶναι:

$$B = 10^{-7} \cdot \frac{2I}{r} \cdot n$$

58. Νόμος Biot - Savart

Μακρύς εὐθύγραμμος ἀγωγός διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I (σχ. 77). Ἕνα στοιχειῶδες τμῆμα Δl τοῦ ἀγωγοῦ δημιουργεῖ σέ ἕνα σημεῖο Α τοῦ πεδίου μιά *στοιχειώδη μαγνητική ἐπαγωγή* ΔΒ, πού προσδιορίζεται ἀπό τόν ἑξῆς *νόμο Biot - Savart*:



Σχ. 77. Νόμος Biot - Savart.

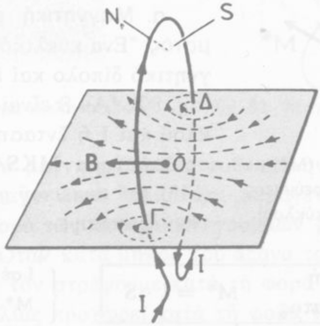
Ἡ μαγνητική ἐπαγωγή ($\overrightarrow{\Delta B}$), πού δημιουργεῖ ἕνα στοιχειῶδες τμῆμα (Δl) εὐθύγραμμου ρευματοφόρου ἀγωγοῦ σέ ἕνα σημεῖο τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, εἶναι κάθετη στό ἐπίπεδο πού περνάει ἀπό αὐτό τό σημεῖο καί ἀπό τό στοιχειῶδες τμῆμα τοῦ ἀγωγοῦ· τό μέτρο (ΔΒ) τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς στό θεωρούμενο σημεῖο δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$\boxed{\text{νόμος Biot - Savart} \quad \Delta B = 10^{-7} \cdot \frac{I \cdot \Delta l}{r^2} \cdot \text{ημ}\,\varphi} \quad \left\{ \begin{array}{l} 10^{-7}\ N/A^2 \\ I \text{ σέ } A, \\ \Delta l, r \text{ σέ } m \\ \Delta B \text{ σέ } T \end{array} \right. \qquad (1)$$

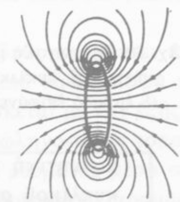
ὅπου r εἶναι ἡ ἀπόσταση τοῦ σημείου Α ἀπό τό στοιχειῶδες τμῆμα Δl τοῦ ἀγωγοῦ καί φ εἶναι ἡ γωνία πού σχηματίζει τό στοιχειῶδες τμῆμα Δl μέ τή διεύθυνση τῆς ἀποστάσεως r. Ἡ φορά τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς $\overrightarrow{\Delta B}$ προσδιορίζεται μέ τόν κανόνα τοῦ δεξιόστροφου κοχλία. Κάθε στοιχειῶδες τμῆμα τοῦ ἀγωγοῦ δημιουργεῖ στό σημεῖο Α τοῦ πεδίου μιά στοιχειώδη μαγνητική ἐπαγωγή $\overrightarrow{\Delta B}$. Τό γεωμετρικό ἄθροισμα ὅλων αὐτῶν τῶν στοιχειωδῶν μαγνητικῶν ἐπαγωγῶν εἶναι ἡ ὁλική μαγνητική ἐπαγωγή $\overrightarrow{B}$ στό σημεῖο Α καί ὀφείλεται σέ ὁλόκληρο τόν ἀγωγό.

59. Μαγνητικό πεδίο κυκλικοῦ ρευματοφόρου ἀγωγοῦ

Κατακόρυφος κυκλικός ἀγωγός διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I. Πάνω σέ ἕνα ὁριζόντιο χαρτόνι, πού περνάει ἀπό τό κέντρο O τοῦ κυκλικοῦ ἀγωγοῦ, σχηματίζουμε τό μαγνητικό φάσμα (σχ. 78). Παρατηροῦμε ὅτι κοντά στά σημεῖα Γ καί Δ οἱ δυναμικές γραμμές εἶναι ὁμόκεντροι κύκλοι. Ὅσο ἀπομακρυνόμαστε ἀπό τά σημεῖα Γ καί Δ ἡ ἀκτίνα καμπυλότητας τῶν δυναμικῶν γραμμῶν μεγαλώνει καί μιά δυναμική γραμμή εἶναι εὐθεία κάθετη στό ἐπίπεδο τοῦ κυκλικοῦ ἀγωγοῦ καί ταυτίζεται μέ τόν ἄξονα συμμετρίας τοῦ συστήματος. Ἡ φορά τῶν δυναμικῶν γραμμῶν προσδιορίζεται μέ τόν κανόνα τοῦ δεξιόστροφου κοχλία.



Σχ. 78. Δυναμικές γραμμές τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου κυκλικοῦ ρευματοφόρου ἀγωγοῦ.


Σχ. 79. Τό κυκλικό ρεῦμα εἶναι μαγνητικό δίπολο.

Τό μαγνητικό φάσμα τοῦ κυκλικοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογο μέ τό μαγνητικό φάσμα ἑνός μικροῦ εὐθύγραμμου μαγνήτη (σχ. 79). Οἱ δυναμικές γραμμές βγαίνουν ἀπό τή μιά ὄψη τοῦ ἐπιπέδου τοῦ κύκλου *(βόρειος μαγνητικός πόλος)* καί μπαίνουν ἀπό τήν ἄλλη ὄψη τοῦ ἐπιπέδου *(νότιος μαγνητικός πόλος)*. Ὥστε τό κυκλικό ρεῦμα ἀποτελεῖ ἕνα *μαγνητικό δίπολο καί παρουσιάζει δύο ἑτερώνυμους μαγνητικούς πόλους*. Θεωρητικά καί πειραματικά ἀποδεικνύεται ὅτι:

Ἡ μαγνητική ἐπαγωγή (B) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου κυκλικοῦ ρευματοφόρου ἀγωγοῦ στό κέντρο τοῦ κύκλου εἶναι κάθετη στό ἐπίπεδο τοῦ κυκλικοῦ ἀγωγοῦ, εἶναι ἀνάλογη μέ τήν ἔνταση (I) τοῦ ρεύματος καί ἀντιστρόφως ἀνάλογη μέ τήν ἀκτίνα (r) τοῦ κύκλου.

μαγνητική ἐπαγωγή (κυκλικός ἀγωγός)	$B = 10^{-7} \cdot \dfrac{2\pi I}{r}$	10^{-7} N/A², r σέ m; I σέ A; B σέ T	(1)

Παρατήρηση. Ἄν n σπεῖρες πού ἔχουν τήν ἴδια ἀκτίνα r σχηματίζουν *ἐπίπεδο κυκλικό πλαίσιο* πού διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I, τότε ἡ μαγνητική ἐπαγωγή στό κέντρο τοῦ κυκλικοῦ πλαισίου εἶναι :

$$B = 10^{-7} \cdot \frac{2\pi I}{r} \cdot n$$

Σχ. 80. Μαγνητική ροπή (M*) μαγνήτη καί κυκλικοῦ ρεύματος (S ἐμβαδό ἐπιφάνειας κύκλου).

α. Μαγνητική ροπή κυκλικοῦ ρεύματος. Ἕνα κυκλικό ρεῦμα ἀποτελεῖ μαγνητικό δίπολο καί ἔχει *μαγνητική ροπή* (σχ. 80). Ἄν S εἶναι τό ἐμβαδό τοῦ κύκλου καί I ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος, τότε στό σύστημα MKSA *ἡ μαγνητική ροπή* (M*) *τοῦ κυκλικοῦ ρεύματος* δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

μαγνητική ροπή κυκλικοῦ ρεύματος	$M^* = I \cdot S$	I σέ A, S σέ m^2; M* σέ A · m^2	(2)

Τό ἄνυσμα τῆς μαγνητικῆς ροπῆς $\vec{M^*}$ εἶναι κάθετο στό ἐπίπεδο τοῦ κυκλικοῦ ρεύματος στό κέντρο τοῦ κύκλου καί ἔχει φορά ἀπό τό νότιο πρός τό βόρειο πόλο (ὅπως καί στόν εὐθύγραμμο μαγνήτη).

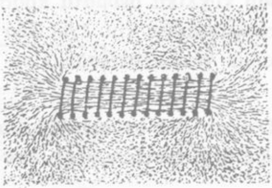
Μονάδα μαγνητικῆς ροπῆς. Στό σύστημα MKSA ἡ μονάδα μαγνητικῆς ροπῆς ὁρίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση (2) ὡς ἑξῆς :

Μονάδα μαγνητικῆς ροπῆς εἶναι ἡ μαγνητική ροπή κυκλικοῦ ρεύματος πού ἔχει ἔνταση 1 Ampère καί ἐμβαδό 1 m².

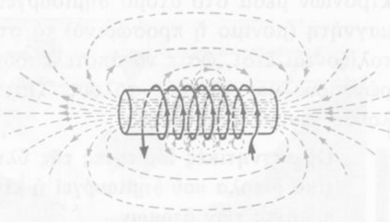
μονάδα μαγνητικῆς ροπῆς	1 Ampère · 1 m^2	ἤ	1 A · m^2

60. Μαγνητικό πεδίο σωληνοειδοῦς

Ὀνομάζουμε *σωληνοειδές* ἕνα σύστημα ἀπό παράλληλα κυκλικά ρεύματα, πού τά κέντρα τους βρίσκονται πάνω στήν ἴδια εὐθεία. Τέτοιο σύστημα κυκλικῶν ρευμάτων παίρνουμε, ἄν πάνω σέ γυάλινο ἤ ξύλινο κύλινδρο τυλίξουμε σύρμα. Πάνω σέ ὁριζόντιο χαρτόνι, πού περνάει ἀπό τόν ἄξονα τοῦ σωληνοειδοῦς, σχηματίζουμε τό μαγνητικό φάσμα (σχ. 81). Παρατηροῦμε ὅτι αὐτό τό φάσμα εἶναι ὅμοιο μέ τό μαγνητικό φάσμα ἑνός *εὐθύγραμμου μαγνήτη* (σχ. 82). Μέ μιά μικρή μαγνητική βελόνη εὔκολα διαπιστώνουμε ὅτι οἱ δύο ἄκρες τοῦ σωληνοειδοῦς ἀποτελοῦν *δύο ἑτερώνυμους μαγνητικούς πόλους*. Στό ἐσωτερικό τοῦ σωληνοειδοῦς οἱ δυναμικές γραμμές



Σχ. 81. Μαγνητικό φάσμα σωληνοειδοῦς.



Σχ. 82. Μαγνητικό πεδίο σωληνοειδοῦς.

εἶναι *παράλληλες*. Τό μαγνητικό πεδίο τοῦ σωληνοειδοῦς προκύπτει ἀπό τήν πρόσθεση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου πού παράγεται ἀπό κάθε σπείρα τοῦ σωληνοειδοῦς. Ἡ φορά τῶν δυναμικῶν γραμμῶν βρίσκεται μέ τόν ἑξῆς ἐμπειρικό κανόνα : Ὅταν κατά μῆκος τοῦ ἄξονα τοῦ σωληνοειδοῦς τοποθετήσουμε κοχλία καί τόν στρέψουμε κατά τή φορά τοῦ ρεύματος μέσα στίς σπεῖρες, τότε ὁ κοχλίας προχωρεῖ κατά τή φορά τῶν δυναμικῶν γραμμῶν. Θεωροῦμε ὅτι τό μῆκος τοῦ σωληνοειδοῦς εἶναι πολύ μεγάλο σχετικά μέ τή διάμετρο τῶν σπειρῶν. Γιά ἕνα τέτοιο σωληνοειδές ἀποδεικνύεται ὅτι :

Στό ἐσωτερικό τοῦ σωληνοειδοῦς τό μαγνητικό πεδίο εἶναι ὁμογενές, ἡ μαγνητική ἐπαγωγή (B) ἔχει διεύθυνση παράλληλη μέ τόν ἄξονα τοῦ σωληνοειδοῦς καί εἶναι ἀνάλογη μέ τήν ἔνταση (I) τοῦ ρεύματος καί μέ τόν ἀριθμό (n) τῶν σπειρῶν κατά μέτρο μήκους.

μαγνητική ἐπαγωγή (σωληνοειδές)	$B = 10^{-7} \cdot 4\pi \cdot n \cdot I$	10^{-7} N/A² n σπεῖρες/m I σέ A, B σέ T

Παρατήρηση. Ἄν τό σωληνοειδές ἔχει συνολικά N σπεῖρες καί μῆκος l, τότε εἶναι $n = N/l$.

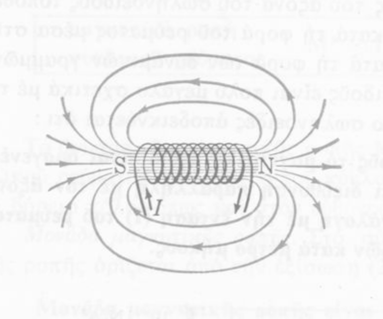
61. Προέλευση τῶν μαγνητικῶν πεδίων

Ὅταν ἕνας ἀγωγός διαρρέεται ἀπό ρεῦμα, τότε γύρω ἀπό τόν ἀγωγό δημιουργεῖται πάντοτε *μαγνητικό πεδίο*. Αὐτό τό φαινόμενο εἶναι γενικό καί μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι *ὅλα τά μαγνητικά πεδία ὀφείλονται σέ κινούμενα ἠλεκτρικά φορτία*. Ἕνα κυκλικό ρεῦμα ἀποτελεῖ μαγνητικό δίπολο, πού ἔχει ὁρισμένη μαγνητική ροπή. Στό ἄτομο ὑδρογόνου ἡ κίνηση τοῦ ἠλεκτρονίου γύρω ἀπό τόν πυρήνα ἰσοδυναμεῖ μέ κυκλικό ρεῦμα, δηλαδή δημιουργεῖ ἕνα στοιχειῶδες μαγνητικό δίπολο. Γενικά ἡ κίνηση τῶν ἠλεκτρονίων μέσα στό ἄτομο δημιουργεῖ *στοιχειώδη μαγνητικά δίπολα*. Σέ ἕνα μαγνήτη (μόνιμο ἤ προσωρινό) τά στοιχειώδη κυκλικά ρεύματα προσανατολίζονται ἔτσι, ὥστε νά ἀποτελέσουν ἕνα σωληνοειδές πού ἔχει δύο ετερώνυμους μαγνητικούς πόλους. Ὥστε μποροῦμε νά διατυπώσουμε τό ἀκόλουθο γενικό συμπέρασμα :

Οἱ μαγνητικές ἰδιότητες τῆς ὕλης ὀφείλονται στά στοιχειώδη μαγνητικά δίπολα πού δημιουργεῖ ἡ κίνηση τῶν ἠλεκτρονίων γύρω ἀπό τούς πυρῆνες τῶν ἀτόμων.

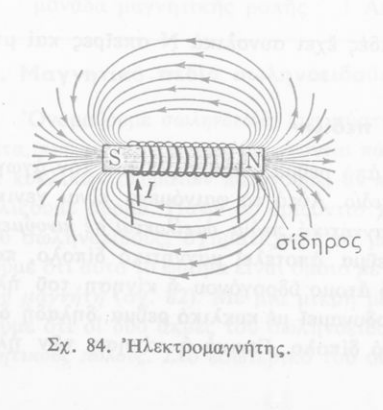
62. Ἠλεκτρομαγνήτης

Στό ἐσωτερικό ἑνός σωληνοειδοῦς, πού διαρρέεται ἀπό ρεῦμα, σχηματίζεται ὁμογενές μαγνητικό πεδίο (σχ. 83). Ἄν μέσα στό σωληνοειδές βάλουμε μιά ράβδο ἀπό *μαλακό σίδηρο*, τότε ἡ ράβδος γίνεται μαγνήτης καί κάθε πόλος του συμπίπτει μέ τόν ὁμώνυμο πόλο τοῦ σωληνοειδοῦς (σχ. 84). Τό σύστημα πού ἀποτελοῦν τό σωληνοειδές καί ἡ ράβδος τοῦ μαλακοῦ σιδήρου, ὀνομάζεται *ἠλεκτρομαγνήτης*. Ἡ μαγνήτιση τοῦ μαλακοῦ σιδήρου εἶναι *προσωρινή* καί διαρκεῖ ὅσο χρόνο τό σωληνοειδές διαρρέεται ἀπό τό ρεῦμα. Ἄν μέσα στό σωληνοειδές βάλουμε ράβδο ἀπό χάλυβα, ἡ ράβδος μεταβάλλεται σέ *μόνιμο* μαγνήτη.



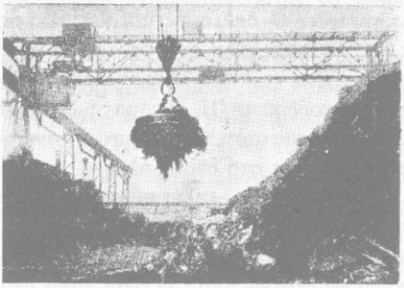
Σχ. 83. Σωληνοειδές χωρίς πυρήνα μαλακοῦ σιδήρου.

Τό σωληνοειδές ἔχει n σπεῖρες κατά μέτρο καί διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I. Ὅταν στό ἐσωτερικό τοῦ σωληνοειδοῦς ὑπάρχει ἀέρας, τότε ἡ μαγνητική ἐπαγωγή εἶναι B_0. Ἄν μέσα στό σωληνοειδές βάλουμε μιά ράβδο ἀπό μαλακό σίδηρο, πού ἔχει *μαγνητική διαπερατότητα* μ, τότε στό ἐσωτερικό τοῦ σωληνοειδοῦς ἡ μαγνητική ἐπαγωγή γίνεται $B = \mu \cdot B_0$, δηλαδή γίνεται *πολύ μεγαλύτερη*.



Σχ. 84. Ἠλεκτρομαγνήτης.

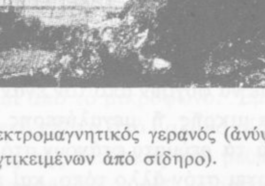
Σχ. 85. Ἠλεκτρομαγνήτης μέ τόν ὁπλισμό του.



Σχ. 86. Ἠλεκτρομαγνητικός γερανός (ἀνύψωση ἀντικειμένων ἀπό σίδηρο).

Ἐφαρμογές τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν. Ἡ παροδική μαγνήτιση τοῦ μαλακοῦ σιδήρου μέ τήν ἐπίδραση τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ἔχει πολλές ἐφαρμογές. Ἀναφέρουμε μερικές συνηθισμένες ἐφαρμογές τῶν ἠλεκτρομαγνητῶν.

α. Ἠλεκτρομαγνητικός γερανός. Αὐτός εἶναι ἕνας ἰσχυρός πεταλοειδής ἠλεκτρομαγνήτης, πού ἕλκει μέ μεγάλη δύναμη τόν ἀπό μαλακό σίδηρο ὁπλισμό του (σχ. 85). Γιά νά ἀποσπαστεῖ ὁ ὁπλισμός χρειάζεται ὁρισμένη δύναμη, πού λέγεται *φέρουσα δύναμη* τοῦ ἠλεκτρομαγνήτη καί σέ μερικούς γερανούς εἶναι πολύ μεγάλη. Ὅταν θέλουμε νά ἀνυψώσουμε ἀντικείμενα ἀπό σίδηρο, τότε αὐτά ἀποτελοῦν τόν ὁπλισμό τοῦ ἠλεκτρομαγνήτη (σχ. 86). Στά ἐργαστήρια χρησιμοποιοῦμε ἠλεκτρομαγνῆτες πού δημιουργοῦν ἰσχυρό ὁμογενές μαγνητικό πεδίο (σχ. 87).

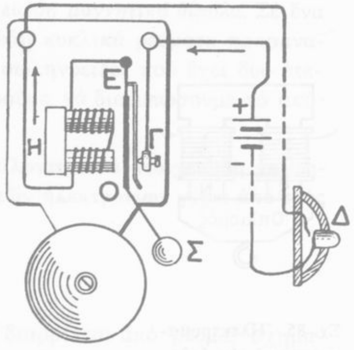


Σχ. 87. Ἠλεκτρομαγνήτης ἐργαστηρίου.

Σημείωση. Ἄν S εἶναι τό ἐμβαδό τῆς ἐπιφάνειας ἐπαφῆς τῶν πόλων μέ τόν ὁπλισμό, τότε ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ φέρουσα δύναμη τοῦ ἠλεκτρομαγνήτη δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

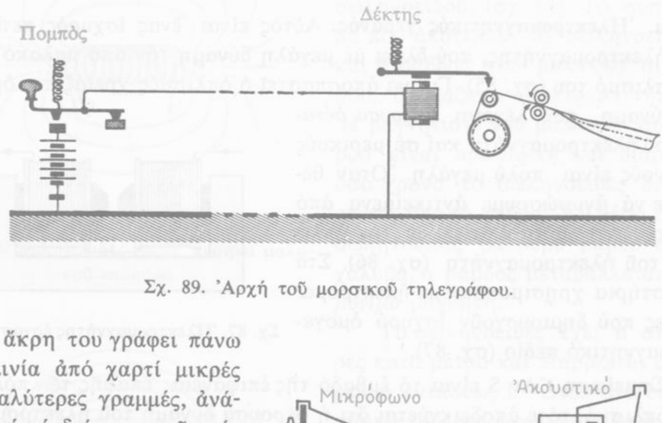
φέρουσα δύναμη ἠλεκτρομαγνήτη	$F = 10^7 \cdot \dfrac{B^2 \cdot S}{8\pi}$	$\left\{ \begin{array}{l} 10^7\ A^2/N,\ S \text{ σέ } m^2 \\ B \text{ σέ } T,\ F \text{ σέ } N \end{array} \right.$

β. Ἠλεκτρικό κουδούνι. Πιέζοντας τό διακόπτη (Δ) κλείνουμε τό κύκλωμα (σχ. 88) καί ὁ εὐκίνητος ὁπλισμός (Ο) τοῦ ἠλεκτρομαγνήτη (Η) ἕλκεται. Ἀλλά τότε τό κύκλωμα διακόπτεται (στό σημεῖο Γ), ὁ ὁπλισμός γυρίζει στή θέση του καί τό κύκλωμα πάλι κλείνει. Ὁ ὁπλισμός ἀμέσως ἕλκεται κ.ο.κ. Σέ κάθε ἕλξη τοῦ ὁπλισμοῦ ἀντιστοιχεῖ ἕνα χτύπημα τῆς σφαίρας Σ πάνω στό κουδούνι. Ἡ αὐτόματη διακοπή καί ἀποκατάσταση τοῦ ρεύματος γίνεται πολλές φορές στό δευτερόλεπτο.



Σχ. 88. Ἠλεκτρικό κουδούνι.

γ. Μορσικός τηλέγραφος. Ἡ λειτουργία του στηρίζεται στήν ἑξῆς ἀρχή: Μέ κατάλληλο διακόπτη *(πομπός)* ἀφήνουμε νά φύγουν ἀπό τόν ἕναν τόπο ρεύματα μικρῆς ἤ μεγαλύτερης διάρκειας. Αὐτά τά ρεύματα φτάνουν στό *δέκτη*, πού ὑπάρχει στόν ἄλλο τόπο, καί περνοῦν ἀπό ἠλεκτρομαγνήτη πού εἶναι ἐφοδιασμένος μέ πολύ εὐκίνητο ὁπλισμό (σχ. 89). Ὅταν ὁ ὁπλισμός ἕλκεται,



Σχ. 89. Ἀρχή τοῦ μορσικοῦ τηλεγράφου.

ἡ μιά ἄκρη του γράφει πάνω σέ ταινία ἀπό χαρτί μικρές ἤ μεγαλύτερες γραμμές, ἀνάλογα μέ τή διάρκεια τοῦ ρεύματος πού πέρασε ἀπό τόν ἠλεκτρομαγνήτη. Ἡ ταινία ξετυλίγεται ὁμαλά. Μέ τά μορσικά σήματα εἶναι δυνατή ἡ μεταβίβαση λέξεων καί ἀριθμῶν. Σήμερα στήν τηλεγραφία χρησιμοποιοῦμε πολύ πιό τελειοποιημένα συστήματα.

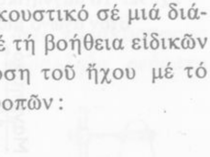
Σχ. 90. Σχηματική παράσταση τῆς ἀρχῆς τοῦ τηλεφώνου.

δ. Τηλέφωνο. Στό τηλέφωνο ὡς πομπός χρησιμοποιεῖται τό *μικρόφωνο*. Αὐτό ἀποτελεῖται ἀπό δύο μονωμένες πλάκες Α καί Β ἀπό ἄνθρακα (σχ. 90) καί μεταξύ τῶν πλακῶν ὑπάρχουν κόκκοι ἀπό ἄνθρακα. Τό ρεῦμα πηγαίνει ἀπό τήν πλάκα Α στήν πλάκα Β περνώντας ἀπό τούς κόκκους τοῦ ἄνθρακα. Ὅταν μιλᾶμε ἐμπρός ἀπό τήν πλάκα Α, αὐτή πάλλεται καί οἱ κόκκοι τοῦ ἄνθρακα μετακινοῦνται. Τότε ἀλλάζει *ἡ ἀντίσταση* τοῦ κυκλώματος. Ἔτσι ἡ ἀσταθής ἐπαφή τῶν κόκκων τοῦ ἄνθρακα προκαλεῖ *διακυμάνσεις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος*, πού ἀντιστοιχοῦν στούς ἤχους οἱ ὁποῖοι φτάνουν στήν πλάκα Α. Ὡς δέκτης χρησιμοποιεῖται τό *ἀκουστικό*. Αὐτό ἀποτελεῖται ἀπό πεταλοειδή μόνιμο μαγνήτη πού ἔχει στίς ἄκρες του δύο πηνία. Ἀπό αὐτά περνάει τό ρεῦμα πού ἔρχεται ἀπό τό μικρόφωνο. Ἐμπρός ἀπό τούς πόλους τοῦ μαγνήτη ὑπάρχει μιά λεπτή πλάκα ἀπό μαλακό σίδηρο, ἡ ὁποία μπορεῖ νά πάλλεται. Οἱ διακυμάνσεις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος προκαλοῦν ἀντίστοιχες μεταβολές τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ μαγνήτη. Ἔτσι οἱ δυνάμεις πού ἐξασκεῖ ὁ μαγνήτης στήν πλάκα τοῦ μαλακοῦ σιδήρου μεταβάλλονται καί ἡ πλάκα ἀναγκάζεται νά πάλλεται. Μέ αὐτό τόν τρόπο ἡ πλάκα τοῦ ἀκουστικοῦ ἀναπαράγει τούς ἤχους πού φτάνουν στό μικρόφωνο. Οἱ τηλεφωνικές συσκευές ἔχουν τό μικρόφωνο καί τό ἀκουστικό σέ μιά διάταξη. Ἡ σύνδεση τῶν συνδρομητῶν γίνεται αὐτόματα μέ τή βοήθεια εἰδικῶν μηχανῶν, πού λέγονται *αὐτόματοι ἐπιλογεῖς*. Ἡ μετάδοση τοῦ ἤχου μέ τό τηλέφωνο σχηματικά ἀκολουθεῖ τήν ἑξῆς σειρά μετατροπῶν:

ἦχος → μεταβολές ἐντάσεως ρεύματος → ἦχος

Ἡ πρώτη μετατροπή γίνεται μέ τό μικρόφωνο καί ἡ δεύτερη γίνεται μέ τό ἀκουστικό.

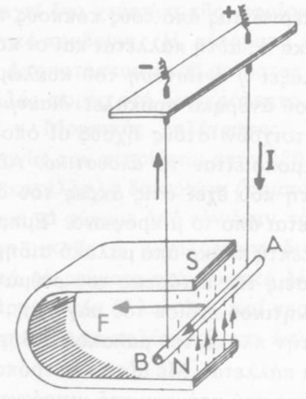
ε. Ἠλεκτρομαγνητικό μεγάφωνο. Αὐτό ἀποτελεῖται ἀπό ἰσχυρό ἠλεκτρομαγνήτη πού ἔχει μεταξύ τῶν πόλων του εὐκίνητο ἔλασμα Γ ἀπό μαλακό σίδηρο (σχ. 91). Γύρω ἀπό τή βάση τοῦ ἐλάσματος Γ ὑπάρχει πηνίο, ἀπό τό ὁποῖο περνάει τό ρεῦμα τοῦ μικροφώνου. Οἱ διακυμάνσεις τῆς ἐντάσεως αὐτοῦ τοῦ ρεύματος ἀναγκάζουν τό ἔλασμα Γ νά πάλλεται καί μαζί του πάλλεται καί μιά κωνική μεμβράνη (Μ). Αὐτή, ἐπειδή ἔχει μεγάλη ἐπιφάνεια, παράγει ἦχο μεγάλης ἐντάσεως.



Σχ. 91. Ἠλεκτρομαγνητικό μεγάφωνο

στ. Ἐργαστηριακοί ἠλεκτρομαγνῆτες. Στά ἐργαστήρια ἔχουμε ἠλεκτρομαγνῆτες γιά πειραματικές ἔρευνες ἤ γιά τή λειτουργία ὁρισμένων διατάξεων πού χρησιμοποιοῦμε σήμερα στήν Πυρηνική Φυσική (*ἐπιταχυντές* ἠλεκτρισμένων σωματιδίων).

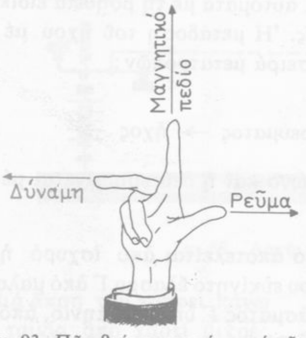
63. Ἐπίδραση μαγνητικοῦ πεδίου σέ ρεῦμα



Σχ. 92. Τό μαγνητικό πεδίο ἐξασκεῖ στόν ἀγωγό μιά δύναμη.

Μέσα στό *ὁμογενές μαγνητικό πεδίο* πού σχηματίζει ἕνας πεταλοειδής μαγνήτης (σχ. 92) φέρνουμε εὐθύγραμμο ἀγωγό, πού εἶναι στερεωμένος σέ δύο κατακόρυφα εὔκαμπτα σύρματα ἔτσι, ὥστε νά εἶναι ὁριζόντιος καί *κάθετος* στίς δυναμικές γραμμές τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ὅταν ὁ ἀγωγός διαρρέεται ἀπό ρεῦμα, τότε στόν ἀγωγό ἀναπτύσσεται μιά *ὁριζόντια δύναμη* $\vec{F}$ πού κινεῖ τόν ἀγωγό. Ἄν ἀντιστραφεῖ ἡ φορά τοῦ ρεύματος ἤ ἡ φορά τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τότε ἀντιστρέφεται καί ἡ φορά τῆς δυνάμεως $\vec{F}$.

Αὐτή ἡ δύναμη $\vec{F}$ πού ἀναπτύσσεται στόν ἀγωγό ὀνομάζεται **δύναμη Laplace** ἤ **ἠλεκτρομαγνητική δύναμη** καί εἶναι *κάθετη* στό ἐπίπεδο πού ὁρίζουν ἡ διεύθυνση *τοῦ ρεύματος* καί ἡ διεύθυνση *τῶν δυναμικῶν γραμμῶν* τοῦ ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου. *Ἡ φορά* τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως $\vec{F}$ προσδιορίζεται μέ τόν ἑξῆς ἐμπειρικό κανόνα (σχ. 93): Ἀνοίγουμε τά τρία πρῶτα δάχτυλα *τοῦ δεξιοῦ χεριοῦ μας* ἔτσι, ὥστε νά σχηματίζουν μεταξύ τους ὀρθές γωνίες, καί κατευθύνουμε τόν ἀντίχειρα κατά τή φορά τοῦ ρεύματος, τό δείκτη κατά τή φορά τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Τότε τό μεσαῖο δάχτυλο δείχνει *τή φορά τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως* (κανόνας τῶν τριῶν δαχτύλων).



Σχ. 93. Πῶς βρίσκουμε τή φορά τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως $\vec{F}$.

Ἀπό τή μελέτη τῆς ἐπιδράσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου πάνω σέ ἀγωγό πού διαρρέεται ἀπό ρεῦμα συνάγεται ὁ ἀκόλουθος *νόμος τοῦ Laplace*:

I. Ὅταν εὐθύγραμμος ἀγωγός πού διαρρέεται ἀπό ρεῦμα βρίσκεται μέσα σέ ὁμογενές μαγνητικό πεδίο, τότε σέ κάθε στοιχειῶδες τμῆμα (Δl) τοῦ ἀγωγοῦ ἀναπτύσσεται ἠλεκτρομαγνητική δύναμη, ἡ ὁποία ἐφαρμόζεται στή μέση τοῦ ἀγωγοῦ, εἶναι κάθετη στό ἐπίπεδο πού ὁρίζεται ἀπό τόν ἀγωγό καί τή διεύθυνση τῶν δυναμικῶν γραμμῶν

καί ἔχει φορά πού προσδιορίζεται μέ τόν κανόνα τῶν τριῶν δαχτύλων.

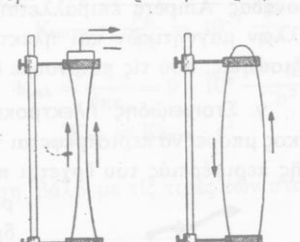
II. Τό μέτρο (F) τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς δυνάμεως εἶναι ἀνάλογο: α) μέ τό μῆκος (Δl) τοῦ στοιχειώδους τμήματος τοῦ ἀγωγοῦ, β) μέ τήν ἔνταση (I) τοῦ ρεύματος, γ) μέ τό μέτρο (B) τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς τοῦ πεδίου καί δ) μέ τό ἡμίτονο τῆς γωνίας (φ) πού σχηματίζει ὁ ἀγωγός μέ τή διεύθυνση τῶν δυναμικῶν γραμμῶν.

νόμος τοῦ Laplace $\boxed{F = \Delta l \cdot I \cdot B \cdot \eta\mu\,\varphi}$ $\left\{\begin{array}{l}\Delta l \text{ σέ m, I σέ A}\\ \text{B σέ T, F σέ N}\end{array}\right.$

Ἄν ὁ ἀγωγός εἶναι κάθετος στίς δυναμικές γραμμές τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ($\varphi = 90^0$), τότε ἡ ἠλεκτρομαγνητική δύναμη ἔχει τή μέγιστη τιμή της:

$$\boxed{F = \Delta l \cdot I \cdot B}$$

α. Παράλληλα ρεύματα. Διαβιβάζουμε ρεῦμα σέ δύο κατακόρυφους καί εὔκαμπτους ἀγωγούς ἔτσι, ὥστε νά ἔχουμε *δύο παράλληλα ρεύματα* (σχ. 94). Παρατηροῦμε ὅτι οἱ δύο ἀγωγοί *ἕλκονται* μεταξύ τους, ὅταν διαρρέονται ἀπό *ὁμόρροπα ρεύματα*, ἐνῶ ἀντίθετα, οἱ δύο ἀγωγοί *ἀπωθοῦνται* μεταξύ τους, ὅταν διαρρέονται ἀπό *ἀντίρροπα ρεύματα*. Αὐτή ἡ ἀμοιβαία ἕλξη ἤ ἄπωση τῶν δύο ἀγωγῶν εἶναι συνέπεια τοῦ νόμου τοῦ Laplace, γιατί κάθε ρεῦμα δημιουργεῖ γύρω του μαγνητικό πεδίο πού ἐπιδρᾶ στό ἄλλο ρεῦμα. Ἄν τό μῆκος κάθε ἀγωγοῦ εἶναι l, ἡ μεταξύ τους ἀπόσταση εἶναι r καί οἱ δύο ἀγωγοί διαρρέονται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως I, τότε εὔκολα βρίσκουμε ὅτι ἡ *ἠλεκτρομαγνητική δύναμη* μέ τήν ὁποία ἕλκονται ἤ ἀπωθοῦνται μεταξύ τους οἱ δύο ἀγωγοί ἔχει μέτρο:



Σχ. 94. Ἕλξη ἤ ἄπωση μεταξύ δύο παράλληλων ρευμάτων.

δύναμη μεταξύ παράλληλων ρευμάτων $\boxed{F = 10^{-7} \cdot \frac{2l \cdot I^2}{r}}$ $\left\{\begin{array}{l}10^{-7}\ \text{N/A}^2\\ l,\ \text{r σέ m}\\ \text{I σέ A}\\ \text{F σέ N}\end{array}\right.$ (1)

Παρατήρηση. Ἄν τά δύο παράλληλα ρεύματα ἔχουν ἐντάσεις I_1 καί I_2, τότε εἶναι:

$$\boxed{F = 10^{-7} \cdot \frac{2l \cdot I_1 \cdot I_2}{r}}$$

β. Ὁρισμός τῆς θεμελιώδους μονάδας Ampère στό διεθνές σύστημα μονάδων (SI). Ξέρουμε ὅτι στό διεθνές σύστημα μονάδων (SI), ἐπομένως καί στό σύστημα MKSA (πού εἶναι τμῆμα τοῦ συστήματος SI), ἡ μονάδα ἐντάσεως ρεύματος 1 Ampère (1 A) εἶναι *θεμελιώδης μονάδα* καί ὁρίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση (1). Ἄν σ' αὐτή τήν ἐξίσωση βάλουμε:

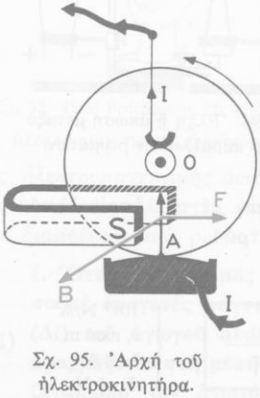
$l = 1$ m, $I = 1$ A, $r = 1$ m, βρίσκουμε $F = 2 \cdot 10^{-7}$ N

Ἔτσι ἔχουμε τόν ἑξῆς *ὁρισμό*:

1 Ampère (1 A) εἶναι ἡ ἔνταση ρεύματος πού, ὅταν διαρρέει δύο παράλληλους, εὐθύγραμμους καί μέ ἄπειρο μῆκος ἀγωγούς οἱ ὁποῖοι βρίσκονται στό κενό καί ἀπέχουν μεταξύ τους 1 m, ἀναπτύσσει μεταξύ αὐτῶν τῶν ἀγωγῶν ἠλεκτρομαγνητική δύναμη ἴση μέ 2 · 10⁻⁷ Newton κατά μέτρο μήκους.

Παρατήρηση. Αὐτός ὁ *ἠλεκτρομαγνητικός ὁρισμός* τῆς θεμελιώδους μονάδας Ampère ἐπιβάλλεται ἀπό θεωρητικούς λόγους. Οἱ μονάδες τῶν ἄλλων μαγνητικῶν καί ἠλεκτρικῶν μεγεθῶν καθορίζονται ἀπό ὁρισμένες ἐξισώσεις, πού τίς παίρνουμε ὡς ἐξισώσεις ὁρισμοῦ.

γ. Στοιχειώδης ἠλεκτροκινητήρας. Ἕνας κατακόρυφος χάλκινος δίσκος μπορεῖ νά περιστρέφεται γύρω ἀπό ὁριζόντιο ἄξονα καί ἕνα μικρό τμῆμα τῆς περιφέρειάς του ἔρχεται πάντοτε σέ ἐπαφή μέ τήν ἐπιφάνεια ὑδραργύρου (σχ. 95). Ὁ ἄξονας τοῦ τροχοῦ καί ὁ ὑδράργυρος συνδέονται μέ τούς πόλους γεννήτριας. Τότε κατά τή διεύθυνση τῆς ἀκτίνας ΟΑ περνάει ρεῦμα. Ὁ δίσκος βρίσκεται μέσα σέ ὁμογενές μαγνητικό πεδίο πού ἡ μαγνητική ἐπαγωγή του $\vec{B}$ εἶναι κάθετη στό ἐπίπεδο τοῦ δίσκου. Παρατηροῦμε ὅτι ὁ δίσκος περιστρέφεται. Αὐτή ἡ κίνηση τοῦ δίσκου ἐξηγεῖται ὡς ἑξῆς: Τό ρεῦμα πού διατρέχει τήν ἀκτίνα ΟΑ, διατρέχει ἕναν εὐθύγραμμο ἀγωγό καί ἐπομένως πάνω στήν ἀκτίνα ἐνεργεῖ μιά *ἠλεκτρομαγνητική δύναμη* $\vec{F}$ πού εἶναι κάθετη στήν ἀκτίνα, βρίσκεται πάνω στό ἐπίπεδο τοῦ δί-



Σχ. 95. Ἀρχή τοῦ ἠλεκτροκινητήρα.

σκου καί γι᾽ αὐτό προκαλεῖ τήν περιστροφή τοῦ δίσκου. Τό ἴδιο συμβαίνει σέ κάθε ἀκτίνα τοῦ δίσκου, ὅταν αὐτή διαρρέεται ἀπό τό ρεῦμα. Ἄν ἀντιστραφεῖ ἡ φορά τοῦ ρεύματος ἤ ἡ φορά τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τότε ἀντιστρέφεται καί ἡ φορά τῆς περιστροφῆς τοῦ δίσκου. Τό πείραμα αὐτό ἑρμηνεύει τή λειτουργία τῶν *ἠλεκτροκινητήρων*.

64. Γενική παρατήρηση γιά τίς σταθερές τοῦ συστήματος μονάδων MKSA

Ὅπως εἴδαμε, στίς ἐξισώσεις τοῦ Μαγνητισμοῦ καί τοῦ Ἠλεκτρισμοῦ ὑπάρχουν ὁρισμένες σταθερές πού οἱ τιμές τους ἀναφέρονται ἀνακεφαλαιωτικά στόν παρακάτω πίνακα.

Μαγνητικές καί ἠλεκτρικές σταθερές

Μέγεθος	Σταθερή
Μαγνητική διαπερατότητα τοῦ κενοῦ	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ \frac{N}{A^2}$
Διηλεκτρική σταθερή τοῦ κενοῦ	$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ \frac{Cb^2}{N \cdot m^2}$
Μαγνητική σταθερή τοῦ Coulomb	$K_{\mu\alpha\gamma\nu} = \frac{\mu_0}{4\pi} = 10^{-7}\ \frac{N}{A^2}$
Ἠλεκτρική σταθερή τοῦ Coulomb	$K_{\eta\lambda} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = 9 \cdot 10^9\ \frac{N \cdot m^2}{Cb^2}$
Σχέση τῶν σταθερῶν $K_{\mu\alpha\gamma\nu}$ καί $K_{\eta\lambda}$	$K_{\eta\lambda} = K_{\mu\alpha\gamma\nu} \cdot c^2$

Παρατήρηση. Ἄν στήν τελευταία ἐξίσωση βάλουμε τίς τιμές τῶν σταθερῶν $K_{\eta\lambda}$ καί $K_{\mu\alpha\gamma\nu}$, βρίσκουμε:

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot c^2 \quad \text{ἄρα} \quad \boxed{\frac{1}{\mu_0 \cdot \varepsilon_0} = c^2}$$

Ἡ ἐξίσωση πού βρήκαμε συνδέει στό σύστημα MKSA *τίς τρεῖς σταθερές τοῦ κενοῦ* μ_0, ε_0 καί c.

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

84. Ἕνας εὐθύγραμμος ἀγωγός διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I = 31{,}4$ A. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B σέ ἀπόσταση $r = 5$ cm ἀπό τόν ἀγωγό;

85. Ἕνας εὐθύγραμμος ἀγωγός ἀποτελεῖται ἀπό μιά δέσμη 6 εὐθύγραμμων συρμάτων πού τό καθένα διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I = 10$ A. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή

B σέ ἀπόσταση $r = 2$ cm ἀπό τόν ἀγωγό ; Ἄν σ' αὐτό τό σημεῖο τοῦ πεδίου εἶναι ἕνας μαγνητικός πόλος μέ ποσότητα μαγνητισμοῦ $m = +4$ A · m, πόση δύναμη ἐξασκεῖ τό πεδίο σ' αὐτό τόν πόλο ;

86. Δύο εὐθύγραμμοι ἀγωγοί εἶναι παράλληλοι, ἀπέχουν μεταξύ τους 6 cm καί διαρρέονται ἀπό ρεύματα πού ἔχουν τήν ἴδια ἔνταση $I = 30$ A. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή σέ ἕνα σημεῖο Δ, πού βρίσκεται μεταξύ τῶν δύο ἀγωγῶν καί ἀπέχει $r_1 = 2$ cm ἀπό τόν ἕνα ἀγωγό καί $r_2 = 4$ cm ἀπό τόν ἄλλο, ὅταν τά δύο παράλληλα ρεύματα εἶναι ὁμόρροπα καί ὅταν εἶναι ἀντίρροπα ;

87. Ἕνας εὐθύγραμμος ἀγωγός διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I = 2$ A. Σέ ἀπόσταση r ἀπό τόν ἀγωγό βρίσκεται βόρειος μαγνητικός πόλος, πού ἔχει ποσότητα μαγνητισμοῦ $m = 0{,}5$ A · m καί μπορεῖ νά κινεῖται ἐλεύθερα μέ τήν ἐπίδραση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος. Πόσο ἔργο (W) παράγεται ἀπό τό πεδίο, ὅταν ὁ πόλος m διαγράψει μιά ολόκληρη δυναμική γραμμή τοῦ πεδίου ; Ποιά σχέση ἔχει αὐτό τό ἔργο μέ τήν ἀπόσταση r ;

88. Ἕνας κυκλικός ἀγωγός ἔχει ἀκτίνα $r = 20$ cm καί διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I = 5$ A. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B στό κέντρο τοῦ κυκλικοῦ ἀγωγοῦ ;

89. Ἕνα κυκλικό πλαίσιο ἀποτελεῖται ἀπό $n = 50$ σπεῖρες, πού καθεμιά ἔχει ἀκτίνα $r = 10$ cm. Πόση πρέπει νά εἶναι ἡ ἔνταση I τοῦ ρεύματος, ὥστε ἡ μαγνητική ἐπαγωγή στό κέντρο τοῦ πλαισίου νά εἶναι ἴση μέ $B = 6{,}28 \cdot 10^{-3}$ T ; Πόση μαγνητική ροή Φ περνάει ἀπό τό πλαίσιο ;

90. Ἕνα κυκλικό πλαίσιο ἀποτελεῖται ἀπό $n = 100$ σπεῖρες, πού ἡ ἀκτίνα τους εἶναι $r = 10$ cm. Οἱ ἄκρες τοῦ πλαισίου συνδέονται μέ γεννήτρια, πού ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη $E = 6$ V καί ἐσωτερική ἀντίσταση $R_\Gamma = 2\ \Omega$. Τότε στό κέντρο τοῦ πλαισίου ἡ μαγνητική ἐπαγωγή ἔχει μέτρο $B = 2 \cdot 10^{-5}$ T. Πόση εἶναι ἡ ἀντίσταση R τοῦ πλαισίου ;

91. Ἕνα πηνίο ἀποτελεῖται ἀπό $N = 1600$ σπεῖρες, ἔχει μῆκος $l = 10$ cm καί διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I = 15$ A. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή στό κέντρο τοῦ πηνίου ;

92. Ἕνα πηνίο ἔχει μῆκος $l = 50$ cm καί ἀποτελεῖται ἀπό $N = 500$ σπεῖρες, πού καθεμιά ἔχει ἐμβαδό $S = 20$ cm². Τό πηνίο διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I = 0{,}5$ A. Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B στό κέντρο τοῦ πηνίου καί πόση εἶναι ἡ μαγνητική ροή Φ πού περνάει ἀπό τό πηνίο ;

93. Ἕνα πηνίο ἔχει $N = 4000$ σπεῖρες, μῆκος $l = 40$ cm καί στό κέντρο του ἡ μαγνητική ἐπαγωγή εἶναι $B_0 = 251{,}2 \cdot 10^{-3}$ T. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση I τοῦ ρεύματος ; Πόση γίνεται ἡ μαγνητική ἐπαγωγή στό κέντρο τοῦ πηνίου, ἄν μέσα σ' αὐτό βάλουμε μιά ράβδο ἀπό μαλακό σίδηρο πού ἔχει μαγνητική διαπερατότητα $\mu = 3000$;

94. Ἕνα μακρύ σωληνοειδές ἀποτελεῖται ἀπό $n = 12$ σπεῖρες/cm καί διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I = 3$ A. Ἕνας μαγνητικός πόλος μέ ποσότητα μαγνητισμοῦ $m = +50$ A · m μετακινεῖται κατά $s = 4$ cm κατά μῆκος τοῦ ἄξονα τοῦ σωληνοειδοῦς καί στήν περιοχή τοῦ κέντρου τοῦ σωληνοειδοῦς. Πόσο ἔργο παράγεται κατά τή μετακίνηση αὐτή ;

95. Ἕνας εὐθύγραμμος ἀγωγός μήκους $l = 5$ cm διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἐντάσεως $I = 20$ A καί βρίσκεται μέσα σέ ὁμογενές μαγνητικό πεδίο πού ἔχει μαγνητική ἐπαγωγή $B = 0{,}02$ T. Ὁ ἀγωγός σχηματίζει γωνία $\varphi = 30^0$ μέ τίς δυναμικές γραμμές τοῦ πεδίου. Πόση εἶναι ἡ ἠλεκτρομαγνητική δύναμη F πού ἀναπτύσσεται στόν ἀγωγό ; Πόση εἶναι ἡ μεγαλύτερη τιμή πού μπορεῖ νά ἔχει ἡ δύναμη F καί πότε συμβαίνει αὐτό ;

96. Δύο εὐθύγραμμα σύρματα μήκους $l = 40$ cm ἀπέχουν μεταξύ τους $r = 4$ cm. Τά σύρματα διαρρέονται ἀπό ὁμόρροπα ρεύματα ἐντάσεως $I = 2$ A. Πόση εἶναι ἡ ἠλεκτρομαγνητική δύναμη F πού ἐνεργεῖ στό κάθε σύρμα ἐξαιτίας τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ἄλλου ρεύματος;

97. Δύο κατακόρυφα σύρματα Γ καί Δ ἔχουν μεγάλο μῆκος, ἀπέχουν μεταξύ τους 8 cm καί διαρρέονται ἀπό ρεύματα πού ἔχουν φορά πρός τά πάνω καί ἔνταση $I_Γ = 30$ A καί $I_Δ = 20$ A. Ἕνα τρίτο κατακόρυφο σύρμα Ζ βρίσκεται ἀνάμεσα στά δύο προηγούμενα σύρματα, σέ ἀπόσταση 3 cm ἀπό τό σύρμα Γ καί 5 cm ἀπό τό σύρμα Δ καί διαρρέεται ἀπό ρεῦμα πού ἔχει φορά πρός τά κάτω καί ἔνταση $I_Z = 10$ A. Νά βρεθεῖ ἡ δύναμη F πού ἐνεργεῖ πάνω σέ μῆκος $l = 25$ cm τοῦ σύρματος Ζ.

98. Στό ἄτομο τοῦ ὑδρογόνου τό ἠλεκτρόνιο διαγράφει μέ ταχύτητα $υ = 2{,}2 \cdot 10^6$ m/sec κυκλική τροχιά, πού ἔχει ἀκτίνα $r = 0{,}53 \cdot 10^{-10}$ m. α) Πόσο ἠλεκτρικό φορτίο q περνάει κατά δευτερόλεπτο ἀπό ἕνα σημεῖο τῆς τροχιᾶς τοῦ ἠλεκτρονίου; β) Πόση εἶναι ἡ ἔνταση I τοῦ κυκλικοῦ ρεύματος πού δημιουργεῖ ἡ κίνηση τοῦ ἠλεκτρονίου; γ) Πόση εἶναι ἡ μαγνητική ἐπαγωγή B στό κέντρο αὐτοῦ τοῦ κυκλικοῦ ρεύματος;

ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΤΩΝ ΥΓΡΩΝ

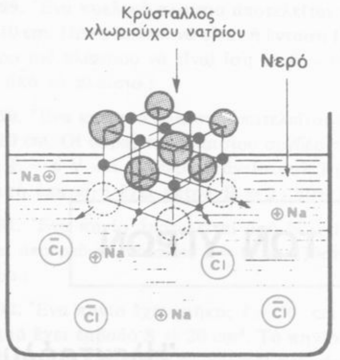
Ἠλεκτρόλυση

65. Ἠλεκτρολύτες

Ἡ ἠλεκτρική ἀγωγιμότητα τῶν μετάλλων ὀφείλεται στά *ἐλεύθερα ἠλεκτρόνιά* τους, τά ὁποῖα κινοῦνται μέσα στό μέταλλο μέ τήν ἐπίδραση ἠλεκτρικοῦ πεδίου, καί γι᾽ αὐτό λέμε ὅτι τά μέταλλα ἔχουν *ἠλεκτρονική ἀγωγιμότητα*. Πειραματικά βρήκαμε ὅτι ἀπό ὅλα τά ὑγρά ἠλεκτρική ἀγωγιμότητα ἔχουν τά ὑδατικά διαλύματα τῶν ὀξέων, τῶν βάσεων καί τῶν ἁλάτων καθώς καί τά τήγματα τῶν βάσεων καί τῶν ἁλάτων. Αὐτοί οἱ ὑγροί ἀγωγοί ὀνομάζονται *ἠλεκτρολύτες*, γιατί παρουσιάζουν τό φαινόμενο τῆς ἠλεκτρολύσεως, δηλαδή στά δύο ἠλεκτρόδια ἐμφανίζονται ὁρισμένα προϊόντα (§ 22β). Λέμε ὅτι οἱ ἠλεκτρολύτες ἔχουν *ἠλεκτρολυτική ἀγωγιμότητα* (ὅπως θά δοῦμε αὐτή διαφέρει ἀπό τήν ἠλεκτρονική ἀγωγιμότητα τῶν μετάλλων).

66. Ἐξήγηση τῆς ἠλεκτρολυτικῆς ἀγωγιμότητας

α. Ἠλεκτρολυτική διάσταση. Ἡ θεωρητική καί ἡ πειραματική ἔρευνα ἀπέδειξαν ὅτι τό μόριο κάθε ἠλεκτρολύτη ἀποτελεῖται ἀπό τήν ἕνωση δύο ἑτερώνυμων ἰόντων πού ἔχουν κατ' ἀπόλυτη τιμή ἴσα ἠλεκτρικά φορτία. Τό θετικό ἤ ἀρνητικό φορτίο, πού ἔχει κάθε ἰόν, εἶναι πάντοτε ἴσο μέ *ἀκέραιο πολλαπλάσιο* τοῦ στοιχειώδους ἠλεκτρικοῦ φορτίου e. Ὁ ἀριθμός τῶν στοιχειωδῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων πού ἔχει πάνω του ἕνα ἰόν, εἶναι ἴσος μέ τό σθένος τοῦ στοιχείου ἤ τῆς ρίζας πού ἀποτελεῖ τό ἰόν. Ἔτσι π.χ. τό μόριο τοῦ χλωριούχου νατρίου ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα θετικό ἰόν νατρίου Na^+ καί ἕνα ἀρνητικό ἰόν χλωρίου Cl^-. Ὅταν αὐτά τά δύο ἰόντα εἶναι ἑνωμένα, τό μόριο εἶναι οὐδέτερο.



Σχ. 96. Ἠλεκτρολυτική διάσταση.

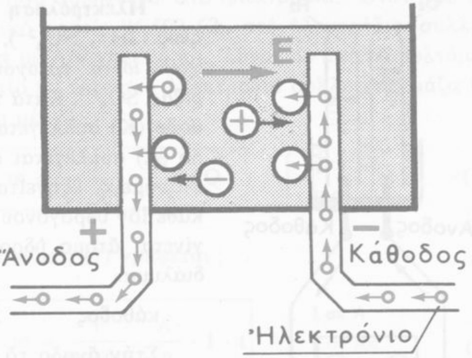
Ὅταν τό χλωριοῦχο νάτριο διαλύεται στό νερό, τότε τά ἰόντα νατρίου Na^+ καί τά ἰόντα χλωρίου Cl^- *ἀποχωρίζονται* τό ἕνα ἀπό τό ἄλλο καί διασκορπίζονται μέσα στό διάλυμα. Ἔτσι μέσα στό διάλυμα ὑπάρχουν ἐλεύθερα ἰόντα νατρίου Na^+ καί *ἴσος ἀριθμός* ἐλεύθερων ἰόντων χλωρίου Cl^- (σχ. 96). Τό διάλυμα εἶναι ἠλεκτρικῶς οὐδέτερο, γιατί τά φορτία τῶν θετικῶν καί τῶν ἀρνητικῶν ἰόντων εἶναι ἴσα (κατ' ἀπόλυτη τιμή). Αὐτός ὁ διαχωρισμός τοῦ μορίου τοῦ ἠλεκτρολύτη σέ δύο ἑτερώνυμα ἰόντα ὀνομάζεται *ἠλεκτρολυτική διάσταση* καί παριστάνεται ὡς ἑξῆς:

$$NaCl \rightarrow Na^+ + Cl^- \quad ἤ \quad (Na^+, Cl^-).$$

Στό φαινόμενο τῆς ἠλεκτρολυτικῆς διαστάσεως παίζουν σημαντικό ρόλο καί τά *μόρια τοῦ νεροῦ*, τά ὁποῖα ὑποβοηθοῦν στόν ἀποχωρισμό τῶν δύο ἰόντων τοῦ μορίου. Στόν παρακάτω πίνακα ἀναφέρεται ἡ ἠλεκτρολυτική διάσταση μερικῶν συνηθισμένων ἠλεκτρολυτῶν.

Ἠλεκτρολυτική διάσταση μερικῶν ἠλεκτρολυτῶν

Ὑδροχλωρικό ὀξύ HCl	H^+, Cl^-	Νιτρικός ἄργυρος $AgNO_3$	Ag^+, NO_3^-
Νιτρικό ὀξύ HNO_3	H^+, NO_3^-	Θειικός χαλκός $CuSO_4$	Cu^{2+}, SO_4^{2-}
Θειικό ὀξύ H_2SO_4	$2H^+$, SO^{2-}	Χλωριοῦχο νάτριο $NaCl$	Na^+, Cl^-



Σχ. 97. Κίνηση τῶν ἰόντων μέ τήν ἐπίδραση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου.

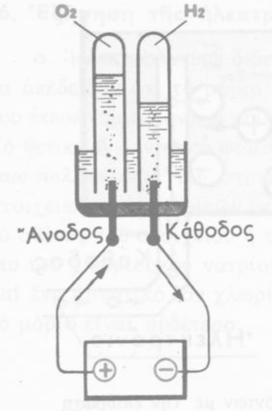
β. Ἡ ἠλεκτρολυτική ἀγωγιμότητα. Ὅταν τό ὑδατικό διάλυμα τοῦ ἠλεκτρολύτη εἶναι μέσα στό βολτάμετρο καί κλείσουμε τό κύκλωμα, τότε μεταξύ τῶν δύο ἠλεκτροδίων σχηματίζεται *ἠλεκτρικό πεδίο* (σχ. 97) πού οἱ δυναμικές γραμμές του ἔχουν φορά ἀπό τήν ἄνοδο (Α) πρός τήν κάθοδο (Κ). Μέ τήν ἐπίδραση τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου τά *θετικά ἰόντα* κινοῦνται πρός τήν κάθοδο (κατιόντα), ἐνῶ τά *ἀρνητικά ἰόντα* κινοῦνται πρός τήν ἄνοδο (ἀνιόντα). Κάθε θετικό ἰόν, ὅταν φτάσει στήν κάθοδο, *παίρνει* ἀπό αὐτή ὅσα ἠλεκτρόνια τοῦ λείπουν καί μεταβάλλεται σέ οὐδέτερο ἄτομο. Ἀντίθετα κάθε ἀρνητικό ἰόν, ὅταν φτάσει στήν ἄνοδο, *δίνει* σ' αὐτή ὅσα ἠλεκτρόνια πλεονάζουν πάνω του καί μετατρέπεται σέ οὐδέτερο ἄτομο. Ὅσα ἠλεκτρόνια ἀφαιροῦνται ἀπό τήν κάθοδο μέσα σέ ὁρισμένο χρόνο, τόσα ἀκριβῶς ἠλεκτρόνια δίνονται στήν ἄνοδο μέσα στόν ἴδιο χρόνο, γιατί ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος εἶναι *σταθερή* σέ ὅλο τό κύκλωμα. Ἐξαιτίας λοιπόν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου δημιουργεῖται μέσα στόν ἠλεκτρολύτη *κίνηση τῶν ἑτερώνυμων ἰόντων κατ' ἀντίθετη φορά*. Αὐτή ἡ κίνηση ἀποτελεῖ τό ἠλεκτρικό ρεῦμα μέσα στόν ἠλεκτρολύτη. Ἀπό τά παραπάνω καταλήγουμε στά ἑξῆς συμπεράσματα:

I. Ἡ ἠλεκτρολυτική ἀγωγιμότητα ὀφείλεται στήν ταυτόχρονη, ἀλλά κατά ἀντίθετη φορά, κίνηση τῶν θετικῶν καί ἀρνητικῶν ἰόντων τοῦ ἠλεκτρολύτη μέ τήν ἐπίδραση ἠλεκτρικοῦ πεδίου.

II. Ὁ ἀριθμός τῶν ἠλεκτρονίων πού ἀφαιροῦν ἀπό τήν κάθοδο τά θετικά ἰόντα εἶναι ἴσος μέ τόν ἀριθμό τῶν ἠλεκτρονίων πού δίνουν στήν ἄνοδο τά ἀρνητικά ἰόντα μέσα στόν ἴδιο χρόνο.

67. Παράδειγμα ἠλεκτρολύσεως

Θά ἐξετάσουμε ἕνα παράδειγμα ἠλεκτρολύσεως μέ βολτάμετρο πού τά ἠλεκτρόδιά του εἶναι ἀπό *λευκόχρυσο* γιά νά μή προσβάλλονται ἀπό τά ὀξέα.



Σχ. 98. Στήν κάθοδο συλλέγουμε ὑδρογόνο καί στήν ἄνοδο ὀξυγόνο.

Ἠλεκτρόλυση διαλύματος θειικοῦ ὀξέος ($2H^+$, SO_4^{2-}). Μέσα στό διάλυμα ὑπάρχουν *ἰόντα ὑδρογόνου* H^+ καί *ἰόντα θειικῆς ρίζας* SO_4^{2-}. Κατά τήν ἠλεκτρόλυση στήν κάθοδο (Κ) συλλέγεται *ὑδρογόνο*, ἐνῶ στήν ἄνοδο (Α) συλλέγεται *ὀξυγόνο* (σχ. 98). Αὐτό τό φαινόμενο ἐξηγεῖται ὡς ἑξῆς: Στήν κάθοδο κάθε ἰόν ὑδρογόνου *παίρνει* ἕνα ἠλεκτρόνιο καί γίνεται ἄτομο ὑδρογόνου πού φεύγει ἀπό τό διάλυμα.

κάθοδος $\quad 2H^+ + 2e^- \rightarrow H_2\nearrow$

Στήν ἄνοδο τό ἰόν τῆς θειικῆς ρίζας δέν ἐκφορτίζεται, ἀλλά ἀντιδρᾶ μέ τό νερό *(δευτερεύουσα ἀντίδραση)*. Τά δύο ἠλεκτρόνια πού *δίνονται* στήν ἄνοδο προέρχονται ἀπό τή δευτερεύουσα ἀντίδραση:

ἄνοδος $\quad SO_4^{2-} + H_2O \rightarrow H_2SO_4 + 2e^- + \frac{1}{2}O_2\nearrow$

68. Νόμος τοῦ Faraday

α. Σταθερή τοῦ Faraday. Στή Χημεία ὀνομάζεται *γραμμοϊσοδύναμο* ἑνός στοιχείου μάζα αὐτοῦ τοῦ στοιχείου σέ γραμμάρια ἴση μέ τό χημικό ἰσοδύναμο τοῦ στοιχείου, δηλαδή μάζα σέ γραμμάρια ἴση μέ τό πηλίκο τῆς ἀτομικῆς μάζας (A) τοῦ στοιχείου διά τοῦ σθένους του (n). Ἄρα:

1 γραμμοϊσοδύναμο = A/n γραμμάρια

Ὁ Faraday ἀνακάλυψε (1883) πειραματικά ὅτι γιά τό φαινόμενο τῆς ἠλεκτρολύσεως ἰσχύει ἕνας γενικός νόμος, πού ὀνομάζεται *νόμος τοῦ Faraday*:

Ὅταν ἀπό ὁποιοδήποτε ἠλεκτρολύτη περάσει ἠλεκτρικό φορτίο 96 500 Cb, τότε στό ἠλεκτρόδιο τοῦ βολταμέτρου συλλέγεται μάζα τοῦ στοιχείου ἴση μέ ἕνα γραμμοϊσοδύναμο ἀπό αὐτό τό στοιχεῖο.

Αὐτό τό σταθερό ἠλεκτρικό φορτίο κατά γραμμοϊσοδύναμο ὀνομάζεται *σταθερή τοῦ Faraday (F)*.

σταθερή τοῦ Faraday	F = 96 500 Cb/γραμμοϊσοδύναμο

β. Μάζα τοῦ στοιχείου πού συλλέγεται στό ἠλεκτρόδιο. Ὅταν ἀπό τό βολτάμετρο περνάει ἠλεκτρικό φορτίο 96 500 Cb, στό ἠλεκτρόδιο συλλέγεται μάζα τοῦ στοιχείου ἴση μέ A/n γραμμάρια. Ὥστε, ἄν ἀπό τό βολτάμετρο περάσει ἠλεκτρικό φορτίο Q, τότε στό ἠλεκτρόδιο συλλέγεται μάζα m τοῦ στοιχείου, πού εἶναι ἴση μέ:

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Faraday} \quad m = \frac{1}{96\,500} \cdot \frac{A}{n} \cdot Q} \quad \left\{ \begin{array}{l} Q \text{ σέ Cb} \\ m \text{ σέ gr} \end{array} \right. \qquad (1)$$

Ἐπειδή εἶναι $Q = I \cdot t$, ἡ ἐξίσωση (1) γράφεται:

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ Faraday} \quad m = \frac{1}{96\,500} \cdot \frac{A}{n} \cdot I \cdot t} \quad \left\{ \begin{array}{l} I \text{ σέ A} \\ t \text{ σέ sec} \\ m \text{ σέ gr} \end{array} \right. \qquad (2)$$

Οἱ ἐξισώσεις (1) καί (2) εἶναι ἄλλη ἔκφραση *τοῦ νόμου τοῦ Faraday* καί μᾶς ἐπιτρέπουν νά κάνουμε πειραματική ἐπαλήθευση τοῦ νόμου.

Παράδειγμα. Ἀπό βολτάμετρο πού περιέχει διάλυμα θειικοῦ ψευδαργύρου ($ZnSO_4$) περνάει ἐπί 16 min 5 sec ρεῦμα ἐντάσεως I = 10 A. Γιά τόν ψευδάργυρο εἶναι A = 65, n = 2. Στήν κάθοδο συλλέγεται μάζα ψευδαργύρου:

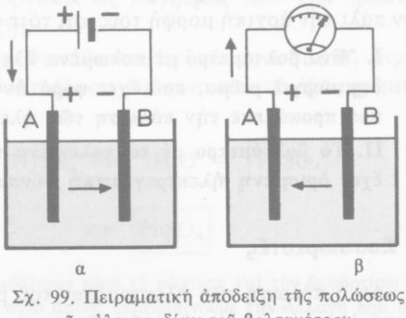
$$m = \frac{1}{96500} \cdot \frac{A}{n} \cdot I \cdot t = \frac{1}{96500} \cdot \frac{65}{2} \cdot 10\text{ A} \cdot 965\text{ sec}$$

καί $m = 3{,}25$ gr

69. Πόλωση τῶν ἠλεκτροδίων βολταμέτρου

Μέσα σέ ἕνα βολτάμετρο ὑπάρχει διάλυμα θειικοῦ ὀξέος καί τά δύο ἠλεκτρόδια εἶναι ἀπό λευκόχρυσο. Μέ ἕνα βολτόμετρο βρίσκουμε ὅτι ἡ διαφορά δυναμικοῦ μεταξύ τῶν δύο ἠλεκτροδίων εἶναι *ἴση μέ μηδέν*. Γενικά δύο ἴδια ἠλεκτρόδια, πού εἶναι βυθισμένα μέσα στόν ἴδιο ἠλεκτρολύτη, δέν *παρουσιάζουν* διαφορά δυναμικοῦ.

α. Πόλωση τῶν ἠλεκτροδίων. Ἔχουμε τό βολτάμετρο μέ τό διάλυμα τοῦ θειι-



Σχ. 99. Πειραματική ἀπόδειξη τῆς πολώσεως τῶν ἠλεκτροδίων τοῦ βολταμέτρου.

κοῦ ὀξέος καί τά δύο ἠλεκτρόδια ἀπό λευκόχρυσο (σχ. 99α). Ὅταν συνδέσουμε τό βολτάμετρο μέ γεννήτρια, συμβαίνει ἠλεκτρόλυση. Ἀπό τήν ἄνοδο (Α) φεύγει ὀξυγόνο καί ἀπό τήν κάθοδο (Κ) φεύγει ὑδρογόνο. Μέρος ὅμως ἀπό αὐτά τά ἀέρια μένει πάνω στά ἠλεκτρόδια καί ἔτσι γύρω ἀπό κάθε ἠλεκτρόδιο σχηματίζεται ἕνα λεπτό στρῶμα ἀερίου. Ὥστε ἡ ἠλεκτρόλυση προκαλεῖ *ἀλλαγή* στά ἠλεκτρόδια, ἡ ὁποία ὀνομάζεται *πόλωση* τῶν ἠλεκτροδίων. Τό βολτάμετρο εἶναι *ἀποδέκτης*, πού μετατρέπει τήν ἠλεκτρική ἐνέργεια σέ χημική ἐνέργεια. Ἄρα:

Σέ ἕνα βολτάμετρο, πού στήν ἀρχή τά ἠλεκτρόδιά του εἶναι ἴδια, ἡ ἠλεκτρόλυση προκαλεῖ ἀλλαγές στά ἠλεκτρόδια (πόλωση).

Παρατήρηση. Πρίν γίνει ἠλεκτρόλυση, ὑπάρχει *συμμετρία* στίς ἐπαφές τῶν ἠλεκτροδίων μέ τόν ἠλεκτρολύτη, γιατί εἶναι:

Pt — ἠλεκτρολύτης — Pt

Κατά τήν ἠλεκτρόλυση συμβαίνει πόλωση τῶν ἠλεκτροδίων, πού δημιουργεῖ *ἀσυμμετρία* στίς ἐπαφές τῶν ἠλεκτροδίων μέ τόν ἠλεκτρολύτη, γιατί εἶναι:

Pt	—	ἠλεκτρολύτης	—	Pt
σκεπασμένος μέ ὀξυγόνο (ἠλεκτρόδιο Α)				σκεπασμένος μέ ὑδρογόνο (ἠλεκτρόδιο Β)

β. Βολτάμετρο μέ πολωμένα ἠλεκτρόδια. Ἀφαιροῦμε τή γεννήτρια ἀπό τό προηγούμενο κύκλωμα καί κλείνουμε τό κύκλωμα (σχ. 99β). Τότε τό κύκλωμα *διαρρέεται ἀπό ρεῦμα*, πού ἔχει φορά *ἀντίθετη* μέ τή φορά τοῦ ρεύματος πού προκάλεσε τήν ἠλεκτρόλυση. Αὐτό τό ρεῦμα διαρκεῖ λίγο χρόνο καί προκαλεῖ νέα ἠλεκτρόλυση, ἡ ὁποία ἐξαφανίζει τήν πόλωση τῶν ἠλεκτροδίων (γιατί στό ἠλεκτρόδιο Α σχηματίζεται τώρα ὑδρογόνο, ἐνῶ στό ἠλεκτρόδιο Β σχηματίζεται ὀξυγόνο). Ἔτσι τά δύο ἠλεκτρόδια παίρνουν πάλι τήν ἀρχική μορφή τους καί τότε τό ρεῦμα διακόπτεται. Ὥστε:

Ι. Ἕνα βολτάμετρο μέ πολωμένα ἠλεκτρόδια εἶναι γεννήτρια, ἡ ὁποία δημιουργεῖ ρεῦμα, πού ἔχει φορά ἀντίθετη μέ τή φορά τοῦ ρεύματος πού προκάλεσε τήν πόλωση τῶν ἠλεκτροδίων.

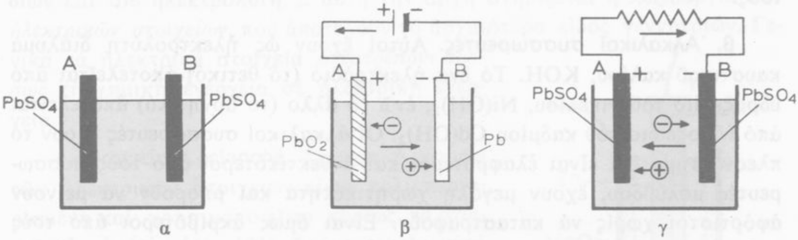
ΙΙ. Τό βολτάμετρο μέ τά πολωμένα ἠλεκτρόδια εἶναι γεννήτρια, πού ἔχει ὁρισμένη ἠλεκτρεγερτική δύναμη.

70. Συσσωρευτές

Ἄν ἡ πόλωση τῶν ἠλεκτροδίων τοῦ βολτάμετρου μπορεῖ νά διατηρηθεῖ γιά ἀρκετό χρόνο, τότε τό ρεῦμα πού προέρχεται ἀπό τήν πόλωση τῶν ἠλεκτροδίων θά ἔχει μεγάλη διάρκεια. Σ' αὐτή τήν ἀρχή στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν *συσσωρευτῶν* πού ἀποτελοῦν ἕναν πολύ εὔχρηστο τύπο γεννητριῶν. Στήν πράξη χρησιμοποιοῦνται κυρίως *οἱ συσσωρευτές μολύβδου* καί *οἱ ἀλκαλικοί συσσωρευτές*.

α. Συσσωρευτές μολύβδου. Αὐτοί ἔχουν ὡς ἠλεκτρολύτη διάλυμα θειικοῦ ὀξέος καί ὡς ἠλεκτρόδια δύο πλάκες μολύβδου, οἱ ὁποῖες μόλις βυθιστοῦν μέσα στό διάλυμα καλύπτονται μέ ἕνα στρῶμα *θειικοῦ μολύβδου*, $PbSO_4$ (σχ. 100α).

Φόρτιση. Κατά τήν ἠλεκτρόλυση ὁ συσσωρευτής *φορτίζεται*, δηλαδή συμβαίνει ἀλλαγή στήν ἐπιφάνεια τῶν δύο ἠλεκτροδίων. Τότε γίνονται οἱ ἑξῆς χημικές ἀντιδράσεις [1]:



Σχ. 100. Συσσωρευτής (α πρίν ἀπό τή φόρτιση, β φόρτιση, γ ἐκφόρτιση).

πλάκα A $\quad PbSO_4 + SO_4^{2-} + 2H_2O \rightarrow 2H_2SO_4 + \boxed{PbO_2}$

πλάκα B $\quad PbSO_4 + 2H^+ \quad + \quad \rightarrow H_2SO_4 + \boxed{Pb}$

Παρατηροῦμε ὅτι οἱ ἐπιφάνειες τῶν δύο πλακῶν ἄλλαξαν καί ἑπομένως ὁ συσσωρευτής μπορεῖ νά λειτουργήσει *ὡς γεννήτρια, πού ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη 2 Volt* (σχ. 100β).

Ἐκφόρτιση. Ὁ συσσωρευτής, ὅταν λειτουργεῖ ὡς γεννήτρια, *ἐκφορτίζεται*. Τότε συμβαίνει πάλι ἠλεκτρόλυση καί γίνονται οἱ ἑξῆς χημικές ἀντιδράσεις:

πλάκα A $\quad PbO_2 + 2H^+ + H_2SO_4 \rightarrow 2H_2O + \boxed{PbSO_4}$

πλάκα B $\quad Pb + SO_4^{2-} \rightarrow \boxed{PbSO_4}$

1. Οἱ χημικές ἀντιδράσεις πού συμβαίνουν κατά τή φόρτιση καί τήν ἐκφόρτιση τοῦ συσσωρευτῆ εἶναι πολύπλοκες, καί γι' αὐτό ἁπλῶς ἐπισημαίνουμε τήν ἀλλαγή πού συμβαίνει στά ἠλεκτρόδια.

Παρατηροῦμε ὅτι κατά τήν ἐκφόρτιση καταστρέφεται ἡ πόλωση τῶν ἠλεκτροδίων καί οἱ ἐπιφάνειές τους γίνονται ἴδιες (σχ. 100γ). Ὁ συσσωρευτής παύει τότε νά λειτουργεῖ ὡς γεννήτρια καί πρέπει νά γίνει πάλι ἠλεκτρόλυση, γιά νά πολωθοῦν τά ἠλεκτρόδια.

Ὀνομάζεται *χωρητικότητα* τοῦ συσσωρευτῆ τό ἠλεκτρικό φορτίο σέ ἀμπερώρια (Ah) πού δίνει ὁ συσσωρευτής, ὅταν γίνει τέλεια ἐκφόρτισή του. Ἡ χωρητικότητα τοῦ συσσωρευτῆ ἐξαρτᾶται ἀπό τή μάζα τῶν ἠλεκτροδίων πού μετέχει στίς χημικές ἀντιδράσεις. Γιά νά αὐξηθεῖ αὐτή ἡ μάζα, οἱ πλάκες ἔχουν κοιλότητες καί μέσα σ' αὐτές συμπιέζουμε κατάλληλα ὀξείδια τοῦ μολύβδου. Οἱ συσσωρευτές μᾶς δίνουν ὡς ὠφέλιμη ἠλεκτρική ἐνέργεια τά 70 ὥς 80 % τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας πού ξοδεύουμε γιά τή φόρτισή τους.

β. Ἀλκαλικοί συσσωρευτές. Αὐτοί ἔχουν ὡς ἠλεκτρολύτη διάλυμα καυστικοῦ καλίου, KOH. Τό ἕνα ἠλεκτρόδιο (τό θετικό) ἀποτελεῖται ἀπό ὑδροξείδιο τοῦ νικελίου, $Ni(OH)_2$, ἐνῶ τό ἄλλο (τό ἀρνητικό) ἀποτελεῖται ἀπό ὑδροξείδιο τοῦ καδμίου $Cd(OH)_2$. Οἱ ἀλκαλικοί συσσωρευτές ἔχουν τό πλεονέκτημα ὅτι εἶναι ἐλαφρότεροι καί ἀνθεκτικότεροι ἀπό τούς συσσωρευτές μολύβδου, ἔχουν μεγάλη χωρητικότητα καί μποροῦν νά μείνουν ἀφόρτιστοι χωρίς νά καταστραφοῦν. Εἶναι ὅμως ἀκριβότεροι ἀπό τούς συσσωρευτές μολύβδου, ἔχουν μικρότερη ἠλεκτρεγερτική δύναμη (1,3 V), μεγάλη ἐσωτερική ἀντίσταση (0,5 Ω) καί ἡ ἀπόδοσή τους σέ ἐνέργεια φτάνει μόνο σέ 50 %. Γι' αὐτό στίς πρακτικές ἐφαρμογές χρησιμοποιοῦμε κυρίως τούς συσσωρευτές μολύβδου.

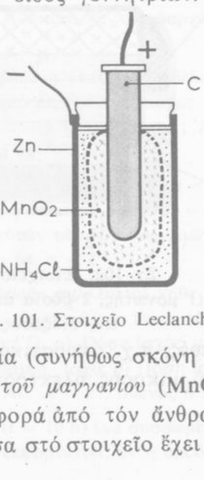
γ. Συσσωρευτές ἀργύρου. Αὐτοί ἀποτελοῦν ἕνα νέο τύπο ἀλκαλικῶν συσσωρευτῶν, πού ὡς ἠλεκτρολύτη ἔχουν ἀλκαλικό διάλυμα, καί ὅταν εἶναι φορτισμένοι, τό θετικό ἠλεκτρόδιο ἀποτελεῖται ἀπό *ὑπεροξείδιο ἀργύρου*, Ag_2O_2, ἐνῶ τό ἀρνητικό ἠλεκτρόδιο ἀποτελεῖται ἀπό *ψευδάργυρο* Zn. Οἱ συσσωρευτές ἀργύρου ἔχουν μεγάλη ἀπόδοση σέ ἐνέργεια πού φτάνει σέ 85 %, εἶναι ἐλαφροί καί γιά τήν ἴδια μάζα ἀποταμιεύουν 6 φορές μεγαλύτερη ἐνέργεια ἀπό τούς ἄλλους τύπους συσσωρευτῶν. Ἡ χρήση τους διαδίδεται πολύ γρήγορα.

δ. Ἐφαρμογές τῶν συσσωρευτῶν. Ἄν συνδέσουμε πολλούς συσσωρευτές κατά σειρά, σχηματίζουμε *συστοιχία συσσωρευτῶν* (μπαταρία). Τέτοιες συστοιχίες συσσωρευτῶν χρησιμοποιοῦνται σέ αὐτοκίνητα καί πλοῖα γιά τό φωτισμό καί γιά τή λειτουργία τῶν κινητήρων, στά ὀρυχεῖα γιά τή λειτουργία φορητῶν ἠλεκτρικῶν λαμπτήρων, στά ὑποβρύχια γιά τήν κίνησή τους, ὅταν εἶναι βυθισμένα μέσα στή θάλασσα. Σέ μερικές περιπτώσεις (π.χ. γιά ἀκουστικά βαρυκοΐας) χρησιμοποιοῦνται οἱ ἐλαφροί καί στεγανοί συσσωρευτές νικελίου-καδμίου. Στά ἐργοστάσια ἠλεκτροπαραγωγῆς ὑπάρχουν συστοιχίες συσσωρευτῶν, οἱ ὁποῖες ἀποταμιεύουν τήν ἠλεκτρική ἐνέργεια πού περισσεύει κατά τίς ὧρες πού ἡ ζήτηση εἶναι ἐλαττωμένη καί τή δίνουν στό κύκλωμα κατά τίς ὧρες πού ἡ ζήτηση εἶναι μεγάλη (ὧρες αἰχμῆς).

71. Ἠλεκτρικά στοιχεῖα

Στό φορτισμένο συσσωρευτή δύο διαφορετικά ἠλεκτρόδια εἶναι βυθισμένα μέσα στόν ἴδιο ἠλεκτρολύτη. Τότε ἡ διάταξη αὐτή εἶναι *γεννήτρια* μέ ὁρισμένη ἠλεκτρεγερτική δύναμη, πού εἶναι ἀνεξάρτητη ἀπό τίς διαστάσεις τῆς συσκευῆς καί ἐξαρτᾶται μόνο *ἀπό τή φύση* τῶν δύο ἠλεκτροδίων καί τοῦ ἠλεκτρολύτη. Σ' αὐτή τήν ἀρχή στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν *ἠλεκτρικῶν στοιχείων*, πού ἀποτελοῦν τό ἀρχαιότερο εἶδος γεννητριῶν. Γενικά τά ἠλεκτρικά στοιχεῖα *μετατρέπουν ἀμέσως* τή χημική ἐνέργεια σέ ἠλεκτρική ἐνέργεια.

α. Στοιχεῖο Leclanché. Σήμερα ἡ χρήση τῶν ἠλεκτρικῶν στοιχείων εἶναι πολύ περιορισμένη καί χρησιμοποιεῖται κυρίως *τό στοιχεῖο Leclanché* (σχ. 101). Στό στοιχεῖο αὐτό θετικό ἠλεκτρόδιο εἶναι μιά ράβδος ἀπό *ἄνθρακα* (C), *ἀρνητικό* ἠλεκτρόδιο εἶναι ἕνας κύλινδρος ἀπό *ψευδάργυρο* (Zn), καί *ἠλεκτρολύτης* εἶναι ὑδατικό διάλυμα *χλωριούχου ἀμμωνίου* (NH_4Cl) πού ἔχει διαποτίσει κατάλληλη οὐσία (συνήθως σκόνη ξύλου). Γύρω ἀπό τόν ἄνθρακα ὑπάρχει *ὑπεροξείδιο τοῦ μαγγανίου* (MnO_2). Στό ἐξωτερικό κύκλωμα τό ρεῦμα ἔχει (συμβατική) φορά ἀπό τόν ἄνθρακα (+ πόλος) πρός τόν ψευδάργυρο (— πόλος) καί μέσα στό στοιχεῖο ἔχει φορά *ἀπό τόν ψευδάργυρο πρός τόν ἄνθρακα.*



Σχ. 101. Στοιχεῖο Leclanché.

Ἀρχικά στό διάλυμα ὑπάρχουν ἰόντα ἀμμωνίου NH_4^+ καί ἰόντα χλωρίου Cl^-. Κατά τή λειτουργία τοῦ στοιχείου τά ἰόντα χλωρίου Cl^- ἔρχονται στόν ψευδάργυρο καί σχηματίζεται χλωριοῦχος ψευδάργυρος ($ZnCl_2$), ἐνῶ τά ἰόντα ἀμμωνίου NH_4^+ ἔρχονται στόν ἄνθρακα, ὅπου τελικά σχηματίζεται ἀμμωνία (NH_3), πού διαλύεται στό νερό τοῦ διαλύματος, καί ὑδρογόνο (H_2) πού καίγεται μέ τό ὀξυγόνο τοῦ ὑπεροξειδίου τοῦ μαγγανίου (MnO_2).

Τό στοιχεῖο Leclanché ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη 1,5 Volt καί εἶναι πολύ εὔχρηστο, γιατί δέν ἔχει ὑγρά *(ξηρό στοιχεῖο)*.

Παρατήρηση. Κατά τή λειτουργία τοῦ στοιχείου Leclanché συμβαίνουν οἱ ἑξῆς χημικές ἀντιδράσεις:

στόν ψευδάργυρο (ἄνοδος γιά τό ρεῦμα μέσα στό στοιχεῖο)

$$Zn + 2Cl^- \rightarrow ZnCl_2 + 2e^-$$

στόν ἄνθρακα (κάθοδος γιά τό ρεῦμα μέσα στό στοιχεῖο)

$$2NH_4^+ + 2e^- \rightarrow 2NH_3 + H_2$$

$$MnO_2 + H_2 \rightarrow MnO + H_2O$$

β. Στοιχεῖο μέ ὑδράργυρο. Τά τελευταῖα χρόνια (ἀπό τό 1950) χρησιμοποιοῦμε σέ πολλές περιπτώσεις ἕνα νέο στοιχεῖο, *τό στοιχεῖο μέ ὑδράργυρο*. Αὐτό ἔχει *θετικό* πόλο *ὀξείδιο τοῦ ὑδραργύρου* (HgO), *ἀρνητικό* πόλο ἀμάλγαμα *ψευδαργύρου* καί *ἠλεκτρολύτη* διάλυμα καυστικοῦ καλίου (KOH) πού ἔχει διαποτίσει κατάλληλη οὐσία (σχ. 102). Τό στοιχεῖο μέ ὑδράργυρο ἔχει ἠλεκτρεγερτική δύναμη 1,4 Volt, πού διατηρεῖται σταθερή γιά μεγάλο χρονικό διάστημα (πάνω ἀπό ἕνα χρόνο), ἔχει μικρές διαστάσεις (διάμετρο περίπου ἕνα ἑκατοστόμετρο καί ὕψος λίγα χιλιοστόμετρα), καί πολύ μικρό βάρος. Μέ τό στοιχεῖο αὐτό ἐφοδιάζουμε σήμερα διάφορες μικρές συσκευές, π.χ. ἀκουστικά, φωτογραφικές μηχανές, ἠλεκτρικά ρολόγια τοῦ χεριοῦ, μικρούς ἠλεκτρονικούς ὑπολογιστές, ἀναπτῆρες κ.ἄ.

Σχ. 102. Στοιχεῖο μέ ὑδράργυρο.
(1 μονωτής, 2 οὐσία ἀπορροφήσεως τῶν ἀερίων, 3 ἔξοδος τῶν ἀερίων).

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

99. Ἀπό ἕνα βολτάμετρο πού περιέχει διάλυμα ὀξέος περνάει ρεῦμα ἐντάσεως $I = 10$ A. Ἐπί πόσο χρόνο t πρέπει νά περάσει τό ρεῦμα, γιά νά λάβουμε στήν κάθοδο μάζα ὑδρογόνου ἴση μέ $m = 0{,}2$ gr ; Ἀτομική μάζα $A = 1$, σθένος $n = 1$.

100. Ἀπό ἕνα βολτάμετρο πού περιέχει διάλυμα νιτρικοῦ ἀργύρου περνάει ἐπί 5 ὧρες ($t = 5$ h) ρεῦμα ἐντάσεως I. Στήν κάθοδο συλλέγεται μάζα ἀργύρου ἴση μέ $m = 16{,}2$ gr. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος ; Ἀτομική μάζα Ag : $A = 108$, σθένος $n = 1$.

101. Ἀπό ἕνα βολτάμετρο πού περιέχει διάλυμα ἅλατος τρισθενοῦς σιδήρου περνάει ἠλεκτρικό φορτίο $Q = 0{,}2$ F. Πόση μάζα σιδήρου συλλέγεται στήν κάθοδο ; Ἀτομική μάζα σιδήρου (Fe^{3+}) : $A = 55{,}85$.

102. Πόση μάζα κασσιτέρου καί πόση μάζα ψευδαργύρου συλλέγεται ἀντίστοιχα στήν κάθοδο τοῦ βολταμέτρου, ὅταν ἀπό τό βολτάμετρο περάσει τό ἴδιο ἠλεκτρικό φορτίο πού προκαλεῖ τήν ἀπόθεση πάνω στήν κάθοδο μάζας ἀργύρου $m = 2$ gr; Ἀτομικές μάζες : ἀργύρου (Ag^+) : $A = 107{,}88$, κασσιτέρου (Sn^{2+}) : $A = 118{,}69$, ψευδαργύρου (Zn^{2+}) : $A = 65{,}37$.

103. Μιά σιδερένια πλάκα, πού ἡ ἐπιφάνειά της ἔχει ἐμβαδό $S = 100$ cm², θέλουμε νά τήν ἐπικαλύψουμε ἠλεκτρολυτικά μέ ἕνα στρῶμα ἀπό χαλκό πού νά ἔχει πάχος $\alpha = 2$ mm. Τό ρεῦμα ἔχει ἔνταση $I = 5$ A. Πόσο χρόνο t θά διαρκέσει ἡ ἠλεκτρόλυση ; Ἀτομική μάζα Cu : $A = 63{,}6$, σθένος $n = 2$, πυκνότητα $\rho = 8{,}8$ gr/cm³.

104. Ἀπό μιά ἠλεκτρόλυση συλλέγουμε στήν κάθοδο μάζα χαλκοῦ ἴση μέ $m = 128$ gr. Πόση ἠλεκτρική ἐνέργεια ξοδεύεται, ὅταν ἡ ἠλεκτρόλυση γίνεται μέ τάση $U_1 = 2$ V καί ὅταν γίνεται μέ τάση $U_2 = 10$ V ; Πόσος εἶναι ὁ λόγος αὐτῶν τῶν δύο ἐνεργειῶν E_1 καί E_2 ; Σέ ποιά περίπτωση ξοδεύεται λιγότερη ἐνέργεια ; $A = 64$, $n = 2$.

105. Σέ μιά ἠλεκτρόλυση ὀξειδίου τοῦ ἀργιλίου στήν κάθοδο συλλέγεται κάθε ὥρα ($t = 1$ h) μάζα ἀργιλίου ἴση μέ $m = 6700$ gr. Στούς πόλους τοῦ βολταμέτρου ἐφαρμόζεται τάση $U = 5$ V καί τό βολτάμετρο ἔχει ἀντίσταση $r = 1{,}1 \cdot 10^{-4}\ \Omega$. α) Πόση ἰσχύς μετατρέπεται μέσα στό βολτάμετρο σέ θερμότητα καί πόση σέ χημική ἰσχύ; β) Πόση ἰσχύς ξοδεύεται, γιά νά ἐλευθερωθεῖ 1 gr ἀργιλίου ; Ἀτομική μάζα Al : $A = 27$, σθένος $n = 3$.

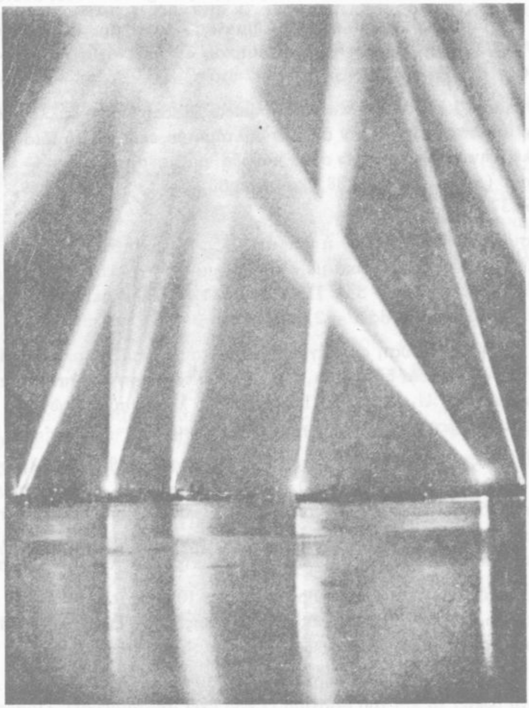
106. Μέ ρεῦμα ἐντάσεως $I = 3$ A φορτίζουμε ἐπί 10 ὧρες ($t = 10$ h) ἕνα συσσωρευτή. Πόσο ἠλεκτρικό φορτίο θά μᾶς δώσει ὁ συσσωρευτής, ὅταν ἐκφορτιστεῖ, ἄν ἡ ἀπόδοσή του σέ ἠλεκτρικό φορτίο εἶναι 90 %.

107. Ἕνας συσσωρευτής ἔχει χωρητικότητα 30 ἀμπερώρια ($Q = 30$ Ah) καί λειτουργεῖ ὥσπου νά δώσει τά 2/3 τοῦ φορτίου Q πού ἔχει ἀποταμιεύσει. Πόσες ὧρες μπορεῖ αὐτός ὁ συσσωρευτής νά τροφοδοτήσει ἕνα λαμπτήρα μέ ρεῦμα ἐντάσεως $I = 0{,}5$ A ;

108. Μιά συστοιχία συσσωρευτῶν ἔχει χωρητικότητα $Q_0 = 50$ Ah, ἠλεκτρεγερτική δύναμη $E = 80$ V, ἀσήμαντη ἐσωτερική ἀντίσταση καί τροφοδοτεῖ 10 λαμπτῆρες πυρακτώσεως, πού συνδέονται παράλληλα καί ὁ καθένας ἔχει ἰσχύ καταναλώσεως $P_1 = 25$ W. Οἱ ἄλλοι ἀγωγοί τοῦ κυκλώματος ἔχουν ἀσήμαντη ἀντίσταση. α) Πόση πρέπει νά εἶναι ἡ ἀντίσταση κάθε λαμπτήρα καί πόση εἶναι ἡ ἔνταση I_1 τοῦ ρεύματος πού περνάει ἀπό κάθε λαμπτήρα ; β) Πόσες ὧρες μπορεῖ ἡ συστοιχία νά τροφοδοτήσει ταυτόχρονα τούς 10 λαμπτῆρες, ἄν ἡ ἀπόδοσή της σέ ἠλεκτρικό φορτίο εἶναι 85 % ; Πόση ἐνέργεια δίνει ἡ συστοιχία στό κύκλωμα ;

109. Πόσο εἶναι σέ ἀμπερώρια τό μέγιστο ἠλεκτρικό φορτίο πού μπορεῖ νά δώσει ἕνα στοιχεῖο Leclanché, ἄν κατά τή λειτουργία τοῦ στοιχείου χρησιμοποιηθεῖ ὅλη ἡ μάζα τοῦ ψευδαργύρου $m = 200$ gr ; Ἀτομική μάζα Zn : $A = 65$, σθένος $n = 2$.

110. Τρία στοιχεῖα Leclanché συνδέονται κατά σειρά. Ἡ συστοιχία δίνει σέ ἕνα κύκλωμα ρεῦμα ἐντάσεως $I = 2$ A ἐπί 25 ὧρες ($t = 25$ h). Πόση μάζα ψευδαργύρου ξοδεύεται σ' αὐτό τό χρονικό διάστημα ; Ἀτομική μάζα Zn : $A = 65$, σθένος $n = 2$.



Φωτεινές δέσμες προβολέων.

ΟΠΤΙΚΗ

Διάδοση τοῦ φωτός

72. Ὁρισμοί

Ὀνομάζουμε *φῶς* τό φυσικό αἴτιο πού διεγείρει τό μάτι μας καί τό κάνει νά βλέπουμε. Τό πείραμα ἀπέδειξε ὅτι τό φῶς εἶναι μιά *μορφή ἐνέργειας*, πού διαδίδεται μέ τά ἠλεκτρομαγνητικά κύματα.

Ἕνα σῶμα εἶναι ὁρατό, ὅταν στέλνει φῶς στό μάτι μας. Μερικά σώματα ἐκπέμπουν ἀπό μόνα τους φῶς καί ὀνομάζονται *αὐτόφωτα σώματα* ἤ *φωτεινές πηγές* (Ἥλιος, ἀπλανεῖς ἀστέρες, φλόγες). Ἕνα σῶμα, πού δέν εἶναι αὐτόφωτο, γίνεται ὁρατό μόνο ὅταν πέφτει πάνω του τό φῶς μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς καί ἕνα μέρος αὐτοῦ τοῦ φωτός ἐκπέμπεται ἀπό τό σῶμα. Αὐτά τά σώματα ὀνομάζονται *ἑτερόφωτα σώματα* (Σελήνη, πλανῆτες, τά περισσότερα ἀπό τά γύρω μας σώματα). Τό φῶς, πού ἐκπέμπουν οἱ διάφορες φωτεινές πηγές (φυσικές καί τεχνητές), ἔχει τήν ἴδια φύση καί ἀκολουθεῖ τούς ἴδιους νόμους. Ὀνομάζουμε *διαφανή σώματα* ἐκεῖνα πού ἀφήνουν τό φῶς νά περάσει μέσα ἀπό τήν ὕλη τους (γυαλί, ἀέρας, νερό σέ μικρό πάχος). Ἀντίθετα πολλά σώματα δέν ἀφήνουν τό φῶς νά περάσει μέσα ἀπό τήν ὕλη τους καί ὀνομάζονται *ἀδιαφανή* (πλάκα ἀπό μέταλλο, ξύλο κ.ἄ.). Μερικά ἄλλα σώματα (ὁρισμένα εἴδη γυαλιοῦ), πού τά ὀνομάζουμε *ἡμιδαφανή*, ἀφήνουν τό φῶς νά περάσει, ἀλλά δέν ἐπιτρέπουν νά διακρίνεται τό σχῆμα τῶν φωτεινῶν ἀντικειμένων. Ἡ διάκριση τῶν σωμάτων σέ διαφανή, ἀδιαφανή καί ἡμιδιαφανή δέν εἶναι ἀπόλυτη, γιατί π.χ. τό νερό, ὅταν σχηματίζει παχύ στρῶμα εἶναι ἀδιαφανές, ἐνῶ ἀντίθετα, ἕνα πολύ λεπτό φύλλο χρυσοῦ εἶναι ἡμιδιαφανές.

Ὅλες οἱ συνηθισμένες φωτεινές πηγές ἔχουν διαστάσεις, σέ πολλές ὅμως περιπτώσεις δεχόμαστε ὅτι ἡ φωτεινή πηγή δέν ἔχει διαστάσεις καί τότε λέμε ὅτι ἡ φωτεινή πηγή εἶναι *φωτεινό σημεῖο*, πού ἐκπέμπει φῶς πρός ὅλες τίς διευθύνσεις.

73. Εὐθύγραμμη διάδοση τοῦ φωτός

Ἀπό διάφορα φαινόμενα τῆς καθημερινῆς ζωῆς (π.χ. τό σχηματισμό τῆς σκιᾶς ἑνός σώματος), κυρίως ὅμως ἀπό τή μελέτη τῶν ὀπτικῶν φαινομένων συνάγεται ὁ ἀκόλουθος *νόμος τῆς εὐθύγραμμης διαδόσεως τοῦ φωτός:*

Μέσα σέ ὁμογενές καί ἰσότροπο μέσο τό φῶς διαδίδεται εὐθύγραμμα.

Σχ. 103. Φωτεινές δέσμες (α συγκλίνουσα, β παράλληλη, γ ἀποκλίνουσα).

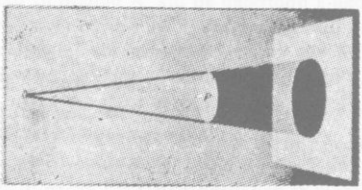
α. Φωτεινή ἀκτίνα, φωτεινές δέσμες. Ἡ εὐθεία γραμμή πού ἀκολουθεῖ τό φῶς κατά τή διάδοσή του ὀνομάζεται *φωτεινή ἀκτίνα*. Οἱ φωτεινές ἀκτίνες ξεφεύγουν ἀπό τή φωτεινή πηγή ὁμοιόμορφα πρός ὅλες τίς κατευθύνσεις. Πολλές φωτεινές ἀκτίνες ἀποτελοῦν μιά *φωτεινή δέσμη*. Ἄν ὅλες οἱ ἀκτίνες μιᾶς φωτεινῆς δέσμης περνοῦν ἀπό ἕνα σημεῖο, τότε ἡ δέσμη ὀνομάζεται *στιγματική* καί τό θεωρούμενο σημεῖο ὀνομάζεται ἑστία τῆς δέσμης. Μιά φωτεινή δέσμη μπορεῖ νά εἶναι *συγκλίνουσα*, *ἀποκλίνουσα* ἤ *παράλληλη* (σχ. 103).

74. Γεωμετρική καί Φυσική Ὀπτική

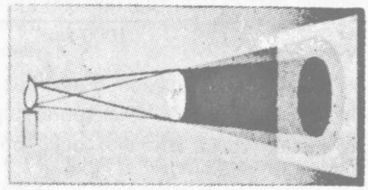
Ὀνομάζεται Ὀπτική τό μέρος τῆς Φυσικῆς πού ἐξετάζει τίς ἰδιότητες τοῦ φωτός καί τά φαινόμενα πού προκαλεῖ τό φῶς *(ὀπτικά φαινόμενα)*. Πολλά ὀπτικά φαινόμενα μποροῦμε νά τά ἐξετάσουμε χωρίς νά λάβουμε ὑπόψη *τή φύση* τοῦ φωτός. Σ' αὐτά τά φαινόμενα οἱ φωτεινές ἀκτίνες θεωροῦνται ὡς γεωμετρικές ἀκτίνες καί ἰσχύει ὁ νόμος τῆς εὐθύγραμμης διαδόσεως τοῦ φωτός. Αὐτός ὁ τρόπος μελέτης τῶν ὀπτικῶν φαινομένων ἀποτελεῖ τή *Γεωμετρική Ὀπτική*. Ὑπάρχουν ὅμως καί ὀπτικά φαινόμενα πού, γιά νά τά ἐξηγήσουμε, πρέπει νά λάβουμε ὑπόψη ὅτι τό φῶς διαδίδεται μέ κύματα. Αὐτός ὁ τρόπος μελέτης τῶν ὀπτικῶν φαινομένων ἀποτελεῖ τή *Φυσική ἤ Κυματική Ὀπτική* καί ἑρμηνεύει τό σύνολο τῶν ὀπτικῶν φαινομένων.

75. Ἀποτελέσματα τῆς εὐθύγραμμης διαδόσεως τοῦ φωτός

α. Σκιά. Ἄν στήν πορεία τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων βρεθεῖ ἕνα ἀδιαφανές σῶμα, τότε πίσω ἀπό τό σῶμα ὑπάρχει ἕνας χῶρος, στόν ὁποῖο δέν μπαίνει φῶς. Ὁ χῶρος αὐτός ὀνομάζεται *σκιά*. Ὅταν ἡ φωτεινή πηγή εἶναι *σημεῖο*



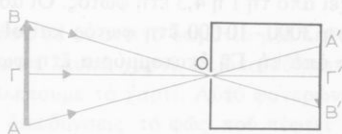
Σχ. 104. Σχηματισμός σκιᾶς.



Σχ. 105. Σκιά καί παρασκιά.

(σχ. 104), τότε ἡ μετάβαση ἀπό τό σκοτεινό στό φωτεινό χῶρο γίνεται ἀπότομα. Ὅταν ὅμως ἡ φωτεινή πηγή ἔχει *διαστάσεις*, τότε πίσω ἀπό τό σῶμα σχηματίζεται ἡ σκιά, στήν ὁποία δέν μπαίνει καμιά φωτεινή ἀκτίνα, καί ἀκόμη σχηματίζεται καί *ἡ παρασκιά*, δηλαδή ἕνας χῶρος στόν ὁποῖο φτάνουν φωτεινές ἀκτίνες, πού προέρχονται μόνο ἀπό ὁρισμένα σημεῖα τῆς φωτεινῆς πηγῆς (σχ. 105). Σ' αὐτή τήν περίπτωση ἡ μετάβαση ἀπό τό σκοτεινό στό φωτεινό χῶρο γίνεται βαθμιαῖα.

β. Σκοτεινός θάλαμος. Ὁ *σκοτεινός θάλαμος* εἶναι κλειστό κιβώτιο, πού στή μιά ἕδρα του ὑπάρχει μικρή τρύπα Ο (σχ. 106). Ἄν ἐμπρός ἀπό αὐτή τήν ἕδρα φέρουμε ἕνα φωτεινό ἀντικείμενο (ΑΒ), τότε πάνω στήν ἀπέναντι ἕδρα σχηματίζεται ἀντιστραμμένη ἡ εἰκόνα (Α'Β') τοῦ ἀντικειμένου. Ἡ εἰκόνα αὐτή ὀνομάζεται *εἴδωλο* καί ὀφείλεται στήν εὐθύγραμμη διάδοση τοῦ φωτός. Τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζεται ἀπό τή σχέση :



Σχ. 106. Σκοτεινός θάλαμος.

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{O\Gamma'}{O\Gamma}$$

76. Ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτός

Ὅταν τό φῶς διαδίδεται στήν ἐπιφάνεια τῆς Γῆς ἀπό ἕναν τόπο σέ ἄλλο, φαίνεται ὅτι δέν μεσολαβεῖ αἰσθητός χρόνος ἀπό τή στιγμή, πού φεύγει τό φῶς ἀπό τόν ἕναν τόπο, ὥς τή στιγμή πού φτάνει στόν ἄλλο τόπο. Πρῶτος ὁ Δανός ἀστρονόμος Römer (1675) βρῆκε ὅτι τό φῶς μέσα σέ 1000 δευτερόλεπτα διατρέχει τή διάμετρο τῆς τροχιᾶς τῆς Γῆς, πού εἶναι ἴση μέ 300 ἑκατομμύρια χιλιόμετρα. Ἄρα ἡ *ταχύτητα τοῦ φωτός στό κενό* (c_0) εἶναι:

$$c_0 = \frac{s}{t} = \frac{300\,000\,000 \text{ km}}{1000 \text{ sec}} \quad \text{ἤ} \quad c_0 = 300\,000 \text{ km/sec}$$

Μέ διάφορες μεθόδους μετρᾶμε σήμερα τήν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτός καί γενικά τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων. Ἀπό αὐτές τίς μετρήσεις καταλήγουμε στά ἀκόλουθα συμπεράσματα:

I. Στό κενό ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός (c_0) εἶναι 300 000 km/sec (ἤ ἀκριβέστερα 299 792 km/sec).

$$\boxed{\text{ταχύτητα φωτός στό κενό} \quad c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec}}$$

II. Στόν ἀέρα ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός ἐλάχιστα διαφέρει ἀπό τήν ταχύτητα τοῦ φωτός στό κενό.

III. Στά διαφανή ὑλικά ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός εἶναι μικρότερη ἀπό τήν ταχύτητα τοῦ φωτός στό κενό.

Ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός (c_0) στό κενό εἶναι μιά ἀπό τίς σπουδαιότερες *παγκόσμιες σταθερές*.

Σημείωση. Τό φῶς γιά νά φτάσει ἀπό τόν Ἥλιο στή Γῆ χρειάζεται 8,5 min. Ὁ πλησιέστερος στή Γῆ ἀπλανής εἶναι ὁ α τοῦ Κενταύρου, πού ἀπέχει ἀπό τή Γῆ 4,3 ἔτη φωτός. Οἱ ἀστέρες τοῦ Γαλαξία βρίσκονται σέ ἀπόσταση 3000 - 10 000 ἔτη φωτός καί οἱ ἔξω ἀπό τό Γαλαξία νεφελοειδεῖς ἀπέχουν ἀπό τή Γῆ ἑκατομμύρια ἔτη φωτός.

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

111. Μιά φωτεινή πηγή πού θεωρεῖται σημεῖο βρίσκεται σέ ὕψος 5 m πάνω ἀπό τό ἔδαφος. Μιά κατακόρυφη ράβδος ἔχει μῆκος 2 m καί βρίσκεται σέ ἀπόσταση 3 m ἀπό τήν κατακόρυφο πού περνάει ἀπό τή φωτεινή πηγή. Πόσο εἶναι τό μῆκος τῆς σκιᾶς τῆς ράβδου πάνω στό ἔδαφος;

112. Δύο σφαῖρες Α καί Α΄ ἔχουν ἀντίστοιχα ἀκτίνες Ρ καί ρ καί ἡ ἀπόσταση μεταξύ τῶν κέντρων τους Ο καί Ο΄ εἶναι δ. Ἡ μεγαλύτερη σφαίρα Α εἶναι φωτεινή πηγή, ἐνῶ ἡ μικρότερη σφαίρα Α΄ εἶναι ἀδιαφανής. Πόσο μῆκος ἔχει ὁ σκοτεινός κῶνος πού σχηματίζεται πίσω ἀπό τή σφαίρα Α΄;
Ἐφαρμογή: $P = 108\,\rho$ καί $\delta = 23\,240\,\rho$ (ρ εἶναι ἡ ἀκτίνα τῆς Γῆς, Ρ ἡ ἀκτίνα τοῦ Ἡλίου καί δ ἡ ἀπόσταση τῶν κέντρων Ἡλίου καί Γῆς).

113. Δύο ἴσες σφαῖρες Α καί Α΄ ἔχουν ἀκτίνα ρ καί ἡ ἀπόσταση τῶν κέντρων τους Ο καί Ο′ εἶναι δ. Ἡ σφαίρα Α εἶναι φωτεινή πηγή, ἐνῶ ἡ σφαίρα Α΄ εἶναι ἀδιαφανής. Πίσω ἀπό τή σφαίρα Α΄ καί σέ ἀπόσταση ε ἀπό τό κέντρο της Ο΄ ὑπάρχει ἐπίπεδο διάφραγμα πού εἶναι κάθετο στήν εὐθεία ΟΟ΄. Νά βρεθοῦν οἱ ἀκτίνες τῶν κύκλων τῆς σκιᾶς καί τῆς παρασκιᾶς πού σχηματίζονται πάνω στό διάφραγμα.
Ἐφαρμογή: ρ = 10 cm, δ = 40 cm καί ε = 20 cm.

114. Ἐμπρός ἀπό ἕνα κατακόρυφο διάφραγμα καί σέ ἀπόσταση 10 cm ἀπό αὐτό βρίσκεται ἀδιαφανής ράβδος μήκους 2 cm. Ἡ ράβδος εἶναι ὁριζόντια καί παράλληλη μέ τό διάφραγμα. Δύο σημειακές φωτεινές πηγές Α καί Β βρίσκονται στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο μέ τή ράβδο καί ἀπέχουν 1 m ἀπό τό διάφραγμα. Πάνω στό διάφραγμα σχηματίζονται δύο εὐθύγραμμες σκιές τῆς ράβδου πού ἔχουν μιά ἀπό τίς ἄκρες τους κοινή. Νά βρεθεῖ τό μῆκος τῆς σκοτεινῆς εὐθείας πού σχηματίζεται πάνω στό διάφραγμα καί ἡ ἀπόσταση ΑΒ τῶν δύο φωτεινῶν πηγῶν.

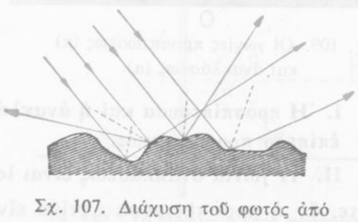
115. Ἕνας σκοτεινός θάλαμος ἔχει σχῆμα κύβου καί ἡ ἀκμή του ἔχει μῆκος 50 cm. Στό κέντρο τῆς μιᾶς κατακόρυφης ἕδρας του ὑπάρχει ἕνα μικρό κυκλικό ἄνοιγμα καί στήν ἀπέναντι κατακόρυφη ἕδρα σχηματίζεται τό εἴδωλο ἑνός κατακόρυφου ἀντικειμένου πού ἔχει ὕψος ΑΒ = 300 m. Ἄν τό μῆκος τοῦ εἰδώλου εἶναι Α΄Β΄ = 3 cm, πόση εἶναι ἡ ἀπόσταση τοῦ ἀντικειμένου ἀπό τό σκοτεινό θάλαμο ;

Ἀνάκλαση τοῦ φωτός

77. Διάχυση καί ἀνάκλαση τοῦ φωτός

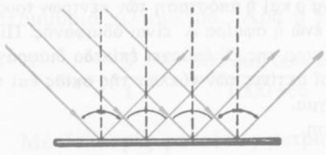
Ἀπό μιά μικρή τρύπα μπαίνει μέσα σέ σκοτεινό δωμάτιο μιά λεπτή δέσμη ἡλιακοῦ φωτός, πού πέφτει πάνω σέ λευκό χαρτί. Σέ ὁποιοδήποτε σημεῖο τοῦ δωματίου κι ἄν σταθοῦμε, βλέπουμε τό χαρτί. Αὐτό φανερώνει ὅτι τό χαρτί *διασκορπίζει* πρός ὅλες τίς διευθύνσεις τό φῶς πού πέφτει πάνω του (σχ. 107). Τό φαινόμενο αὐτό ὀνομάζεται *διάχυση* τοῦ φωτός. Ὅλα τά γύρω μας σώματα, πού δέν εἶναι αὐτόφωτα, γίνονται ὁρατά χάρη στή διάχυση.

Τό *διάχυτο φῶς* τῆς ἡμέρας ὀφείλεται στή διάχυση τοῦ ἡλιακοῦ φωτός, τήν ὁποία προκαλοῦν ἡ ἐπιφάνεια τῆς Γῆς, τά σώματα πού βρίσκονται πάνω της καί τά διάφορα συστατικά τῆς ἀτμόσφαιρας.



Σχ. 107. Διάχυση τοῦ φωτός ἀπό ἀνώμαλη ἐπιφάνεια.

Ἄν ἡ λεπτή δέσμη ἡλιακοῦ φωτός πέσει πάνω σέ μιά λεία καί γυαλιστερή μεταλλική πλάκα, τό-



Σχ. 108. Ἀνάκλαση τοῦ φωτός ἀπό λεία καί γυαλιστερή ἐπιφάνεια.

τε ἡ φωτεινή δέσμη *ἀλλάζει πορεία* καί κατευθύνεται πρός *ὁρισμένη διεύθυνση* (σχ. 108). Τό φαινόμενο αὐτό ὀνομάζεται *ἀνάκλαση* τοῦ φωτός. Ὥστε ἡ διάχυση συμβαίνει, ὅταν τό φῶς πέφτει πάνω σέ *τραχιά καί ἀνώμαλη* ἐπιφάνεια, ἐνῶ ἡ ἀνάκλαση συμβαίνει, ὅταν τό φῶς πέφτει πάνω σέ *λεία καί γυαλιστερή* (στιλπνή) ἐπιφάνεια.

Ἀλλά καί μιά λεία καί γυαλιστερή ἐπιφάνεια ἔχει πάντοτε μικρές ἀνωμαλίες, πού προκαλοῦν μικρή διάχυση. Αὐτό φαίνεται ἀπό τό ὅτι ἡ φωτεινή κηλίδα, πού σχηματίζεται πάνω στή μεταλλική πλάκα, εἶναι ὁρατή ἀπό ὁποιοδήποτε σημεῖο τοῦ δωματίου παρατηροῦμε τήν πλάκα.

78. Ἀνάκλαση τοῦ φωτός

α. Ὁρισμοί. Οἱ ἐπιφάνειες πού προκαλοῦν ἀνάκλαση τοῦ φωτός ὀνομάζονται *καθρέφτες* (κάτοπτρα). Ἀνάλογα μέ τή μορφή πού ἔχει ἡ ἐπιφάνεια τοῦ καθρέφτη, διακρίνουμε τούς καθρέφτες σέ *ἐπίπεδους*, *σφαιρικούς*, *παραβολικούς*, *κυλινδρικούς*. Ἡ ἀκτίνα ΑΟ (σχ. 109) ὀνομάζεται *προσπίπτουσα* ἀκτίνα καί ἡ ἀκτίνα ΟΒ ὀνομάζεται *ἀνακλώμενη* ἀκτίνα. Ἄν στό σημεῖο Ο φέρουμε τήν κάθετο ΚΟ στόν καθρέφτη, τότε σχηματίζονται ἡ *γωνία προσπτώσεως* ΑΟΚ = π καί ἡ γωνία *ἀνακλάσεως* ΚΟΒ = α. Τό ἐπίπεδο ΑΟΚ, πού ὁρίζουν ἡ προσπίπτουσα ἀκτίνα ΑΟ καί ἡ κάθετος ΚΟ, ὀνομάζεται *ἐπίπεδο προσπτώσεως*.

Σχ. 109. Οἱ γωνίες προσπτώσεως (π) καί ἀνακλάσεως (α).

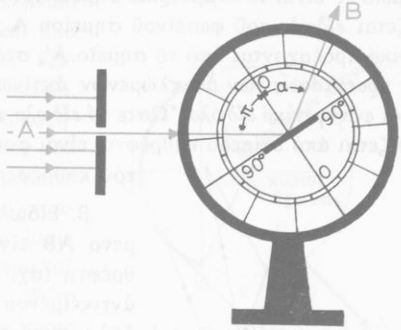
β. Νόμοι τῆς ἀνακλάσεως. Ἡ θεωρητική καί πειραματική ἔρευνα ἀπέδειξε ὅτι ἰσχύουν οἱ ἑξῆς *νόμοι τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτός*:

Ι. Ἡ προσπίπτουσα καί ἡ ἀνακλώμενη ἀκτίνα βρίσκονται πάνω στό ἐπίπεδο προσπτώσεως.

ΙΙ. Ἡ γωνία ἀνακλάσεως εἶναι ἴση μέ τή γωνία προσπτώσεως.

Ὥστε, ἄν ἡ προσπίπτουσα ἀκτίνα εἶναι κάθετος στόν καθρέφτη ($\pi = 0^o$), τότε καί ἡ ἀνακλώμενη ἀκτίνα εἶναι κάθετος στόν καθρέφτη ($\alpha = 0^o$).

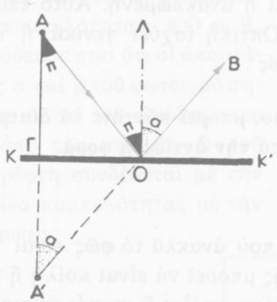
Οἱ νόμοι τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτός ἐπαληθεύονται ἀπό τήν ἐφαρμογή τους στούς καθρέφτες. Κατά προσέγγιση οἱ νόμοι τῆς ἀνακλάσεως ἐπαληθεύονται πειραματικά μέ τή διάταξη πού δείχνει τό σχῆμα 110. Στό κέντρο γωνιομετρικοῦ κύκλου εἶναι στερεωμένος μικρός ἐπίπεδος καθρέφτης. Μιά πολύ λεπτή φωτεινή δέσμη πέφτει πάνω στόν καθρέφτη καί ἀνακλᾶται. Στρέφοντας τό γωνιομετρικό κύκλο μεταβάλλουμε τή γωνία προσπτώσεως (π). Βρίσκουμε ὅτι πάντοτε ἡ γωνία ἀνακλάσεως (α) εἶναι ἴση μέ τή γωνία προσπτώσεως.



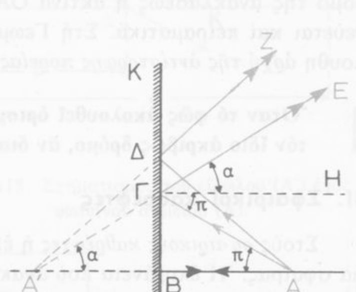
Σχ. 110. Γιά τήν ἀπόδειξη τῶν νόμων τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτός.

79. Ἐπίπεδοι καθρέφτες

α. Εἴδωλο φωτεινοῦ σημείου. Μιά φωτεινή ἀκτίνα ΑΟ (σχ. 111), πού προέρχεται ἀπό φωτεινό σημεῖο Α, δίνει τήν ἀνακλώμενη ἀκτίνα ΟΒ. Αὐτές οἱ δύο ἀκτίνες βρίσκονται στό ἴδιο ἐπίπεδο μέ τήν κάθετο ΛΟ στόν καθρέφτη. Ἄν φέρουμε τήν ΑΓ κάθετο στόν καθρέφτη, τότε ἡ προέκταση τῆς ΟΒ τέμνει τήν προέκταση τῆς ΑΓ σέ ἕνα σημεῖο Α′. Εὔκολα βρίσκουμε ὅτι τά ὀρθογώνια τρίγωνα ΑΓΟ καί Α′ΓΟ εἶναι ἴσα, καί ἑπομένως εἶναι ΑΓ = Α′Γ. Στό ἴδιο συμπέρασμα καταλήγουμε γιά κάθε ἀκτίνα, πού προέρχεται ἀπό τό φωτεινό σημεῖο Α καί ἀνακλᾶται πάνω στόν καθρέφτη (σχ. 112). Τό

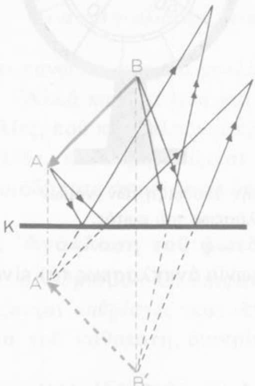


Σχ. 111. Ἀνάκλαση τοῦ φωτός ἀπό ἐπίπεδο καθρέφτη.



Σχ. 112. Τό εἴδωλο Α′ τοῦ φωτεινοῦ σημείου Α εἶναι φανταστικό.

σημεῖο Α′ εἶναι τό *συμμετρικό* σημεῖο τοῦ Α ὡς πρός τόν καθρέφτη καί ὀνομάζεται *εἴδωλο* τοῦ φωτεινοῦ σημείου Α. Οἱ ἀνακλώμενες ἀκτίνες *φαινομενικά* προέρχονται ἀπό τό σημεῖο Α′, στό ὁποῖο καταλήγουν οἱ *φανταστικές προεκτάσεις* τῶν ἀνακλώμενων ἀκτίνων. Γι' αὐτό τό σημεῖο Α′ ὀνομάζεται *φανταστικό εἴδωλο*. Ὥστε *τό εἴδωλο φωτεινοῦ σημείου*, τό ὁποῖο σχηματίζεται ἀπό ἐπίπεδο καθρέφτη, εἶναι *φανταστικό* καί *συμμετρικό* ὡς πρός τόν καθρέφτη.



Σχ. 113. Τό εἴδωλο Α′Β′ τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ εἶναι φανταστικό.

β. Εἴδωλο ἀντικειμένου. Ἄν ἕνα ἀντικείμενο ΑΒ εἶναι ἐμπρός ἀπό τόν ἐπίπεδο καθρέφτη (σχ. 113), τότε σέ κάθε σημεῖο τοῦ ἀντικειμένου ἀντιστοιχεῖ ἕνα φανταστικό εἴδωλο συμμετρικό ὡς πρός τόν καθρέφτη. Τό σύνολο αὐτῶν τῶν φανταστικῶν εἰδώλων σχηματίζει ἕνα *φανταστικό εἴδωλο* Α′Β′. Εὔκολα βρίσκουμε ὅτι τό εἴδωλο Α′Β′ εἶναι *ὄρθιο*, *ἴσο* μέ τό ἀντικείμενο ΑΒ καί συμμετρικό τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ ὡς πρός τόν καθρέφτη. Ἀλλά τό εἴδωλο καί τό ἀντικείμενο δέν εἶναι *ἐφαρμόσιμα*, δηλαδή τό δεξί χέρι μας εἶναι ἀριστερό στό εἴδωλό μας. Ὥστε *τό εἴδωλο ἀντικειμένου*, τό ὁποῖο σχηματίζεται ἀπό ἐπίπεδο καθρέφτη, εἶναι *φανταστικό*, *ὄρθιο*, *ἴσο* μέ τό ἀντικείμενο καί *συμμετρικό* ὡς πρός τόν καθρέφτη.

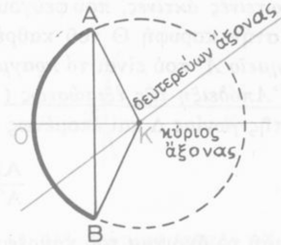
80. Ἀρχή τῆς ἀντίστροφης πορείας τοῦ φωτός

Ἄν προσπίπτουσα ἀκτίνα εἶναι ἡ ΒΟ (σχ. 109), τότε σύμφωνα μέ τό νόμο τῆς ἀνακλάσεως ἡ ἀκτίνα ΟΑ θά εἶναι ἡ ἀνακλώμενη. Αὐτό ἐπαληθεύεται καί πειραματικά. Στή Γεωμετρική Ὀπτική ἰσχύει γενικά ἡ ἀκόλουθη *ἀρχή τῆς ἀντίστροφης πορείας τοῦ φωτός* :

Ὅταν τό φῶς ἀκολουθεῖ ὁρισμένο δρόμο, μπορεῖ πάντοτε νά διατρέξει τόν ἴδιο ἀκριβῶς δρόμο, ἄν διαδοθεῖ κατά τήν ἀντίθετη φορά.

81. Σφαιρικοί καθρέφτες

Στούς *σφαιρικούς καθρέφτες* ἡ ἐπιφάνεια πού ἀνακλᾶ τό φῶς εἶναι τμῆμα σφαίρας. Ἡ ἐπιφάνεια πού ἀνακλᾶ τό φῶς μπορεῖ νά εἶναι κοίλη ἤ κυρτή καί τότε ὁ καθρέφτης ὀνομάζεται ἀντίστοιχα *κοῖλος* ἤ *κυρτός* σφαιρικός καθρέφτης. Τό μέσο Ο τοῦ καθρέφτη (σχ. 114) ὀνομάζεται *κορυφή* τοῦ καθρέφτη καί τό κέντρο Κ τῆς σφαίρας ὀνομάζεται *κέντρο καμπυλότητας* τοῦ καθρέφτη. Ἡ εὐθεία ΚΟ, πού περνάει ἀπό τό κέντρο καμπυλότητας Κ καί ἀπό τήν κορυφή Ο, ὀνομάζεται *κύριος ἄξονας* τοῦ καθρέφτη. Κάθε ἄλλη εὐθεία, πού περνάει ἀπό τό κέντρο καμπυλότητας Κ, ὀνομάζεται *δευτερεύων ἄξονας* τοῦ καθρέφτη. Ἡ γωνία ΑΚΒ ὀνομάζεται *ἄνοιγμα* τοῦ καθρέφτη. Γιά νά σχηματιστεῖ εὐκρινές εἴδωλο, πρέπει νά ἰσχύουν οἱ ἑξῆς συνθῆκες: α) τό ἄνοιγμα τοῦ καθρέφτη νά εἶναι *πολύ μικρό* καί β) τό ἀντικείμενο νά εἶναι *κάθετο* στόν κύριο ἄξονα καί *κοντά* σ' αὐτόν. Στά παρακάτω ὑποθέτουμε ὅτι ἰσχύουν αὐτές οἱ δύο συνθῆκες.

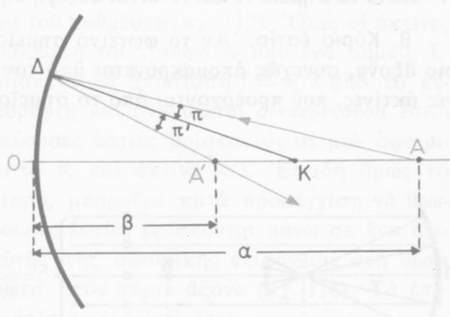


Σχ. 114. Σφαιρικός καθρέφτης.

82. Κοῖλοι σφαιρικοί καθρέφτες

α. Εἴδωλο φωτεινοῦ σημείου. Ἕνα φωτεινό σημεῖο Α βρίσκεται πάνω στόν κύριο ἄξονα (σχ. 115) Κάθε φωτεινή ἀκτίνα, πού προέρχεται ἀπό τό σημεῖο Α καί πέφτει στόν καθρέφτη, ἀνακλᾶται σχηματίζοντας ἴσες γωνίες (π = π′) μέ τήν κάθετο στό σημεῖο πού πέφτει ἡ ἀκτίνα, δηλαδή μέ τήν ἀκτίνα καμπυλότητας (ΚΔ) τοῦ καθρέφτη. Ἔτσι ἡ προσπίπτουσα ἀκτίνα (ΑΔ), μετά τήν ἀνάκλασή της τέμνει τόν κύριο ἄξονα σέ ἕνα σημεῖο Α′, πού εἶναι τό *πραγματικό εἴδωλο* τοῦ φωτεινοῦ σημείου Α.

Ὁ καθρέφτης ἔχει ἀκτίνα καμπυλότητας ΚΟ = R. Ἀποδεικνύεται ὅτι οἱ ἀποστάσεις α καί β τοῦ φωτεινοῦ σημείου Α καί τοῦ εἰδώλου του Α′ ἀπό τήν κορυφή Ο τοῦ καθρέφτη συνδέονται μέ τήν ἀκτίνα καμπυλότητας μέ τήν ἐξίσωση:



Σχ. 115. Σχηματισμός τοῦ εἰδώλου (Α′) ἑνός φωτεινοῦ σημείου (Α).

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

Ἡ ἐξίσωση (1) φανερώνει ὅτι ἡ ἀπόσταση β τοῦ εἰδώλου Α′ ἀπό τήν κορυφή

Ο ἐξαρτᾶται μόνο ἀπό τήν ἀκτίνα καμπυλότητας R τοῦ καθρέφτη καί ἀπό τήν ἀπόσταση α τοῦ φωτεινοῦ σημείου Α ἀπό τόν καθρέφτη. Ἑπομένως *ὅλες οἱ φωτεινές ἀκτίνες*, πού φεύγουν ἀπό τό φωτεινό σημεῖο Α καί πέφτουν κοντά στήν κορυφή Ο τοῦ καθρέφτη, μετά τήν ἀνάκλασή τους, *περνοῦν ἀπό τό σημεῖο Α'* πού εἶναι *τό πραγματικό εἴδωλο* τοῦ φωτεινοῦ σημείου Α.

Ἀπόδειξη τῆς ἐξισώσεως (1). Στό τρίγωνο ΑΔΑ' ἡ ΔΚ εἶναι διχοτόμος τῆς γωνίας Δ καί ἑπομένως ἔχουμε τή σχέση :

$$\frac{AK}{A'K} = \frac{A\Delta}{A'\Delta} \tag{2}$$

Ἐπειδή τό ἄνοιγμα τοῦ καθρέφτη εἶναι πολύ μικρό, τό σημεῖο Δ βρίσκεται πολύ κοντά στήν κορυφή Ο. Μποροῦμε λοιπόν κατά προσέγγιση νά λάβουμε $A\Delta \simeq AO = \alpha$ καί $A'\Delta \simeq A'O = \beta$. Τότε ἡ ἐξίσωση (2) γράφεται :

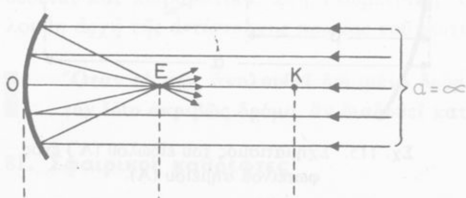
$$\frac{\alpha - R}{R - \beta} = \frac{\alpha}{\beta} \quad \text{ἄρα} \quad \beta R + \alpha R = 2\alpha\beta \tag{3}$$

Ἄν διαιρέσουμε καί τά δύο μέλη τῆς ἐξισώσεως (3) διά αβR, βρίσκουμε :

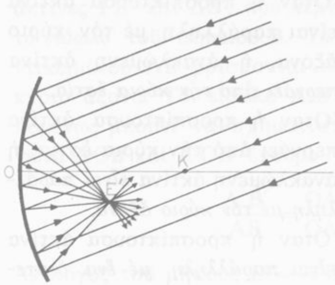
$$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{2}{R}$$

Ἄν τό φωτεινό σημεῖο τό βάλουμε στή θέση Α', τότε, σύμφωνα μέ τήν ἀρχή τῆς ἀντίστροφης πορείας τοῦ φωτός, τό εἴδωλό του σχηματίζεται στή θέση Α. Ὥστε τά σημεῖα Α καί Α' εἶναι *συζυγή σημεῖα*.

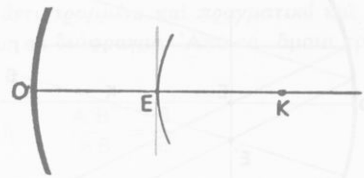
β. Κύρια ἑστία. Ἄν τό φωτεινό σημεῖο Α, κινούμενο πάνω στόν κύριο ἄξονα, συνεχῶς ἀπομακρύνεται ἀπό τόν καθρέφτη, τότε ὅλες οἱ φωτεινές ἀκτίνες, πού προέρχονται ἀπό τό σημεῖο Α καί πέφτουν πάνω στόν καθρέφτη, τελικά γίνονται παράλληλες μέ τόν κύριο ἄξονα (σχ. 116). Σ' αὐτή τήν περίπτωση *ὅλες οἱ ἀνακλώμενες ἀκτίνες περνοῦν* ἀπό ἕνα σημεῖο Ε, πού ὀνομάζεται *κύρια ἑστία* τοῦ καθρέφτη. Ἡ ἀπόσταση τῆς κύριας ἑστίας Ε ἀπό τήν κορυφή Ο ὀνομάζεται *ἑστιακή ἀπόσταση* (f) τοῦ καθρέφτη καί εἶναι *σταθερή*. Ἄν στήν ἐξίσωση (1) βάλουμε



Σχ. 116. Κύρια ἑστία (Ε) τοῦ κοίλου καθρέφτη.



Σχ. 117. Δευτερεύουσα ἑστία τοῦ κοίλου καθρέφτη.



Σχ. 118. Ἑστιακό ἐπίπεδο τοῦ κοίλου καθρέφτη.

α = ∞, βρίσκουμε : $\beta = \frac{R}{2} =$ σταθ.

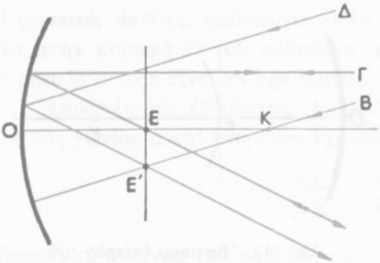
Ἡ ἑστιακή ἀπόσταση (f) τοῦ κοίλου καθρέφτη εἶναι ἴση μέ τό μισό τῆς ἀκτίνας καμπυλότητας (R).

ἑστιακή ἀπόσταση $f = \frac{R}{2}$

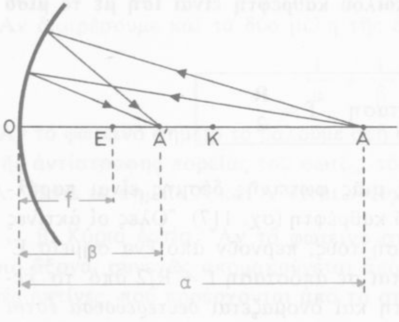
γ. Ἑστιακό ἐπίπεδο. Οἱ ἀκτίνες μιᾶς φωτεινῆς δέσμης εἶναι παράλληλες μέ ἕνα δευτερεύοντα ἄξονα τοῦ καθρέφτη (σχ. 117). Ὅλες οἱ ἀκτίνες αὐτῆς τῆς δέσμης, μετά τήν ἀνάκλασή τους, περνοῦν ἀπό ἕνα σημεῖο Ε΄ τοῦ δευτερεύοντα ἄξονα, πού βρίσκεται σέ ἀπόσταση f = R/2 ἀπό τό κέντρο καμπυλότητας (Κ) τοῦ καθρέφτη καί ὀνομάζεται *δευτερεύουσα ἑστία* τοῦ καθρέφτη. Ὅλες οἱ δευτερεύουσες ἑστίες βρίσκονται σέ μιά σφαιρική ἐπιφάνεια, πού ἔχει κέντρο τό Κ καί ἀκτίνα R/2. Ἐπειδή ὅμως τό ἄνοιγμα τοῦ καθρέφτη εἶναι μικρό, μποροῦμε κατά προσέγγιση νά θεωρήσουμε ὅτι ὅλες οἱ δευτερεύουσες ἑστίες βρίσκονται πάνω σέ ἕνα ἐπίπεδο, πού εἶναι ἐφαπτόμενο αὐτῆς τῆς σφαιρικῆς ἐπιφάνειας στή θέση τῆς κύριας ἑστίας (Ε) καί κάθετο στόν κύριο ἄξονα (σχ. 118). Τό ἐπίπεδο αὐτό ὀνομάζεται *ἑστιακό ἐπίπεδο* τοῦ καθρέφτη.

δ. Πορεία μερικῶν ἀνακλώμενων ἀκτίνων. Ἀπό τά παραπάνω καταλήγουμε στά ἀκόλουθα συμπεράσματα γιά *τήν πορεία* πού ἀκολουθοῦν ὁρισμένες ἀνακλώμενες ἀκτίνες καί γιά *τή θέση* τοῦ εἰδώλου Α΄ ἑνός φωτεινοῦ σημείου, πού βρίσκεται πάνω στόν κύριο ἄξονα (σχ. 119).

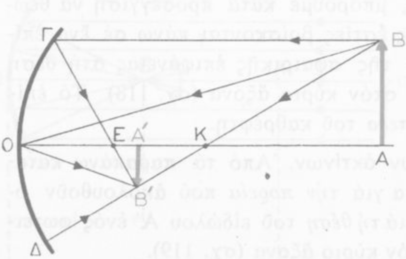
1. Ὅταν ἡ προσπίπτουσα ἀκτίνα περνάει ἀπό τό κέντρο καμπυλότητας, ἡ ἀνακλώμενη ἀκτίνα *ἀκολουθεῖ ἀντίστροφα τήν ἴδια πορεία.*



Σχ. 119. Πορεία μερικῶν ἀκτίνων μετά τήν ἀνάκλασή τους.



Σχ. 120. Προσδιορισμός τῆς θέσεως τοῦ εἰδώλου (Α΄) ἑνός φωτεινοῦ σημείου (Α).



Σχ. 121. Ἡ κατασκευή τοῦ εἰδώλου (Α΄Β΄) ἑνός ἀντικειμένου (ΑΒ).

2. Ὅταν ἡ προσπίπτουσα ἀκτίνα εἶναι παράλληλη μέ τόν κύριο ἄξονα, ἡ ἀνακλώμενη ἀκτίνα *περνάει ἀπό τήν κύρια ἑστία.*
3. Ὅταν ἡ προσπίπτουσα ἀκτίνα περνάει ἀπό τήν κύρια ἑστία, ἡ ἀνακλώμενη ἀκτίνα *εἶναι παράλληλη μέ τόν κύριο ἄξονα.*
4. Ὅταν ἡ προσπίπτουσα ἀκτίνα *εἶναι παράλληλη μέ ἕνα δευτερεύοντα ἄξονα,* ἡ ἀνακλώμενη ἀκτίνα *περνάει ἀπό τήν ἀντίστοιχη δευτερεύουσα ἑστία,* πού βρίσκεται πάνω στό ἑστιακό ἐπίπεδο.
5. Ὅταν φωτεινό σημεῖο βρίσκεται πάνω στόν κύριο ἄξονα τό εἴδωλό του σχηματίζεται πάνω στόν κύριο ἄξονα (σχ. 120). Οἱ ἀποστάσεις τοῦ φωτεινοῦ σημείου (α) καί τοῦ εἰδώλου (β) ἀπό τήν κορυφή τοῦ καθρέφτη συνδέονται μεταξύ τους μέ τήν ἐξίσωση:

$$\text{θέση τοῦ εἰδώλου} \quad \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{f}$$

$$\text{ὅπου} \quad f = \frac{R}{2}$$

ε. Εἴδωλο ἀντικειμένου. Ὡς *φωτεινό ἀντικείμενο* θεωροῦμε μιά εὐθεία ΑΒ κάθετη στόν κύριο ἄξονα (σχ. 121). Ἐπειδή ξέρουμε τήν πορεία ὁρισμένων ἀνακλώμενων ἀκτίνων, μποροῦμε νά κατασκευάσουμε τό εἴδωλο Α΄Β΄. Ἔτσι οἱ ἀκτίνες ΒΓ καί ΒΔ, πού προέρχονται ἀπό τήν ἄκρη Β τοῦ ἀντικειμένου δίνουν τίς ἀνακλώμενες ἀκτίνες ΓΒ′ καί ΔΒ′, πού τέμνονται στό σημεῖο Β′. Αὐτό τό σημεῖο εἶναι *τό εἴδωλο* τοῦ σημείου Β. Τά εἴδωλα ὅλων τῶν ἄλλων σημείων τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ βρίσκονται πάνω στήν εὐθεία Α′Β′, πού εἶναι *κάθετη* στόν κύριο ἄξονα. Τό εἴδωλο Α′Β′ εἶναι *ἀντιστραμμένο* καί *πραγματικό* καί ἑπομένως μπορεῖ νά σχηματιστεῖ πάνω σέ διάφραγμα. Ἀπό τά ὅμοια τρίγωνα ΑΟΒ καί Α′ΟΒ′ ἔχουμε:

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{OA'}{OA} \quad \text{ἤ} \quad \frac{A'B'}{AB} = \frac{\beta}{\alpha}$$

Ὁ λόγος τοῦ μήκους Ε = Α′Β′ τοῦ εἰδώλου πρός τό μῆκος Α = ΑΒ τοῦ ἀντικειμένου ὀνομάζεται *(γραμμική) μεγέθυνση* καί προσδιορίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

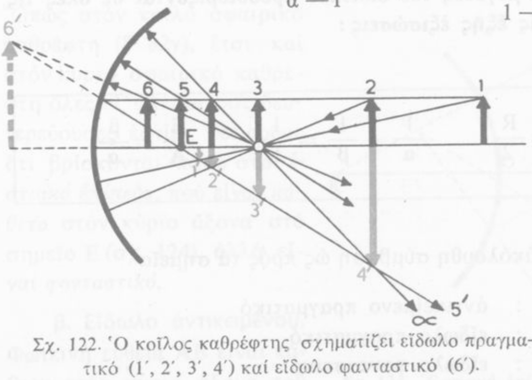
$$\boxed{\text{μεγέθυνση} \quad \frac{E}{A} = \frac{\beta}{\alpha}} \qquad (4)$$

Οἱ ἀποστάσεις ΟΑ = α καί ΟΑ′ = β τοῦ ἀντικειμένου καί τοῦ εἰδώλου ἀπό τήν κορυφή τοῦ καθρέφτη, δηλαδή *ἡ θέση τοῦ εἰδώλου*, προσδιορίζεται ἀπό τή γνωστή ἐξίσωση:

$$\boxed{\text{θέση τοῦ εἰδώλου} \quad \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{f} \quad \text{ὅπου} \quad f = \frac{R}{2}} \qquad (5)$$

στ. Πραγματικό ἤ φανταστικό εἴδωλο. Ἄν λύσουμε τήν ἐξίσωση (5) ὡς πρός β, ἔχουμε:

$$\beta = \frac{\alpha f}{\alpha - f} \quad \text{ἤ} \quad \beta = \frac{f}{1 - \dfrac{f}{\alpha}} \qquad (6)$$



Σχ. 122. Ὁ κοῖλος καθρέφτης σχηματίζει εἴδωλο πραγματικό (1′, 2′, 3′, 4′) καί εἴδωλο φανταστικό (6′).

1. Ὅταν τό ἀντικείμενο βρίσκεται *στό ἄπειρο* (α = ∞), τότε εἶναι β = f, δηλαδή τό εἴδωλο σχηματίζεται *στήν κύρια ἑστία*, εἶναι *πραγματικό*, ἀλλά εἶναι *σημεῖο*.
2. Τό ἀντικείμενο βρί-

σκεται *πέρα ἀπό τό κέντρο καμπυλότητας* (α $>$ 2f). Μέ τή γεωμετρική κατασκευή (σχ. 122) βρίσκουμε ὅτι τό εἴδωλο σχηματίζεται *μεταξύ τῆς κύριας ἑστίας καί τοῦ κέντρου καμπυλότητας* (f $<$ β $<$ 2f) καί εἶναι *πραγματικό, ἀντιστραμμένο* καί *μικρότερο* ἀπό τό ἀντικείμενο.

3. Τό ἀντικείμενο βρίσκεται *στό κέντρο καμπυλότητας* (α = 2f). Τότε εἶναι β = 2f, δηλαδή τό εἴδωλό σχηματίζεται *στό κέντρο καμπυλότητας* καί εἶναι *πραγματικό, ἀντιστραμμένο* καί *ἴσο* μέ τό ἀντικείμενο.
4. Τό ἀντικείμενο βρίσκεται *μεταξύ τῆς κύριας ἑστίας καί τοῦ κέντρου καμπυλότητας* (f $<$ α $<$ 2f). Τό εἴδωλο σχματίζεται *πέρα ἀπό τό κέντρο καμπυλότητας* (β $>$ 2f) καί εἶναι *πραγματικό, ἀντιστραμμένο* καί *μεγαλύτερο* ἀπό τό ἀντικείμενο.
5. Τό ἀντικείμενο βρίσκεται *στήν κύρια ἑστία* (α = f). Τότε εἶναι β = ∞, δηλαδή τό εἴδωλο σχηματίζεται *στό ἄπειρο*. Σ' αὐτή τήν περίπτωση *δέν ὑπάρχει εἴδωλο*.
6. Τό ἀντικείμενο βρίσκεται *μεταξύ τῆς κύριας ἑστίας καί τοῦ καθρέφτη* (α $<$ f). Ἀπό τήν ἐξίσωση (6) βρίσκουμε ὅτι τό β ἔχει ἀρνητική τιμή (β $<$ 0). Μέ τή γεωμετρική κατασκευή βρίσκουμε ὅτι τό εἴδωλο σχηματίζεται *πίσω* ἀπό τόν καθρέφτη καί εἶναι *φανταστικό, ὄρθιο* καί *μεγαλύτερο* ἀπό τό ἀντικείμενο.

Τά παραπάνω εὔκολα ἐπαληθεύονται καί πειραματικά. Ἔτσι καταλήγουμε στά ἀκόλουθα συμπεράσματα *γιά τούς κοίλους σφαιρικούς καθρέφτες*:

I. Ὁ κοῖλος σφαιρικός καθρέφτης σχηματίζει εἴδωλο πραγματικό, ὅταν τό ἀντικείμενο βρίσκεται πέρα ἀπό τήν κύρια ἑστία (α $>$ f), ἐνῶ σχηματίζει εἴδωλο φανταστικό, ὅταν τό ἀντικείμενο βρίσκεται μεταξύ τῆς κύριας ἑστίας καί τοῦ καθρέφτη (α $<$ f).

II. Ἡ θέση καί τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζονται σέ ὅλες τίς περιπτώσεις ἀπό τίς ἑξῆς ἐξισώσεις:

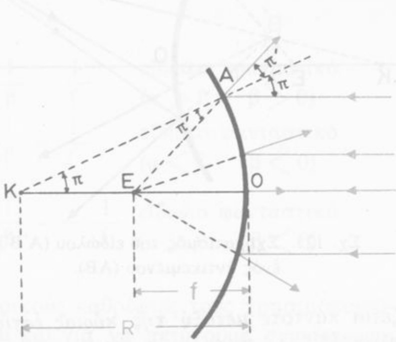
κοῖλοι καθρέφτες	$f = \frac{R}{2}$	$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{f}$	$\frac{E}{A} = \frac{\beta}{\alpha}$

μέ τόν ὅρο ὅτι ἰσχύει ἡ ἀκόλουθη σύμβαση ὡς πρός τά σημεῖα

α θετικό	:	ἀντικείμενο πραγματικό
β θετικό	:	εἴδωλο πραγματικό
β ἀρνητικό	:	εἴδωλο φανταστικό

83. Κυρτοί σφαιρικοί καθρέφτες

α. Κύρια ἑστία. Πάνω στόν κυρτό σφαιρικό καθρέφτη πέφτει δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων, πού εἶναι παράλληλες μέ τόν κύριο ἄξονα τοῦ καθρέφτη (σχ. 123). Ἡ προέκταση μιᾶς ἀνακλώμενης ἀκτίνας συναντᾶ τόν κύριο ἄξονα σέ ἕνα σημεῖο Ε. Εὔκολα βρίσκουμε ὅτι τό τρίγωνο ΚΕΑ εἶναι ἰσοσκελές καί ἑπομένως εἶναι ΕΚ = ΕΑ. Ἐπειδή τό ἄνοιγμα τοῦ καθρέφτη εἶναι μικρό, μποροῦμε κατά προσέγγιση νά δεχτοῦμε ὅτι εἶναι ΕΑ = ΕΟ. Τότε εἶναι ΕΚ = ΕΟ = R/2. Ὅλες λοιπόν οἱ ἀνακλώμενες ἀκτίνες *φαινομενικά* προέρχονται ἀπό *τή φανταστική κύρια ἑστία* Ε, πού βρίσκεται *στή μέση* τῆς ἀκτίνας καμπυλότητας. Ὥστε:

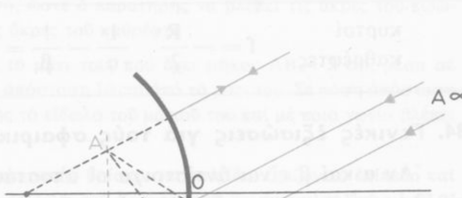


Σχ. 123. Ἡ κύρια ἑστία (Ε) τοῦ κυρτοῦ καθρέφτη εἶναι φανταστική.

Ἡ κύρια ἑστία τοῦ κυρτοῦ σφαιρικοῦ καθρέφτη εἶναι φανταστική καί ἡ ἑστιακή ἀπόσταση (f) εἶναι ἴση μέ τό μισό τῆς ἀκτίνας καμπυλότητας (R) τοῦ καθρέφτη.

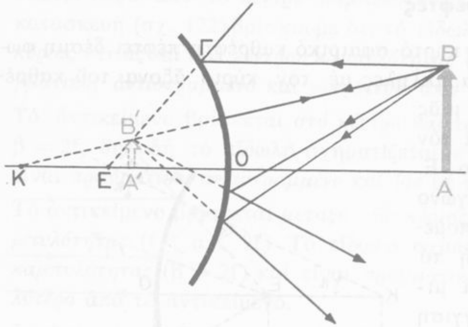
$$\boxed{\text{ἑστιακή ἀπόσταση} \quad f = \frac{R}{2}}$$

Ὅπως στόν κοῖλο σφαιρικό καθρέφτη (§ 82γ), ἔτσι καί στόν κυρτό σφαιρικό καθρέφτη ὅλες οἱ *φανταστικές* δευτερεύουσες ἑστίες θεωροῦμε ὅτι βρίσκονται πάνω στό *ἑστιακό ἐπίπεδο*, πού εἶναι *κάθετο* στόν κύριο ἄξονα στό σημεῖο Ε (σχ. 124), ἀλλά εἶναι *φανταστικό*.



Σχ. 124. Ἑστιακό ἐπίπεδο τοῦ κυρτοῦ καθρέφτη.

β. Εἴδωλο ἀντικειμένου. Φωτεινή εὐθεία ΑΒ εἶναι κάθετη στόν κύριο ἄξονα τοῦ



Σχ. 125. Σχηματισμός τοῦ εἰδώλου (A′B′) ἑνός ἀντικειμένου (AB).

καθρέφτη (σχ. 125). Οἱ ἀκτίνες, πού πέφτουν πάνω στόν καθρέφτη καί ἔχουν τή διεύθυνση τοῦ κύριου ἄξονα ἤ ὁποιουδήποτε δευτερεύοντα ἄξονα, μετά τήν ἀνάκλασή τους πάνω στόν καθρέφτη ἔχουν τήν ἴδια διεύθυνση. Ἄν λοιπόν ἐργαστοῦμε ὅπως καί στούς κοίλους καθρέφτες, κατασκευάζουμε *τό εἴδωλο* A′B′. Αὐτό τό εἴδωλο εἶναι *φανταστικό, ὄρθιο, μικρότερο* ἀπό τό ἀντικείμενο καί σχηματίζεται πάντοτε *μεταξύ τῆς κύριας ἑστίας καί τῆς κορυφῆς τοῦ καθρέφτη.* Ἡ θέση καί τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου δίνονται ἀπό τίς ἀντίστοιχες ἐξισώσεις, πού ἰσχύουν γιά τούς κοίλους καθρέφτες, μέ τή διαφορά ὅτι πρέπει νά λάβουμε ὑπόψη ὅτι ἡ κύρια ἑστία εἶναι φανταστική ($f < 0$) καί ὅτι τό εἴδωλο εἶναι ἐπίσης *φανταστικό* ($\beta < 0$). Ἔτσι καταλήγουμε στά ἀκόλουθα συμπεράσματα *γιά τούς κυρτούς σφαιρικούς καθρέφτες*:

I. Ὁ κυρτός σφαιρικός καθρέφτης σχηματίζει εἴδωλο φανταστικό, ὄρθιο καί μικρότερο ἀπό τό ἀντικείμενο. Τό εἴδωλο σχηματίζεται πάντοτε μεταξύ τῆς κύριας ἑστίας καί τοῦ καθρέφτη ($\beta < f$).

II. Ἡ θέση καί τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζονται ἀπό τίς ἑξῆς ἐξισώσεις:

κυρτοί καθρέφτες $$f = -\frac{R}{2} \qquad \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} = -\frac{1}{f} \qquad \frac{E}{A} = -\frac{\beta}{\alpha}$$

84. Γενικές ἐξισώσεις γιά τούς σφαιρικούς καθρέφτες

Ἄν α καί β εἶναι ἀντίστοιχα οἱ ἀποστάσεις τοῦ ἀντικειμένου καί τοῦ εἰδώλου ἀπό τήν κορυφή τοῦ σφαιρικοῦ καθρέφτη (κοίλου ἤ κυρτοῦ), E καί A εἶναι ἀντίστοιχα οἱ γραμμικές διαστάσεις τοῦ εἰδώλου καί τοῦ ἀντικειμένου, πού εἶναι κάθετο στόν κύριο ἄξονα, τότε ἰσχύουν οἱ ἀκόλουθες *γενικές ἐξισώσεις γιά τούς σφαιρικούς καθρέφτες*:

$$f = \frac{R}{2} \qquad \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{f} \qquad \frac{E}{A} = \frac{\beta}{\alpha}$$

μέ τήν προϋπόθεση ὅτι θά θεωροῦμε *ὡς ἀρνητικούς* τούς ὅρους, πού ἀντιστοιχοῦν *σέ φανταστικά* σημεῖα, καί ὅτι ἡ ἀκτίνα καμπυλότητας (R) ἔχει *θετική* ἤ *ἀρνητική* τιμή, ἄν ἀντίστοιχα ἡ ἐπιφάνεια πού ἀνακλᾶ τό φῶς εἶναι *κοίλη* ἤ *κυρτή*. Ἔτσι γιά *πραγματικό ἀντικείμενο* ἔχουμε τίς ἑξῆς περιπτώσεις :

κοῖλος καθρέφτης $(R > 0,\ f > 0)$ $\left\{ \begin{array}{ll} \dfrac{1}{\alpha} + \dfrac{1}{\beta} = \dfrac{1}{f} & \text{εἴδωλο πραγματικό } (\alpha > f,\quad \beta > 0) \\ \dfrac{1}{\alpha} - \dfrac{1}{\beta} = \dfrac{1}{f} & \text{εἴδωλο φανταστικό } (\alpha < f,\quad \beta < 0) \end{array} \right.$

κυρτός καθρέφτης $(R < 0,\ f < 0)$ $\left\} \ \dfrac{1}{\alpha} - \dfrac{1}{\beta} = -\dfrac{1}{f} \right.$ εἴδωλο φανταστικό $(\alpha > 0,\quad \beta < 0)$

Ἐφαρμογές. Τούς κοίλους σφαιρικούς καθρέφτες τούς χρησιμοποιοῦμε, γιά νά ἔχουμε *μεγεθυσμένα εἴδωλα* καί γιά νά πετύχουμε *συγκέντρωση τοῦ φωτός* (προβολεῖς, μικροσκόπια). Οἱ κυρτοί σφαιρικοί καθρέφτες δίνουν μικρά εἴδωλα, ἔχουν ὅμως *μεγάλο ὀπτικό πεδίο* καί γι' αὐτό χρησιμοποιοῦνται ἀπό ὁδηγούς αὐτοκινήτων γιά τήν παρακολούθηση τῆς κινήσεως τῶν ὀχημάτων πού ἔρχονται πίσω ἀπό τό αὐτοκίνητο (ὀπισωσκόπηση).

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

116. Ἕνας κανόνας ἔχει μῆκος AB = 60 cm εἶναι κατακόρυφος καί βρίσκεται σέ ἀπόσταση δ ἀπό κατακόρυφο ἐπίπεδο καθρέφτη. Τό μάτι Π ἑνός παρατηρητῆ βρίσκεται σέ ἀπόσταση Δ = 2δ ἀπό τόν καθρέφτη καί πάνω στό κατακόρυφο ἐπίπεδο ΑΒΠ. Πόσο πρέπει νά εἶναι τό ὕψος τοῦ καθρέφτη, ὥστε ὁ παρατηρής νά βλέπει τίς ἄκρες τοῦ εἰδώλου τοῦ κανόνα νά συμπίπτουν μέ τίς ἄκρες τοῦ καθρέφτη ;

117. Ἕνας παρατηρητής βλέπει τό μάτι του, πού ἔχει μῆκος AB = 3 cm, μέσα σέ ἐπίπεδο καθρέφτη, πού τόν κρατεῖ σέ ἀπόσταση 10 cm ἀπό τό μάτι του. Σέ πόση ἀπόσταση ἀπό τό μάτι του βλέπει ὁ παρατηρητής τό εἴδωλο τοῦ ματιοῦ του καί μέ ποιά γωνία βλέπει αὐτό τό εἴδωλο ;

118. Ἕνας πύργος καί ἕνας παρατηρητής βρίσκονται στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο καί ἡ μεταξύ τους ἀπόσταση εἶναι 42 m. Τό μάτι τοῦ παρατηρητῆ βρίσκεται σέ ὕψος 1,60 m πάνω ἀπό τό ἔδαφος καί βλέπει τό εἴδωλο τοῦ πύργου μέσα σέ ἕναν μικρό ἐπίπεδο καθρέφτη πού βρίσκεται στό ἔδαφος καί σέ ἀπόσταση 2 m ἀπό τόν παρατηρητή. Πόσο εἶναι τό ὕψος τοῦ πύργου ;

119. Ἕνας παρατηρητής ἔχει ὕψος 1,70 m καί ἡ ἀπόσταση τῶν ματιῶν του ἀπό τό ἔδαφος εἶναι 1,60 m. Νά βρεθεῖ πόσο ὕψος πρέπει νά ἔχει ἕνας κατακόρυφος ἐπίπεδος καθρέφτης καί σέ πόση ἀπόσταση ἀπό τό ἔδαφος πρέπει αὐτός νά στερεωθεῖ, ὥστε ὁ παρατηρητής νά βλέπει τό εἴδωλο ὅλου τοῦ σώματός του.

120. Ἡ κεντρική ἀκτίνα μιᾶς συγκλίνουσας φωτεινῆς δέσμης εἶναι ὁριζόντια. Στήν πορεία τῆς δέσμης καί σέ ἀπόσταση 10 cm ἀπό τήν ἑστία τῆς δέσμης βάζουμε ἕναν ἐπίπεδο καθρέφτη, πού σχηματίζει γωνία 45° μέ τήν κεντρική ἀκτίνα τῆς δέσμης. Ποῦ σχηματίζεται ἡ νέα ἑστία τῆς δέσμης ;

Σφαιρικοί καθρέφτες

121. Πάνω στόν κύριο ἄξονα κοίλου καθρέφτη καί σέ ἀπόσταση δεκαπλάσια ἀπό τήν ἑστιακή ἀπόστασή του ($\alpha = 10\,f$) βρίσκεται ἕνα φωτεινό σημεῖο. Πόσο ἀπέχει τό εἴδωλο ἀπό τή φωτεινή πηγή ;

122. Ἕνας κοῖλος σφαιρικός καθρέφτης ἔχει ἀκτίνα καμπυλότητας $R = 40$ cm. Ποῦ πρέπει νά τοποθετηθεῖ ἕνα ἀντικείμενο AB, γιά νά σχηματιστεῖ εἴδωλο πραγματικό τρεῖς φορές μεγαλύτερο ἤ τέσσερις φορές μικρότερο ἀπό τό ἀντικείμενο ;

123. Ἕνας κοῖλος σφαιρικός καθρέφτης ἔχει ἑστιακή ἀπόσταση f. Σέ πόση ἀπόσταση ἀπό τόν καθρέφτη πρέπει νά τοποθετήσουμε ἕνα ἀντικείμενο, γιά νά πάρουμε εἴδωλο φανταστικό διπλάσιο ἀπό τό ἀντικείμενο ἤ εἴδωλο πραγματικό διπλάσιο ἀπό τό ἀντικείμενο;

124. Ἕνας κοῖλος σφαιρικός καθρέφτης δίνει ὄρθιο εἴδωλο 5 φορές μεγαλύτερο ἀπό τό ἀντικείμενο. Ἡ ἀπόσταση τοῦ εἰδώλου ἀπό τό ἀντικείμενο εἶναι 80 cm. Πόση εἶναι ἡ ἀπόσταση τοῦ ἀντικειμένου ἀπό τόν καθρέφτη καί πόση εἶναι ἡ ἑστιακή ἀπόσταση τοῦ καθρέφτη ;

125. Ἕνας παρατηρητής βλέπει τό μάτι του, πού ἔχει μῆκος $AB = 3$ cm, μέσα σέ κοῖλο καθρέφτη πού ἔχει ἑστιακή ἀπόσταση 12 cm καί τόν κρατεῖ σέ ἀπόσταση 10 cm ἀπό τό μάτι. Ποῦ σχηματίζεται τό εἴδωλο τοῦ ματιοῦ ; Μέ ποιά γωνία βλέπει ὁ παρατηρητής αὐτό τό εἴδωλο ; Νά συγκριθεῖ αὐτή ἡ γωνία μέ ἐκείνη πού βρέθηκε στό ἀντίστοιχο πρόβλημα 117.

126. Ἕνα ἀντικείμενο AB ἀπέχει 75 cm ἀπό ἕναν τοῖχο. Ποῦ πρέπει νά τοποθετήσουμε ἕναν κοῖλο καθρέφτη ἑστιακῆς ἀποστάσεως $f = 20$ cm, γιά νά σχηματιστεῖ πάνω στόν τοῖχο καθαρό εἴδωλο τοῦ ἀντικειμένου ;

127. Ἡ φαινόμενη διάμετρος τοῦ δίσκου τῆς Σελήνης εἶναι $\omega = 31'$. Πόση εἶναι ἡ διάμετρος τοῦ εἰδώλου τῆς Σελήνης πού σχηματίζεται ἀπό κοῖλο καθρέφτη ἑστιακῆς ἀποστάσεως $f = 12{,}90$ m ;

128. Ἕνα φωτεινό σημεῖο Α ἀπέχει 40 cm ἀπό κοῖλο καθρέφτη Κ, ἑστιακῆς ἀποστάσεως $f = 30$ cm. Κάθετα στόν κύριο ἄξονα αὐτοῦ τοῦ καθρέφτη τοποθετοῦμε ἐπίπεδο καθρέφτη Κ′. Ποῦ πρέπει νά τοποθετήσουμε τόν καθρέφτη Κ′, ὥστε οἱ ἀκτίνες πού φεύγουν ἀπό τό σημεῖο Α, ἀφοῦ ἀνακλασθοῦν διαδοχικά πάνω στούς δύο καθρέφτες νά συγκεντρώνονται στό σημεῖο Α ;

129. Κυρτός σφαιρικός καθρέφτης δίνει εἴδωλο 8 φορές μικρότερο ἀπό τό ἀντικείμενο. Ἡ ἀπόσταση τοῦ εἰδώλου ἀπό τό ἀντικείμενο φαίνεται ὅτι εἶναι 90 cm. Πόση εἶναι ἡ ἀπόσταση τοῦ ἀντικειμένου ἀπό τόν καθρέφτη καί ἡ ἀκτίνα καμπυλότητας τοῦ καθρέφτη;

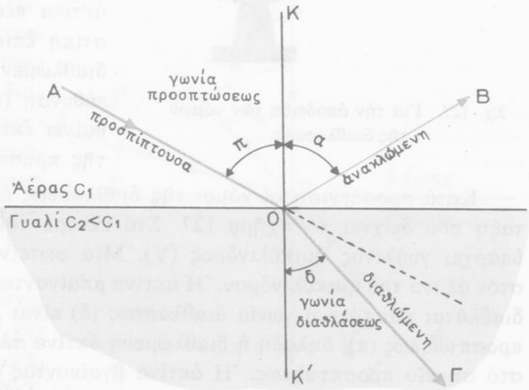
130. Δύο σφαιρικοί καθρέφτες, ὁ ἕνας κυρτός M_1 καί ὁ ἄλλος κοῖλος M_2, ἔχουν τήν ἴδια ἀκτίνα καμπυλότητας $R = 20$ cm, τόν ἴδιο κύριο ἄξονα, οἱ ἐπιφάνειές τους εἶναι ἡ μιά ἀπέναντι στήν ἄλλη καί ἡ ἀπόσταση τῶν δύο κορυφῶν τους εἶναι $O_1O_2 = 40$ cm. Στή μέση αὐτῆς τῆς ἀποστάσεως τοποθετοῦμε ἕνα ἀντικείμενο AB. Νά βρεθεῖ ἡ θέση τοῦ εἰδώλου πού σχηματίζεται μετά τήν ἀνάκλαση τῶν ἀκτίνων πρῶτα πάνω στόν κυρτό καί ἔπειτα πάνω στόν κοῖλο καθρέφτη.

131. Ἐμπρός ἀπό κοῖλο καθρέφτη Μ ἑστιακῆς ἀποστάσεως 50 cm τοποθετοῦμε κάθετα στόν κύριο ἄξονα ἕναν ἐπίπεδο καθρέφτη Ν ἔτσι, ὥστε οἱ ἐπιφάνειές τους νά εἶναι ἡ μιά ἀπέναντι στήν ἄλλη. Ἡ ἀπόσταση ἀνάμεσα στούς δύο καθρέφτες εἶναι δ = 2 m. Μιά μικρή φωτεινή εὐθεία πού ἔχει ὕψος ΑΒ = 5 cm καί εἶναι κάθετη στόν κύριο ἄξονα βρίσκεται σέ ἀπόσταση 25 cm ἀπό τόν κοῖλο καθρέφτη Μ. Νά βρεθεῖ ἡ θέση καί τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου πού σχηματίζεται μετά τήν ἀνάκλαση τῶν ἀκτίνων πρῶτα πάνω στόν κοῖλο καθρέφτη Μ καί ἔπειτα πάνω στόν ἐπίπεδο καθρέφτη Ν.

Διάθλαση τοῦ φωτός

85. Διάθλαση τοῦ φωτός

α. Ὁρισμός. Ὅταν μιά λεπτή *μονοχρωματική* δέσμη φωτός πέφτει πλάγια πάνω στήν ἐπιφάνεια πού διαχωρίζει *δύο διαφορετικά* διαφανή μέσα, τότε ἕνα μέρος τοῦ φωτός μπαίνει στό δεύτερο διαφανές μέσο, *ἀλλάζοντας ὅμως διεύθυνση* (σχ. 126) Αὐτό τό φαινόμενο ὀνομάζεται *διάθλαση* τοῦ φωτός καί ὀφείλεται στό ὅτι ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός εἶναι *διαφορετική* στά δύο διαφανή μέσα. Τό ἐπίπεδο ΑΟΚ στό ὁποῖο βρίσκονται ἡ προσπίπτουσα ἀκτίνα (ΑΟ) καί ἡ κάθετος (ΚΚ΄) στή διαχωριστική ἐπιφάνεια, εἶναι τό ἐπίπεδο προσπτώσεως. Ἡ ἀκτίνα ΟΓ εἶναι *ἡ διαθλώμενη* ἀκτίνα καί ἡ γωνία ΓΟΚ΄ εἶναι ἡ *γωνία διαθλάσεως*.



Σχ. 126. Οἱ γωνίες προσπτώσεως (π) καί διαθλάσεως (δ).

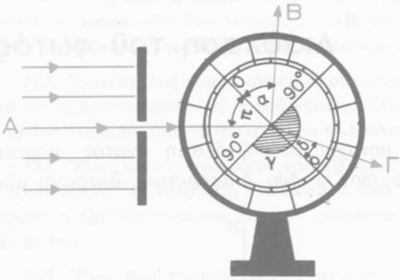
β. Νόμοι τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτός. Ἀπό τή μελέτη τοῦ φαινομένου τῆς διαθλάσεως βρέθηκαν οἱ ἑξῆς νόμοι τῆς διαθλάσεως τοῦ φωτός:

Ι. Ἡ προσπίπτουσα καί ἡ διαθλώμενη ἀκτίνα βρίσκονται στό ἐπίπεδο προσπτώσεως.

ΙΙ. Ὁ λόγος τοῦ ἡμιτόνου τῆς γωνίας προσπτώσεως (π) πρός τό ἡμίτονο τῆς γωνίας διαθλάσεως (δ) εἶναι σταθερός, ὀνομάζεται δείκτης δια-

θλάσεως (n) καί εἶναι ἴσος μέ τό λόγο τῶν ταχυτήτων τοῦ φωτός στά δύο διαφανή μέσα.

$$\text{δείκτης διαθλάσεως} \quad n_{2,1} = \frac{\eta\mu\,\pi}{\eta\mu\,\delta} = \frac{c_1}{c_2}$$



Σχ. 127. Γιά τήν ἀπόδειξη τῶν νόμων τῆς διαθλάσεως.

Ὁ δείκτης διαθλάσεως ἐξαρτᾶται ἀπό τή *φύση* τῶν δύο διαφανῶν μέσων καί εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπό τή γωνία προσπτώσεως. Ὁ δείκτης διαθλάσεως, πού ὁρίσαμε γιά τό σύστημα ἀέρας - γυαλί, εἶναι *ὁ σχετικός δείκτης διαθλάσεως* τοῦ γυαλιοῦ ὡς πρός τόν ἀέρα. Ἄν ἡ ἀκτίνα πέφτει κάθετα στή διαθλαστική ἐπιφάνεια ($\pi = 0^o$), τότε ἡ διαθλώμενη ἀκτίνα δέν ἀλλάζει διεύθυνση ($\delta = 0^o$), δηλαδή δέν παθαίνει *ἐκτροπή* ἀπό τή διεύθυνση τῆς προσπίπτουσας ἀκτίνας.

Κατά προσέγγιση οἱ νόμοι τῆς διαθλάσεως ἐπαληθεύονται μέ τή διάταξη πού δείχνει τό σχῆμα 127 Στό κέντρο τοῦ γωνιομετρικοῦ κύκλου ὑπάρχει γυάλινος ἡμικύλινδρος (Υ). Μιά φωτεινή ἀκτίνα πέφτει κάθετα στόν ἄξονα τοῦ ἡμικυλίνδρου. Ἡ ἀκτίνα μπαίνοντας ἀπό τόν ἀέρα στό γυαλί διαθλᾶται καί τότε ἡ γωνία διαθλάσεως (δ) εἶναι *μικρότερη* ἀπό τή γωνία προσπτώσεως (π), δηλαδή ἡ διαθλώμενη ἀκτίνα *πλησιάζει* πρός τήν κάθετο στό σημεῖο προσπτώσεως. Ἡ ἀκτίνα βγαίνοντας ἀπό τό γυαλί στόν ἀέρα δέν ἀλλάζει διεύθυνση, γιατί πέφτει κάθετα στήν κυλινδρική ἐπιφάνεια, πού διαχωρίζει τό γυαλί ἀπό τόν ἀέρα. Ὅταν μεταβάλλουμε τή γωνία προσπτώσεως π, μεταβάλλεται καί ἡ γωνία διαθλάσεως δ, ἀλλά ὁ λόγος ημ π/ημ δ μένει σταθερός.

γ. Ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως. Ὁ δείκτης διαθλάσεως, πού ἀντιστοιχεῖ σέ μετάβαση τοῦ φωτός *ἀπό τό κενό* στό διαφανές ὑλικό, ὀνομάζεται *ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως* τοῦ ὑλικοῦ. Στήν πράξη χρησιμοποιοῦμε *τό σχετικό δείκτη διαθλάσεως*, πού ἀντιστοιχεῖ σέ μετάβαση τοῦ φωτός *ἀπό τόν ἀέρα* στά διάφορα διαφανή ὑλικά. Γενικά βρήκαμε ὅτι ὁ σχετικός δείκτης διαθλάσεως ἑνός ὑλικοῦ ὡς πρός τόν ἀέρα *εἶναι κατά μεγάλη προσέγγιση ἴσος μέ τόν ἀπόλυτο δείκτη διαθλάσεως τοῦ ὑλικοῦ.*

Ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως τοῦ ἀέρα εἶναι :

$$n = \frac{c_0\,(\text{κενό})}{c\,(\text{ἀέρας})} = 1{,}000\,293 \quad \text{ἤ} \quad n \simeq 1$$

Δεῖκτες διαθλάσεως
(γιά τήν κίτρινη ἀκτινοβολία τοῦ νατρίου)

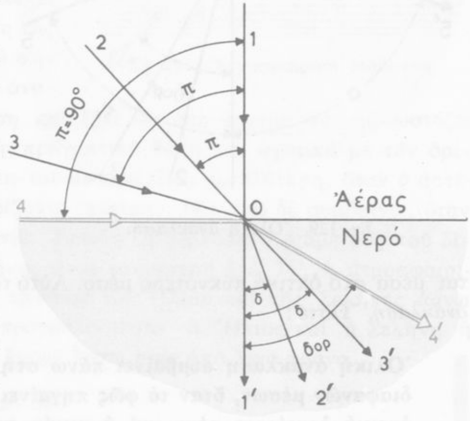
διαμάντι $n = 2{,}470$, κοινό γυαλί $n = 1{,}540$, νερό $n = 1{,}333$

86. Ὁριακή γωνία

Ἀπό δύο διαφανή μέσα ἐκεῖνο στό ὁποῖο ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός ἔχει μικρότερη τιμή ὀνομάζεται *ὀπτικά πυκνότερο (ἤ διαθλαστικότερο)*. Ἔτσι τό γυαλί, τό νερό εἶναι ὀπτικά πυκνότερα ἀπό τόν ἀέρα (*). Σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση :

$$n = \frac{\eta\mu\,\pi}{\eta\mu\,\delta} = \frac{c_1}{c_2} \qquad (1)$$

ἄν εἶναι $c_2 < c_1$, τότε εἶναι $\eta\mu\,\pi > \eta\mu\,\delta$ καί $\pi > \delta$. Ὥστε, ὅταν μιά φωτεινή ἀκτίνα μπαίνει σέ ὀπτικά πυκνότερο διαφανές μέσο, ἡ γωνία διαθλάσεως εἶναι *πάντοτε μικρότερη* ἀπό τή γωνία προσπτώσεως, δηλαδή ἡ διαθλώμενη ἀκτίνα *πλησιάζει πρός τήν κάθετο* στή διαχωριστική ἐπιφάνεια.



Σχ. 128. Ὁριακή γωνία ($\delta_{o\rho}$).

Ὅταν αὐξάνει ἡ γωνία προσπτώσεως π, αὐξάνει καί ἡ γωνία διαθλάσεως δ (σχ. 128) Καί ὅταν ἡ γωνία προσπτώσεως τείνει νά λάβει τή μέγιστη τιμή της $\pi = 90^0$, ἡ γωνία διαθλάσεως τείνει νά λάβει μιά ὁριακή τιμή $\delta_{o\rho}$, πού ὀνομάζεται *ὁριακή γωνία*. Ἀπό τήν ἐξίσωση :

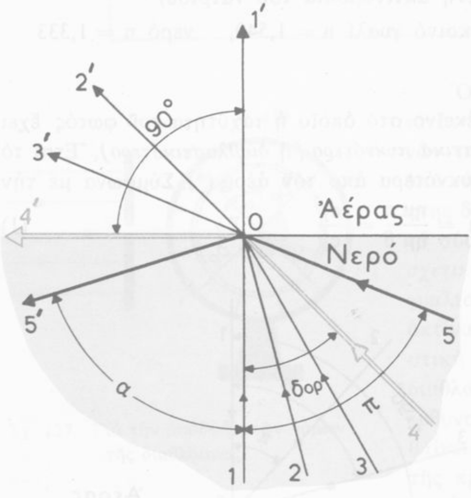
$$n = \frac{\eta\mu\,90^0}{\eta\mu\,\delta_{o\rho}} \quad \text{βρίσκουμε} \quad \boxed{\eta\mu\,\delta_{o\rho} = \frac{1}{n}}$$

Ὥστε, τό ἡμίτονο τῆς ὁριακῆς γωνίας ($\delta_{o\rho}$) *εἶναι ἴσο μέ τό ἀντίστροφο τοῦ δείκτη διαθλάσεως* (n). Γιά τό σύστημα ἀέρας-νερό εἶναι $\delta_{o\rho} = 48{,}5^0$

(*) Τό ὀπτικά πυκνότερο ὑλικό δέν ἔχει πάντοτε καί τή μεγαλύτερη πυκνότητα (ρ), π.χ. τό οἰνόπνευμα εἶναι ὀπτικά πυκνότερο ἀπό τό νερό.

87. Ὁλική ἀνάκλαση

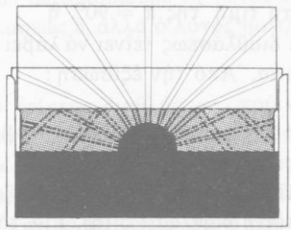
Σύμφωνα μέ τήν ἀρχή τῆς ἀντίστροφης πορείας τοῦ φωτός (§ 81), ὅταν μιά φωτεινή ἀκτίνα μπαίνει ἀπό ὀπτικά πυκνότερο σέ ὀπτικά ἀραιότερο μέσο, τότε ἡ γωνία διαθλάσεως εἶναι *μεγαλύτερη* ἀπό τή γωνία προσπτώσεως καί ἡ διαθλώμενη ἀκτίνα ἀπομακρύνεται ἀπό τήν κάθετο στή διαχωριστική ἐπιφάνεια. Ἄν ἡ γωνία προσπτώσεως γίνει *ἴση μέ τήν ὁριακή γωνία* $\delta_{ορ}$, τότε ἡ γωνία διαθλάσεως ἔχει τή μεγαλύτερη τιμή της καί εἶναι ἴση μέ 90^o (σχ. 129). Ἄν ἡ γωνία προσπτώσεως γίνει *μεγαλύτερη ἀπό τήν ὁριακή γωνία* $\delta_{ορ}$, δέν μπορεῖ νά συμβεῖ διάθλαση. Τότε ἡ προσπίπτουσα ἀκτίνα ἀνακλᾶται πάνω στή διαχωριστική ἐπιφάνεια σύμφωνα μέ τούς νόμους τῆς ἀνακλάσεως καί ἐξακολουθεῖ νά διαδίδεται μέσα στό ὀπτικά πυκνότερο μέσο. Αὐτό τό φαινόμενο ὀνομάζεται *ὁλική ἀνάκλαση*. Ὥστε:



Σχ. 129. Ὁλική ἀνάκλαση.

Ὁλική ἀνάκλαση συμβαίνει πάνω στή διαχωριστική ἐπιφάνεια δύο διαφανῶν μέσων, ὅταν τό φῶς πηγαίνει ἀπό τό ὀπτικά πυκνότερο στό ὀπτικά ἀραιότερο μέσο καί ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν ὁριακή γωνία ($\delta_{ορ}$).

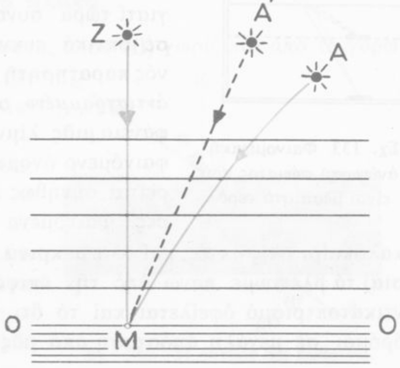
Πειραματικά τό φαινόμενο τῆς ὁλικῆς ἀνακλάσεως ἐπαληθεύεται μέ τή διάταξη πού δείχνει τό σχῆμα 130 Μέσα στό νερό ὑπάρχει μεταλλική σφαίρα, πού ἔχει τρύπες κατά μῆκος ἑνός μέγιστου κύκλου τῆς σφαίρας. Μέσα σ' αὐτήν ὑπάρχει ἠλεκτρικός λαμπτήρας.



Σχ. 130. Πειραματική διάταξη γιά τήν ἀπόδειξη τῆς ὁλικῆς ἀνακλάσεως.

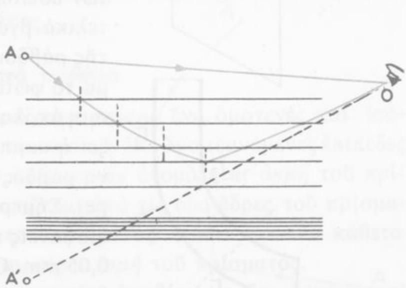
88. Ἀποτελέσματα τῆς διαθλάσεως

α. Ἀτμοσφαιρική διάθλαση. Ξέρουμε ὅτι ἡ πυκνότητα τῶν στρωμάτων τῆς ἀτμόσφαιρας συνεχῶς ἐλαττώνεται, ὅσο ἀπομακρυνόμαστε ἀπό τήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας. Μιά φωτεινή ἀκτίνα, πού προέρχεται ἀπό ἕναν ἀστέρα, καθώς προχωρεῖ μέσα στήν ἀτμόσφαιρα, παθαίνει συνεχῶς διαδοχικές διαθλάσεις. Ἐπειδή ἡ ἀκτίνα συνεχῶς πηγαίνει ἀπό ὀπτικά ἀραιότερο σέ ὀπτικά πυκνότερο στρῶμα ἀέρα, γι' αὐτό ἡ ἀκτίνα διαθλᾶται *πλησιάζοντας* πρός τήν κάθετο (σχ. 131). Ἔτσι ἡ φωτεινή ἀκτίνα παίρνει μορφή καμπύλης καί τό μάτι μας Μ βλέπει τόν ἀστέρα κατά τή διεύθυνση τῆς ἐφαπτομένης τῆς καμπύλης στό σημεῖο Μ. Αὐτό τό φαινόμενο ὀνομάζεται *ἀτμοσφαιρική διάθλαση* καί ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα νά παρουσιάζει τόν ἀστέρα ψηλότερα ἀπό τήν πραγματική θέση του σχετικά μέ τόν ὁρίζοντα. Ἡ φαινομενική ἀνύψωση τοῦ ἀστέρα εἶναι μεγαλύτερη, ὅταν ὁ ἀστέρας βρίσκεται κοντά στόν ὁρίζοντα (περίπου 34′), ἐνῶ δέ συμβαίνει, ὅταν ὁ ἀστέρας βρίσκεται στό Ζενίθ. Ἐπειδή ἡ φαινόμενη διάμετρος τοῦ δίσκου τοῦ Ἡλίου καί τῆς Σελήνης εἶναι μικρότερη ἀπό 34′, ἡ ἀτμοσφαιρική διάθλαση μᾶς παρουσιάζει τό δίσκο τοῦ Ἡλίου καί τῆς Σελήνης πάνω ἀπό τόν ὁρίζοντα, ἐνῶ στήν πραγματικότητα ὁ Ἥλιος καί ἡ Σελήνη ἤ δέν ἔχουν ἀκόμη ἀνατείλει ἤ ἔχουν δύσει πρίν ἀπό λίγο χρόνο.

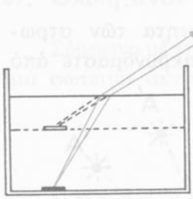


Σχ. 131. Ἀτμοσφαιρική διάθλαση.

β. Ἀντικατοπτρισμός. Ὅταν σέ μιά περιοχή τό ἔδαφος θερμαίνεται πολύ (π.χ. στίς ἐρήμους), τότε τά στρώματα τοῦ ἀέρα, πού βρίσκονται σέ ἐπαφή μέ τό ἔδαφος θερμαίνονται πολύ καί γίνονται ἀραιότερα ἀπό τά ὑπερκείμενα στρώματα. Μιά φωτεινή ἀκτίνα, πού προέρχεται ἀπό ἕνα ψηλό ἀντικείμενο (π.χ. ἕνα δέντρο), μπαίνει τότε συνεχῶς ἀπό ὀπτικά πυκνότερο σέ ὀπτικά ἀραιότερο στρῶμα καί μεταβάλλεται σέ κα-



Σχ. 132. Ἀντικατοπτρισμός.

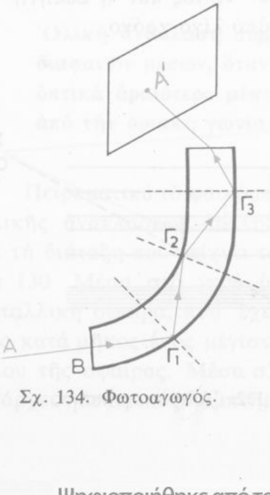


Σχ. 133. Φαινομενική ἀνύψωση σώματος πού εἶναι μέσα στό νερό.

μπύλη (σχ. 132). Στή διαχωριστική ἐπιφάνεια δύο τέτοιων στρωμάτων ἡ ἀκτίνα δέν μπαίνει στό ἀραιότερο στρῶμα, ἀλλά ἐκεῖ παθαίνει *ὁλική ἀνάκλαση*. Τότε ἡ ἀκτίνα ἀκολουθεῖ μιά συμμετρική πορεία, γιατί τώρα συνεχῶς μπαίνει ἀπό ὀπτικά ἀραιότερα σέ ὀπτικά πυκνότερα στρώματα. Ἔτσι τό μάτι ἑνός παρατηρητῆ βλέπει τό εἴδωλο τοῦ ἀντικειμένου *ἀντιστραμμένο*, σάν νά ἦταν ἐμπρός του ἡ ἤρεμη ἐπιφάνεια μιᾶς λίμνης (ἐπίπεδος καθρέφτης). Αὐτό τό φαινόμενο ὀνομάζεται *ἀντικατοπτρισμός* καί παρατηρεῖται συνήθως στίς ἐρήμους τίς μεσημβρινές ὧρες. Φαινόμενα ἀντικατοπτρισμοῦ παρατηροῦμε τό καλοκαίρι στίς ἀκτές, καί τότε μακρινά τμήματα τῆς ξηρᾶς (ἀκρωτήρια, νησιά) τά βλέπουμε πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας. Ἐπίσης σέ ἀντικατοπτρισμό ὀφείλεται καί τό ὅτι τό καλοκαίρι οἱ ἀσφαλτοστρωμένοι δρόμοι σέ μεγάλη ἀπόσταση ἀπό μᾶς φαίνονται βρεγμένοι.

γ. Φαινομενική ἀνύψωση. Ἐξαιτίας τῆς διαθλάσεως ὁ πυθμένας ἑνός δοχείου, πού περιέχει νερό, ἤ ἕνα ἀντικείμενο πού βρίσκεται μέσα στό νερό, φαίνονται πιό κοντά στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ ἀπό ὅσο εἶναι στήν πραγματικότητα (σχ. 133). Σ' αὐτή τή φαινομενική ἀνύψωση ὀφείλεται καί τό ὅτι μιά εὐθύγραμμη ράβδος, πού ἕνα μέρος της βρίσκεται μέσα στό νερό, δέ φαίνεται εὐθύγραμμη.

δ. Φωτοαγωγοί. Μιά λεπτή δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων ΑΒ πέφτει κάθετα πάνω στή μιά βάση *γυάλινης* κυλινδρικῆς ράβδου, πού εἶναι καμπυλωμένη (σχ. 134). Ἄν ἡ καμπυλότητα τῆς ράβδου δέν εἶναι πολύ μεγάλη, τότε ἡ φωτεινή δέσμη παθαίνει διαδοχικά *ὁλική ἀνάκλαση* σέ διάφορα σημεῖα (Γ_1, Γ_2, Γ_3 ...) τῶν ἐσωτερικῶν τοιχωμάτων τῆς ράβδου καί τελικά βγαίνει στόν ἀέρα ἀπό τήν ἄλλη βάση τῆς ράβδου καί σχηματίζει πάνω σέ διάφραγμα τό φωτεινό σημεῖο Α'. Ἔτσι ἡ φωτεινή δέσμη ἀκολουθεῖ μιά τροχιά, πού τήν προσδιορίζει ἡ καμπυλωμένη ράβδος. Γι' αὐτό ἡ γυάλινη ράβδος ὀνομάζεται *φωτοαγωγός* (light pipe). Σήμερα κατασκευάζονται φωτοαγωγοί ἀπό διαφανεῖς πλαστικές ἶνες πού ἔχουν διάμετρο 0,05 mm. Οἱ φωτοαγωγοί χρησιμοποιοῦνται σέ διάφορες ἐφαρμογές, π.χ. στή χειρουργική γιά *ἐνδοσκοπήσεις*. Φωτοαγωγοί εἶναι καί *οἱ φλέβες*

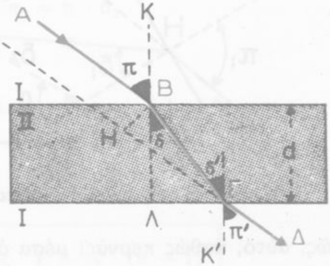


Σχ. 134. Φωτοαγωγός.

τοῦ κινούμενου νεροῦ. Τό φῶς βγαίνει στόν ἀέρα, τή στιγμή πού ἡ φλέβα τοῦ νεροῦ διαχωρίζεται σέ σταγονίδια, πού ἐμφανίζονται πολύ φωτεινά *(φωτεινοί πίδακες)*.

89. Διάδοση τοῦ φωτός μέσα ἀπό πλάκα

Ἕνα ὁμογενές καί ἰσότροπο διαφανές μέσο (ΙΙ) χωρίζεται ἀπό τό γύρω του διαφανές μέσο (Ι) μέ δύο παράλληλα ἐπίπεδα (σχ. 135). Τότε τό πρῶτο ἀπό αὐτά τά δύο μέσα ἀποτελεῖ μιά *πλάκα*. Τέτοιο σύστημα διαφανῶν μέσων ἀποτελεῖ μιά γυάλινη πλάκα, πού βρίσκεται μέσα στόν ἀέρα. Μιά φωτεινή ἀκτίνα ΑΒ πέφτει στήν πάνω ἕδρα τῆς πλάκας καί ἀφοῦ πάθει *δύο διαθλάσεις* βγαίνει στόν ἀέρα. Οἱ δύο γωνίες δ καί δ′, πού σχηματίζονται μέσα στό γυαλί, εἶναι ἴσες (γιατί εἶναι ἐντός ἐναλλάξ). Ἑπομένως γιά τίς δύο διαθλάσεις, ἰσχύουν οἱ σχέσεις :



Σχ. 135. Ἡ ἀκτίνα ΑΒ παθαίνει μόνο παράλληλη μετατόπιση.

στό σημεῖο Β $\quad n = \dfrac{\text{ημ}\,\pi}{\text{ημ}\,\delta} \quad$ στό σημεῖο Γ $\quad n = \dfrac{\text{ημ}\,\pi'}{\text{ημ}\,\delta'}$

Ἐπειδή εἶναι δ = δ′, ἕπεται ὅτι εἶναι π = π′. Ἡ ἀκτίνα ΓΔ, πού βγαίνει ἀπό τήν πλάκα, *εἶναι παράλληλη* μέ τήν προσπίπτουσα ἀκτίνα ΑΒ. Ὥστε, γιά τήν περίπτωση πού καί οἱ δύο ἕδρες τῆς πλάκας βρίσκονται σέ ἐπαφή μέ τό ἴδιο διαφανές μέσο, καταλήγουμε στό ἀκόλουθο συμπέρασμα :

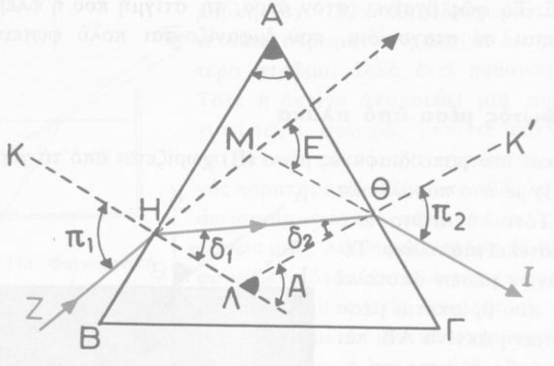
Ὅταν μιά φωτεινή ἀκτίνα περνάει μέσα ἀπό πλάκα, τότε ἡ ἀκτίνα παθαίνει μόνο παράλληλη μετατόπιση.

Ἡ φωτεινή ἀκτίνα δέν παθαίνει παράλληλη μετατόπιση, ὅταν πέφτει κάθετα πάνω στή μιά ἕδρα τῆς πλάκας.

90. Διάδοση τοῦ φωτός μέσα ἀπό πρίσμα

α. Ὁρισμοί. Στήν Ὀπτική ὀνομάζουμε *πρίσμα* ἕνα ὁμογενές καί ἰσότροπο διαφανές μέσο, πού περιορίζεται κυρίως ἀπό δύο τεμνόμενες ἐπίπεδες ἐπιφάνειες. Ἡ τομή αὐτῶν τῶν δύο ἐπιφανειῶν ὀνομάζεται *ἀκμή* τοῦ πρίσματος. Ἡ δίεδρη γωνία, πού σχηματίζεται ἀπό τίς δύο ἕδρες τοῦ πρίσματος, ὀνομάζεται *διαθλαστική γωνία* τοῦ πρίσματος. Κάθε ἐπίπεδο κάθετο στήν ἀκμή τοῦ πρίσματος ὀνομάζεται *κύρια τομή* τοῦ πρίσματος.

Στήν παρακάτω μελέτη τοῦ πρίσματος ὑποθέτουμε ὅτι ἰσχύουν οἱ ἀκόλουθες συνθῆκες : α) Ἡ προσπίπτουσα ἀκτίνα βρίσκεται *πάνω σέ μιά*



Σχ. 136. Ἡ ἀκτίνα ΖΗ ἐκτρέπεται κατά τή γωνία Ε.

κύρια τομή τοῦ πρίσματος. Τότε σύμφωνα μέ τό νόμο τῆς διαθλάσεως καί ἡ διαθλώμενη ἀκτίνα βρίσκεται πάνω στήν ἴδια κύρια τομή. β) Τό φῶς πού χρησιμοποιοῦμε εἶναι *μονοχρωματικό*, γιατί, ἄν πάνω στό πρίσμα πέσει λευκό φῶς, αὐτό, καθώς περνάει μέσα ἀπό τό πρίσμα, ἀναλύεται σέ πολλά ἁπλά χρώματα.

β. Ἐξισώσεις τοῦ πρίσματος. Τό σχῆμα 136 δείχνει μιά κύρια τομή πρίσματος, πού ἔχει διαθλαστική γωνία Α καί σχετικό δείκτη διαθλάσεως ὡς πρός τόν ἀέρα n. Μιά φωτεινή ἀκτίνα ΖΗ διαθλᾶται στά σημεῖα Η καί Θ καί βγαίνει στόν ἀέρα. Γι' αὐτές τίς δύο διαθλάσεις ἰσχύουν οἱ ἐξισώσεις :

$$\eta\mu\, \pi_1 = n \cdot \eta\mu\, \delta_1 \quad \text{καί} \quad \eta\mu\, \pi_2 = n \cdot \eta\mu\, \delta_2$$

Οἱ δύο κάθετες ΚΛ καί Κ'Λ σχηματίζουν τήν ὀξεία γωνία α, πού εἶναι ἴση μέ τή διαθλαστική γωνία Α τοῦ πρίσματος. Ἐπειδή ἡ γωνία α εἶναι ἐξωτερική γωνία τοῦ τριγώνου ΛΗΘ, ἔχουμε τή σχέση :

$$\alpha = \delta_1 + \delta_2 \quad \text{ἤ} \quad A = \delta_1 + \delta_2$$

Ἡ γωνία πού σχηματίζουν οἱ προεκτάσεις τῆς προσπίπτουσας ἀκτίνας ΖΗ καί τῆς ἐξερχόμενης ἀκτίνας ΘΙ ὀνομάζεται *γωνία ἐκτροπῆς* (Ε) καί, ἐπειδή εἶναι ἐξωτερική γωνία τοῦ τριγώνου ΗΜΘ, ἔχουμε τή σχέση :

$$E = (\pi_1 - \delta_1) + (\pi_2 - \delta_2) \quad \text{ἤ} \quad E = \pi_1 + \pi_2 - (\delta_1 + \delta_2)$$

$$\text{ἄρα} \quad E = \pi_1 + \pi_2 - A$$

Ἀπό τά παραπάνω συνάγεται τό συμπέρασμα :

Ὅταν μιά φωτεινή ἀκτίνα περνάει μέσα ἀπό πρίσμα, ἡ ἀκτίνα παθαίνει δύο διαθλάσεις καί ἰσχύουν οἱ ἐξισώσεις :

ἐξισώσεις	$\eta\mu\, \pi_1 = n \cdot \eta\mu\, \delta_1$	$\eta\mu\, \pi_2 = n \cdot \eta\mu\, \delta_2$
τοῦ πρίσματος	$A = \delta_1 + \delta_2$	$E = \pi_1 + \pi_2 - A$

γ. Λεπτό πρίσμα. Ἄν ἡ διαθλαστική γωνία Α τοῦ πρίσματος εἶναι *πολύ μικρή (λεπτό πρίσμα)* καί ἡ γωνία προσπτώσεως π_1 εἶναι ἐπίσης *πολύ μικρή*, τότε ἀντί γιά τά ἡμίτονα τῶν γωνιῶν μποροῦμε νά πάρουμε τίς ἴδιες τίς γωνίες μετρημένες σέ ἀκτίνια.

Σ' αὐτή τήν περίπτωση εἶναι:

$$\pi_1 = n \cdot \delta_1 \quad \text{καί} \quad \pi_2 = n \cdot \delta_2$$

Ἄρα ἡ γωνία ἐκτροπῆς (Ε) εἶναι:

$$E = n \cdot \delta_1 + n \cdot \delta_2 - A \quad \text{ἤ} \quad E = n \cdot (\delta_1 + \delta_2) - A$$

$$\text{καί } E = nA - A$$

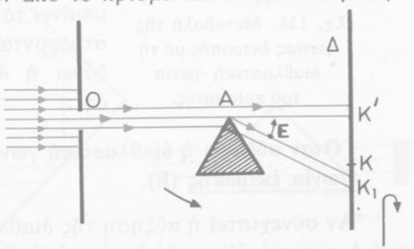
Ἀπό τήν τελευταία ἐξίσωση βρίσκουμε:

$$\boxed{\text{ἐξίσωση λεπτοῦ πρίσματος} \quad E = A \cdot (n - 1)}$$

Ὅταν τό πρίσμα εἶναι λεπτό καί ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι μικρή, ἡ γωνία ἐκτροπῆς (Ε) εἶναι ἀνάλογη μέ τή διαθλαστική γωνία (Α) τοῦ πρίσματος.

δ. Μεταβολή τῆς γωνίας ἐκτροπῆς. Ἐλάχιστη ἐκτροπή. Οἱ ἐξισώσεις τοῦ πρίσματος δείχνουν ὅτι ἡ γωνία ἐκτροπῆς Ε ἐξαρτᾶται ἀπό τή διαθλαστική γωνία Α, τό δείκτη διαθλάσεως n τοῦ πρίσματος καί τή γωνία προσπτώσεως π_1.

Στήν πορεία μιᾶς λεπτῆς παράλληλης μονοχρωματικῆς δέσμης παρεμβάλλουμε πρίσμα ἔτσι, ὥστε ἕνα μέρος τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης νά πέφτει πάνω στό πρίσμα κάθετα στήν ἀκμή του (σχ. 137). Τότε στό διάφραγμα σχηματίζονται δύο φωτεινές κηλίδες. Ἡ κηλίδα Κ′ προέρχεται ἀπό τίς ἀκτίνες τῆς δέσμης πού δέν πέρασαν ἀπό τό πρίσμα, ἐνῶ ἡ κηλίδα K_1 προέρχεται ἀπό τίς ἀκτίνες πού πέρασαν ἀπό τό πρίσμα καί ἔπαθαν ἐκτροπή. Παίρνουμε ὡς ἄξονα περιστροφῆς τήν ἀκμή τοῦ πρίσματος. Τότε στρέφοντας τό πρίσμα μεταβάλλουμε τή γωνία προσπτώσεως. Ἡ φορά τῆς περιστροφῆς τοῦ πρίσματος εἶναι τέτοια, ὥστε ἡ κηλίδα K_1 νά πλησιάζει πρός τήν κηλίδα Κ′. Μέ αὐτή τήν περιστροφή τοῦ πρίσματος ἡ γωνία προσπτώσεως συνεχῶς ἐλαττώνεται. Παρα-



Σχ. 137. Μεταβολή τῆς γωνίας ἐκτροπῆς μέ τή γωνία προσπτώσεως.

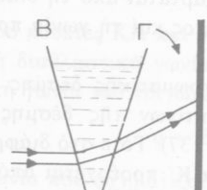
τηροῦμε ὅτι ἡ κηλίδα K_1 στήν ἀρχή πλησιάζει πρός τήν κηλίδα K′, φτάνει ὥς τή θέση K καί ἔπειτα συνεχῶς ἀπομακρύνεται ἀπό τήν κηλίδα K′. Αὐτό τό πείραμα δείχνει ὅτι γιά μιά ὁρισμένη τιμή τῆς γωνίας προσπτώσεως ἡ γωνία ἐκτροπῆς (E) λαβαίνει τήν ἐλάχιστη τιμή της, πού ὀνομάζεται *ἐλάχιστη ἐκτροπή*. Ὅταν πραγματοποιεῖται ἡ *ἐλάχιστη ἐκτροπή*, λέμε ὅτι τό πρίσμα βρίσκεται στή *θέση ἐλάχιστης ἐκτροπῆς*. Θεωρητικά καί πειραματικά ἀποδεικνύεται ὅτι:

Στή θέση τῆς ἐλάχιστης ἐκτροπῆς ἡ γωνία προσπτώσεως (π_1) εἶναι ἴση μέ τή γωνία ἐξόδου τῆς ἀκτίνας (π_2) ἀπό τό πρίσμα καί τότε ἡ ἀκτίνα μέσα στό πρίσμα ἔχει συμμετρική θέση σχετικά μέ τήν προσπίπτουσα καί τήν ἐξερχόμενη ἀκτίνα.

Ἐπειδή στή θέση τῆς ἐλάχιστης ἐκτροπῆς εἶναι $\pi_1 = \pi_2$, ἔπεται ὅτι εἶναι καί $\delta_1 = \delta_2$. Τότε ἀπό τίς γνωστές ἐξισώσεις τοῦ πρίσματος βρίσκουμε ὅτι γιά τή θέση τῆς ἐλάχιστης ἐκτροπῆς ἰσχύουν οἱ ἐξισώσεις:

θέση ἐλάχιστης	$\pi_1 = \pi_2$	$\delta_1 = \delta_2$	$\eta\mu\,\pi_1 = n \cdot \eta\mu\,\delta_1$
ἐκτροπῆς	$A = 2\delta_1$	$E_{\varepsilon\lambda\alpha\chi} = 2\pi_1 - A$	

ε. Μεταβολή τῆς γωνίας ἐκτροπῆς μέ τή διαθλαστική γωνία. Γιά νά ἔχουμε πρίσμα μέ μεταβλητή διαθλαστική γωνία, χρησιμοποιοῦμε δοχεῖο, πού οἱ δύο πλάγιες ἕδρες του μποροῦν νά στρέφονται γύρω ἀπό ὁριζόντιο ἄξονα (σχ. 138). Μέσα στό δοχεῖο ὑπάρχει νερό, πού ἀποτελεῖ ἕνα ὑγρό πρίσμα. Πάνω στή μιά ἕδρα τοῦ πρίσματος πέφτει λεπτή παράλληλη μονοχρωματική δέσμη. Διατηροῦμε σταθερή τήν ἕδρα, ἀπό τήν ὁποία μπαίνει τό φῶς στό πρίσμα (π_1 σταθερή), καί στρέφοντας τήν ἄλλη ἕδρα ἔτσι, ὥστε νά αὐξάνει ἡ διαθλαστική γωνία, διαπιστώνουμε ὅτι:



Σχ. 138. Μεταβολή τῆς γωνίας ἐκτροπῆς μέ τή διαθλαστική γωνία τοῦ πρίσματος.

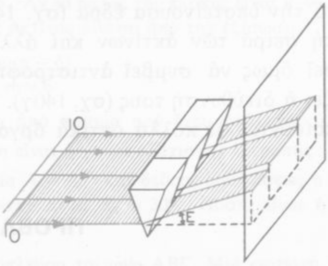
Ὅταν αὐξάνει ἡ διαθλαστική γωνία (A) τοῦ πρίσματος, αὐξάνει καί ἡ γωνία ἐκτροπῆς (E).

Ἄν συνεχιστεῖ ἡ αὔξηση τῆς διαθλαστικῆς γωνίας (A), ἔρχεται στιγμή πού ἡ φωτεινή δέσμη *δέ βγαίνει ἀπό τό πρίσμα*, ἀλλά πάνω στήν ἕδρα ΑΓ παθαίνει *ὁλική ἀνάκλαση*. Ἔτσι βρέθηκε ὅτι:

Ἡ φωτεινή ἀκτίνα βγαίνει ἀπό τό πρίσμα, ὅταν ἡ διαθλαστική γωνία του (Α) εἶναι μικρότερη ἤ ἴση μέ τό διπλάσιο τῆς ὁριακῆς γωνίας (δ_{op}).

συνθήκη γιά τήν ἔξοδο τῆς ἀκτίνας $A \leqq 2\,\delta_{op}$

στ. Μεταβολή τῆς γωνίας ἐκτροπῆς μέ τό δείκτη διαθλάσεως. Ἔχουμε ἕνα σύστημα πρισμάτων *(πολύπρισμα)* πού ἀποτελεῖται ἀπό πρίσματα, τά ὁποῖα ἔχουν τήν ἴδια διαθλαστική γωνία (Α σταθερή), διαφορετικούς ὅμως δεῖκτες διαθλάσεως (σχ. 139). Στό πολύπρισμα πέφτει λεπτή παράλληλη μονοχρωματική δέσμη (π_1 σταθερή). Πάνω σέ ἕνα διάφραγμα παρατηροῦμε ὅτι:

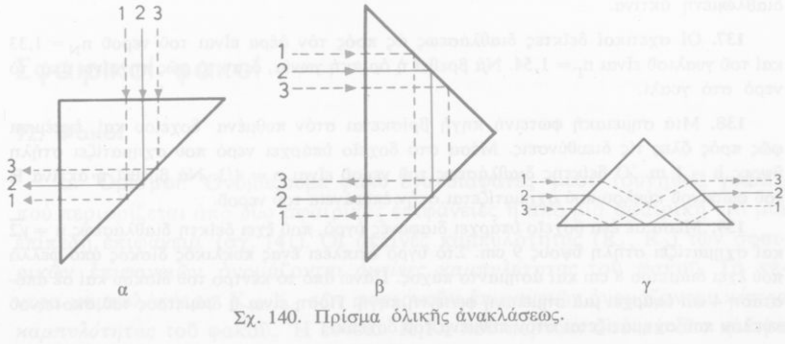


Σχ. 139. Μεταβολή τῆς γωνίας ἐκτροπῆς μέ τό δείκτη διαθλάσεως τοῦ πρίσματος.

Ἡ γωνία ἐκτροπῆς (Ε) αὐξάνει, ὅταν αὐξάνει ὁ δείκτης διαθλάσεως (n) τοῦ πρίσματος.

91. Πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως

Τά *πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως* εἶναι γυάλινα πρίσματα καί ἡ λειτουργία τους στηρίζεται στό φαινόμενο τῆς ὁλικῆς ἀνακλάσεως (γιά τό γυαλί ἡ ὁριακή γωνία εἶναι $\delta_{op} \simeq 42^0$). Ἡ κύρια τομή ἑνός πρίσματος ὁλικῆς ἀνακλάσεως εἶναι ὀρθογώνιο ἰσοσκελές τρίγωνο (σχ. 140α). Μιά φωτεινή ἀκτίνα, πού πέφτει κάθετα πάνω στή μιά κάθετη ἕδρα τοῦ πρίσματος, πέφτει πάνω στήν ὑποτείνουσα ἕδρα μέ γωνία προσπτώσεως 45°, δηλαδή μεγαλύ-



Σχ. 140. Πρίσμα ὁλικῆς ἀνακλάσεως.

τερη ἀπό τήν ὁριακή γωνία. Τότε ἡ ἀκτίνα πάνω στήν ὑποτείνουσα ἕδρα παθαίνει ὁλική ἀνάκλαση καί βγαίνει ἀπό τήν ἄλλη κάθετη ἕδρα χωρίς ἐκτροπή. Ἡ διεύθυνση τῆς ἀκτίνας ἀλλάζει κατά 90^{0}.

Ἄν οἱ φωτεινές ἀκτίνες πέσουν κάθετα πάνω στήν ὑποτείνουσα ἕδρα, τότε κάθε ἀκτίνα παθαίνει δύο ὁλικές ἀνακλάσεις καί βγαίνει πάλι κάθετα ἀπό τήν ὑποτείνουσα ἕδρα (σχ. 140 β). Ἔτσι ὅμως συμβαίνει *ἀντιστροφή* στή σειρά τῶν ἀκτίνων καί ἀλλαγή στή διεύθυνσή τους κατά 180^{0}. Μπορεῖ ὅμως νά συμβεῖ ἀντιστροφή στή σειρά τῶν ἀκτίνων, χωρίς νά ἀλλάξει ἡ διεύθυνσή τους (σχ. 140γ). Τά πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως χρησιμοποιοῦνται σέ πολλά ὀπτικά ὄργανα (τηλεσκόπια, περισκόπια κ.ἄ.).

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

132. Μιά ἀκτίνα μονοχρωματικοῦ φωτός μπαίνει ἀπό τόν ἀέρα σέ διαφανές σῶμα Α. Ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι $\pi = 45^{0}$ καί ἡ γωνία διαθλάσεως εἶναι $\delta = 30^{0}$. Πόσος εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ σώματος Α ὡς πρός τόν ἀέρα ; Ἄν ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός στόν ἀέρα εἶναι $c_0 = 300\,000$ km/sec, πόση εἶναι ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός στό σῶμα Α ;

133. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ νεροῦ ὡς πρός τόν ἀέρα εἶναι $n = 4/3$. Πόση εἶναι ἡ ταχύτητα τοῦ φωτός στό νερό ;

134. Μιά φωτεινή ἀκτίνα πηγαίνοντας ἀπό τόν ἀέρα στό γυαλί σχηματίζει γωνία προσπτώσεως $\pi = 45^{0}$. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ γυαλιοῦ εἶναι $n = \sqrt{2}$. Πόση ἐκτροπή παθαίνει ἡ φωτεινή ἀκτίνα μπαίνοντας μέσα στό γυαλί ;

135. Πόσος εἶναι ὁ σχετικός δείκτης διαθλάσεως τοῦ οἰνοπνεύματος ὡς πρός τό γυαλί, ἄν οἱ δεῖκτες διαθλάσεως αὐτῶν τῶν δύο σωμάτων ὡς πρός τόν ἀέρα ἀντίστοιχα εἶναι: $n_1 = 1{,}36$ καί $n_2 = 1{,}54$;

136. Μιά ἀκτίνα μονοχρωματικοῦ φωτός πέφτει μέ γωνία προσπτώσεως 50^{0} πάνω σέ μιά γυάλινη πλάκα πού ἔχει δείκτη διαθλάσεως $n = 1{,}50$. Νά βρεθοῦν ἡ γωνία ἀνακλάσεως, ἡ γωνία διαθλάσεως καί ἡ γωνία πού σχηματίζουν μεταξύ τους ἡ ἀνακλώμενη καί ἡ διαθλώμενη ἀκτίνα.

137. Οἱ σχετικοί δεῖκτες διαθλάσεως ὡς πρός τόν ἀέρα εἶναι τοῦ νεροῦ $n_N = 1{,}33$ καί τοῦ γυαλιοῦ εἶναι $n_\Gamma = 1{,}54$. Νά βρεθεῖ ἡ ὁριακή γωνία, ὅταν τό φῶς πηγαίνει ἀπό τό νερό στό γυαλί.

138. Μιά σημειακή φωτεινή πηγή βρίσκεται στόν πυθμένα δοχείου καί ἐκπέμπει φῶς πρός ὅλες τίς διευθύνσεις. Μέσα στό δοχεῖο ὑπάρχει νερό πού σχηματίζει στήλη ὕψους $h = 1$ m. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ νεροῦ εἶναι $n = 4/3$. Νά βρεθεῖ ἡ ἀκτίνα R τοῦ φωτεινοῦ κύκλου πού σχηματίζεται στήν ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ.

139. Μέσα σέ ἕνα δοχεῖο ὑπάρχει διαφανές ὑγρό, πού ἔχει δείκτη διαθλάσεως $n = \sqrt{2}$ καί σχηματίζει στήλη ὕψους 9 cm. Στό ὑγρό ἐπιπλέει ἕνας κυκλικός δίσκος ἀπό φελλό πού ἔχει διάμετρο 8 cm καί ἀσήμαντο πάχος. Πάνω ἀπό τό κέντρο τοῦ δίσκου καί σέ ἀπόσταση 4 cm ὑπάρχει μιά σημειακή φωτεινή πηγή. Πόση εἶναι ἡ διάμετρος τοῦ σκοτεινοῦ κύκλου πού σχηματίζεται στόν πυθμένα τοῦ δοχείου ;

140. Μιά μονοχρωματική ἀκτίνα πέφτει πλάγια πάνω σέ μιά γυάλινη πλάκα, πού ἔχει δείκτη διαθλάσεως n. Ποιά σχέση πρέπει νά ἰσχύει, γιά νά εἶναι ἡ ἀνακλώμενη καί ἡ διαθλώμενη ἀκτίνα κάθετες μεταξύ τους;
Ἐφαρμογή $n = 1,5$. $\text{εφ } 57^0 = 1,5$.

141. Μιά φωτεινή ἀκτίνα μπαίνοντας ἀπό τόν ἀέρα μέσα σέ μιά πλάκα σχηματίζει γωνία προσπτώσεως π καί γωνία διαθλάσεως δ. Ἄν τό πάχος τῆς πλάκας εἶναι d, νά βρεθεῖ ὅτι ἡ παράλληλη μετατόπιση α τῆς φωτεινῆς ἀκτίνας δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$\alpha = d \cdot \frac{\text{ημ}(\pi - \delta)}{\text{συν } \delta}$$

142. Μιά φωτεινή ἀκτίνα περνάει μέσα ἀπό πρίσμα πού ἔχει διαθλαστική γωνία $A = 60^0$ καί δείκτη διαθλάσεως $n = \sqrt{2}$. Πόση εἶναι ἡ γωνία ἐλάχιστης ἐκτροπῆς;

143. Ἕνα πρίσμα ἔχει διαθλαστική γωνία $A = 45^0$ καί δείκτη διαθλάσεως $n = 1,5$. Ἡ φωτεινή ἀκτίνα σχηματίζει γωνία προσπτώσεως $\pi_1 = 30^0$. Πόση εἶναι ἡ γωνία ἐκτροπῆς;

144. Ἡ κύρια τομή πρίσματος εἶναι ἰσόπλευρο τρίγωνο ΑΒΓ. Μιά φωτεινή ἀκτίνα πέφτει κάθετα πάνω στήν ἕδρα ΑΒ. Νά κατασκευαστεῖ ἡ πορεία τῆς ἀκτίνας καί νά βρεθεῖ πόση εἶναι ἡ γωνία ἐκτροπῆς, ἄν ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ πρίσματος εἶναι $n = \sqrt{2}$.

145. Ἕνα λεπτό γυάλινο πρίσμα ἔχει διαθλαστική γωνία $A_1 = 5^0$, δείκτη διαθλάσεως $n_1 = 1,52$ καί βρίσκεται σέ ἐπαφή μέ ἕνα ἄλλο γυάλινο πρίσμα πού ἔχει δείκτη διαθλάσεως $n_2 = 1,63$. Μιά φωτεινή ἀκτίνα, ὅταν πέφτει κάθετα πάνω στήν ἕδρα τοῦ ἑνός πρίσματος, βγαίνει ἀπό τήν ἕδρα τοῦ ἄλλου πρίσματος χωρίς νά πάθει ἐκτροπή. Πόση εἶναι ἡ διαθλαστική γωνία A_2 τοῦ ἄλλου πρίσματος;

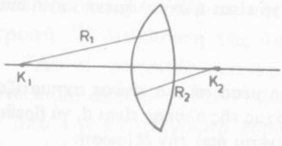
146. Μιά φωτεινή ἀκτίνα πέφτει κάθετα πάνω στή μιά ἕδρα πρίσματος, πού ἔχει διαθλαστική γωνία Α καί βγαίνει στόν ἀέρα ἀπό τήν ἄλλη ἕδρα τοῦ πρίσματος σχηματίζοντας μέ τήν κάθετο στήν ἕδρα γωνία π_2. Νά βρεθεῖ ὁ δείκτης διαθλάσεως n τοῦ πρίσματος.
Ἐφαρμογή $A = 30^0$. $\pi_2 = 45^0$.

147. Πόση πρέπει νά εἶναι ἡ διαθλαστική γωνία Α ἑνός πρίσματος πού ἔχει δείκτη διαθλάσεως $n = 1,75$, γιά νά μή μπορεῖ ἡ φωτεινή ἀκτίνα νά βγεῖ ἀπό τήν ἄλλη ἕδρα τοῦ πρίσματος στόν ἀέρα; $\text{ημ } 35^0 \simeq 0,571$.

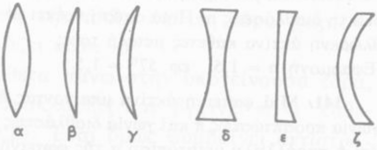
Σφαιρικοί φακοί

92. Φακοί

α. Ὁρισμοί. Ὀνομάζουμε *φακό* ἕνα διαφανές μέσο (συνήθως γυαλί), πού περιορίζεται ἀπό δύο σφαιρικές ἐπιφάνειες ἤ ἀπό μιά σφαιρική καί μιά ἐπίπεδη ἐπιφάνεια (σχ. 141). Οἱ ἀκτίνες καμπυλότητας (R_1, R_2) τῶν σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν ὀνομάζονται *ἀκτίνες καμπυλότητας* τοῦ φακοῦ. Τά κέντρα καμπυλότητας K_1, K_2 τῶν σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν ὀνομάζονται *κέντρα καμπυλότητας* τοῦ φακοῦ. Ἡ εὐθεία K_1K_2 πού περνάει ἀπό τά δύο κέντρα



Σχ. 141. Σφαιρικός φακός (R_1, R_2, ἀκτίνες καμπυλότητας; K_1, K_2 κέντρα καμπυλότητας).



Σχ. 142. Σφαιρικοί φακοί (α, β, γ, συγκεντρωτικοί, δ, ε, ζ ἀποκεντρωτικοί φακοί).

καμπυλότητας, ὀνομάζεται *κύριος ἄξονας* τοῦ φακοῦ.

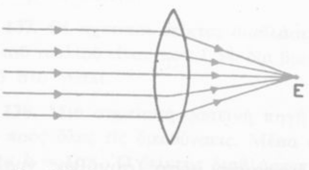
Στήν παρακάτω μελέτη τῶν φακῶν δεχόμαστε ὅτι ἰσχύουν οἱ ἑξῆς συνθῆκες:

α) Ὁ φακός βρίσκεται μέσα *στόν ἀέρα*, πού ὁ δείκτης διαθλάσεώς του εἶναι κατά προσέγγιση ἴσος μέ τή μονάδα ($n_{αερ} = 1$).

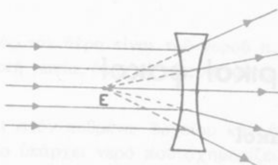
β) Οἱ φωτεινές ἀκτίνες πού πέφτουν στό φακό βρίσκονται *πολύ κοντά* στόν κύριο ἄξονα (κεντρικές ἀκτίνες).

γ) Τό φῶς πού πέφτει στό φακό εἶναι *μονοχρωματικό*.

β. Συγκεντρωτικοί καί ἀποκεντρωτικοί φακοί. Ἀπό τό συνδυασμό δύο σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν ἤ μιᾶς σφαιρικῆς καί μιᾶς ἐπίπεδης ἐπιφάνειας προκύπτουν ἕξι εἴδη φακῶν (σχ. 142). Οἱ φακοί πού εἶναι παχύτεροι στή μέση καί λεπτότεροι στίς ἄκρες ὀνομάζονται *συγκεντρωτικοί (ἤ συγκλίνοντες) φακοί*, γιατί μεταβάλλουν σέ συγκλίνουσα δέσμη μιά παράλληλη δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων πού πέφτει πάνω τους (σχ. 143). Ἀντίθετα οἱ φακοί, πού εἶναι λεπτότεροι στή μέση καί παχύτεροι στίς ἄκρες, ὀνομάζονται *ἀποκεντρωτικοί (ἤ ἀποκλίνοντες) φακοί*, γιατί μεταβάλλουν σέ ἀποκλίνουσα δέσμη μιά παράλληλη δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων πού πέφτει πάνω τους (σχ. 144

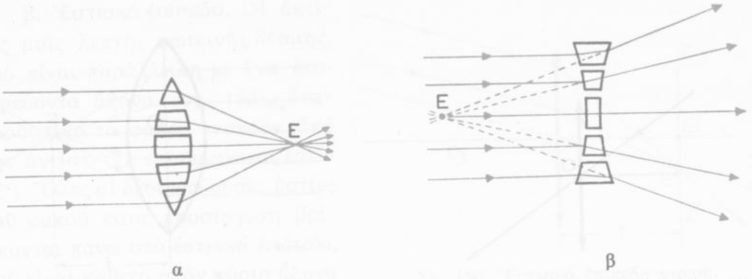


Σχ. 143. Ἡ κύρια ἑστία (Ε) τοῦ συγκεντρωτικοῦ φακοῦ.



Σχ. 144. Ἡ κύρια ἑστία (Ε) στόν ἀποκεντρωτικό φακό εἶναι φανταστική.

Ὅταν ἕνας συγκεντρωτικός φακός βρίσκεται μέσα σέ περιβάλλον ὀπτικά πυκνότερο ἀπό τόν φακό συμπεριφέρεται σάν ἀποκεντρωτικός καί ἀντίστροφα.

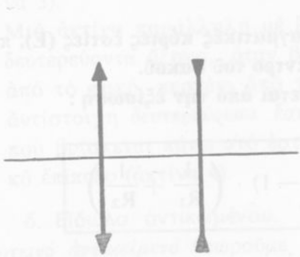


Σχ. 145. Ἐξήγηση τῆς ἰδιότητας τῶν φακῶν νά σχηματίζουν συγκλίνουσα (α) ἤ ἀποκλίνουσα (β) δέσμη.

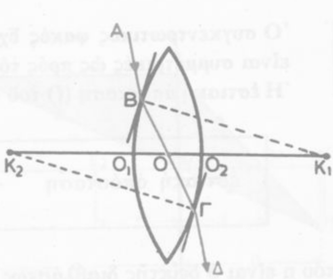
Ἡ ἰδιότητα αὐτή τῶν φακῶν ἑρμηνεύεται, ἄν θεωρήσουμε ὅτι ὁ φακός ἀποτελεῖται ἀπό μικρά τμήματα πρισμάτων, πού οἱ διαθλαστικές γωνίες τους (Α) μεταβάλλονται συνεχῶς, ὅσο προχωροῦμε ἀπό τόν κύριο ἄξονα πρός τίς ἄκρες τοῦ φακοῦ (σχ. 145).

Τό πάχος τῶν φακῶν πού συνήθως χρησιμοποιοῦμε, ὅταν τό μετρᾶμε κατά μῆκος τοῦ κύριου ἄξονα, εἶναι πολύ μικρό σχετικά μέ τίς ἀκτίνες καμπυλότητας. Αὐτοί οἱ φακοί ὀνομάζονται *λεπτοί φακοί* καί γραφικά παριστάνονται ὅπως δείχνει τό σχῆμα 146.

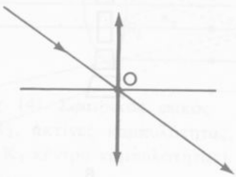
γ. Ὀπτικό κέντρο τοῦ φακοῦ. Ὁ κύριος ἄξονας τοῦ φακοῦ τέμνει τίς δύο σφαιρικές ἐπιφανειες σέ δύο σημεῖα O_1 καί O_2 (σχ. 147). Στούς λεπτούς φακούς θεωροῦμε ὅτι αὐτά τά δύο σημεῖα συμπίπτουν σέ ἕνα σημεῖο Ο τοῦ κύριου ἄξονα (σχ. 148). Αὐτό τό σημεῖο ὀνομάζεται *ὀπτικό κέντρο* τοῦ φακοῦ καί ἔχει τήν ἑξῆς ἰδιότητα :



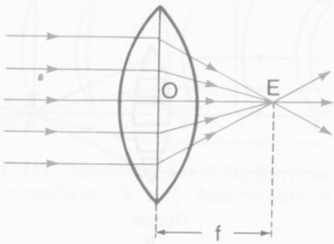
Σχ. 146. Σχηματική παράσταση τῶν λεπτῶν φακῶν (α συγκεντρωτικός, β ἀποκεντρωτικός φακός).



Σχ. 147. Ἡ ἀκτίνα πού περνάει ἀπό τό ὀπτικό κέντρο δέν παθαίνει ἐκτροπή.



Σχ. 148. Δευτερεύων ἄξονας φακοῦ.



Σχ. 149. Ἑστιακή ἀπόσταση (f) τοῦ φακοῦ.

Μιά φωτεινή ἀκτίνα, πού περνάει ἀπό τό ὀπτικό κέντρο, βγαίνει ἀπό τό φακό χωρίς ἐκτροπή.

Κάθε εὐθεία, πού περνάει ἀπό τό ὀπτικό κέντρο (ἐκτός ἀπό τόν κύριο ἄξονα) ὀνομάζεται *δευτερεύων ἄξονας* τοῦ φακοῦ (σχ. 148).

93. Συγκεντρωτικοί φακοί

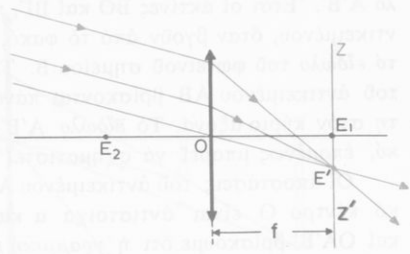
α. Κύρια ἑστία. Ἑστιακή ἀπόσταση. Σέ ἕνα συγκεντρωτικό φακό πέφτει μιά φωτεινή δέσμη παράλληλη μέ τόν κύριο ἄξονα (σχ. 149). Ὅλες οἱ ἀκτίνες πού βγαίνουν ἀπό τό φακό περνοῦν ἀπό ἕνα σημεῖο E τοῦ κύριου ἄξονα, πού ὀνομάζεται *κύρια ἑστία* τοῦ φακοῦ. Ἡ ἀπόσταση τῆς κύριας ἑστίας ἀπό τό ὀπτικό κέντρο ὀνομάζεται *ἑστιακή ἀπόσταση* (f) τοῦ φακοῦ. Αὐτή εἶναι *σταθερή* καί *ἀνεξάρτητη* ἀπό τή φορά τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων πού πέφτουν στό φακό. Ὥστε :

Ὁ συγκεντρωτικός φακός ἔχει δύο πραγματικές κύριες ἑστίες (E), πού εἶναι συμμετρικές ὡς πρός τό ὀπτικό κέντρο τοῦ φακοῦ.
Ἡ ἑστιακή ἀπόσταση (f) τοῦ φακοῦ δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

$$\boxed{\text{ἑστιακή ἀπόσταση} \quad \frac{1}{f} = (n-1)\cdot\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)}$$

ὅπου n εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ γυαλιοῦ ὡς πρός τόν ἀέρα καί R_1, R_2 εἶναι οἱ ἀκτίνες καμπυλότητας τοῦ φακοῦ. Ἄν ἡ μιά ἐπιφάνεια τοῦ φακοῦ εἶναι ἐπίπεδη, τότε εἶναι $R_2 = \infty$ (ἄρα $1/R_2 = 0$). Τά R_1 καί R_2 ἔχουν θετική τιμή, ὅταν ἀντιστοιχοῦν σέ *κυρτές* ἐπιφάνειες τῶν φακῶν.

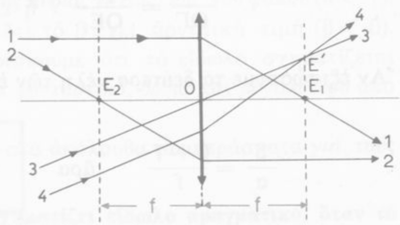
β. Ἑστιακό ἐπίπεδο. Οἱ ἀκτίνες μιᾶς λεπτῆς φωτεινῆς δέσμης, πού εἶναι παράλληλη μέ ἕνα δευτερεύοντα ἄξονα (σχ. 150), ὅταν βγοῦν ἀπό τό φακό, περνοῦν ἀπό τήν ἀντίστοιχη *δευτερεύουσα ἑστία* (Ε΄). Ὅλες οἱ δευτερεύουσες ἑστίες τοῦ φακοῦ κατά προσέγγιση βρίσκονται πάνω στό *ἑστιακό ἐπίπεδο*, πού εἶναι κάθετο στόν κύριο ἄξονα στό σημεῖο Ε.



Σχ. 150. Ἑστιακό ἐπίπεδο φακοῦ.

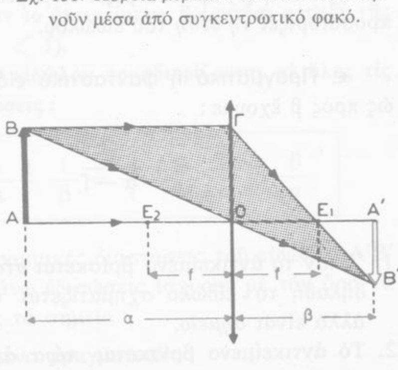
γ. Πορεία μερικῶν ἀκτίνων πού περνοῦν μέσα ἀπό συγκεντρωτικό φακό. Ἀπό τά παραπάνω καταλήγουμε στά ἀκόλουθα συμπεράσματα σχετικά μέ τήν πορεία ὁρισμένων ἀκτίνων (σχ. 151), πού περνοῦν μέσα ἀπό συγκεντρωτικό φακό:

1. Μιά ἀκτίνα παράλληλη μέ τόν κύριο ἄξονα, ὅταν βγεῖ ἀπό τό φακό, περνάει ἀπό τήν *κύρια ἑστία* (ἀκτίνα 1).
2. Μιά ἀκτίνα πού περνάει ἀπό τήν κύρια ἑστία, ὅταν βγεῖ ἀπό τό φακό, εἶναι *παράλληλη* μέ τόν κύριο ἄξονα (ἀκτίνα 2).
3. Μιά ἀκτίνα, ὅταν περνάει ἀπό τό ὀπτικό κέντρο, βγαίνει ἀπό τό φακό *χωρίς ἐκτροπή* (ἀκτίνα 3).
4. Μιά ἀκτίνα παράλληλη μέ ἕνα δευτερεύοντα ἄξονα, ὅταν βγεῖ ἀπό τό φακό, περνάει ἀπό τήν ἀντίστοιχη *δευτερεύουσα ἑστία*, πού βρίσκεται πάνω στό ἑστιακό ἐπίπεδο (ἀκτίνα 4).



Σχ. 151. Πορεία μερικῶν ἀκτίνων πού περνοῦν μέσα ἀπό συγκεντρωτικό φακό.

δ. Εἴδωλο ἀντικειμένου. Ὡς *φωτεινό ἀντικείμενο* θεωροῦμε μιά εὐθεία ΑΒ, *κάθετη* στόν κύριο ἄξονα (σχ. 152). Ἐπειδή ξέρουμε τήν πορεία ὁρισμένων ἀκτίνων, μποροῦμε νά κατασκευάσουμε τό εἴδω-



Σχ. 152. Πραγματικό εἴδωλο (Α΄Β΄) ἑνός ἀντικειμένου (ΑΒ).

λο Α′Β′. Ἔτσι οἱ ἀκτίνες ΒΟ καί ΒΓ, πού φεύγουν ἀπό τήν ἄκρη Β τοῦ ἀντικειμένου, ὅταν βγοῦν ἀπό τό φακό, τέμνονται στό σημεῖο Β′, πού εἶναι *τό εἴδωλο* τοῦ φωτεινοῦ σημείου Β. Τά εἴδωλα ὅλων τῶν ἄλλων σημείων τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ βρίσκονται πάνω στήν εὐθεία Α′Β′, πού εἶναι *κάθετη* στόν κύριο ἄξονα. Τό *εἴδωλο* Α′Β′ εἶναι *ἀντιστραμμένο* καί *πραγματικό*, ἑπομένως μπορεῖ νά σχηματιστεῖ πάνω σέ διάφραγμα.

Οἱ ἀποστάσεις τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ καί τοῦ εἰδώλου Α′Β′ ἀπό τό ὀπτικό κέντρο Ο εἶναι ἀντίστοιχα α καί β. Ἀπό τά ὅμοια τρίγωνα ΟΑΒ καί ΟΑ′Β′ βρίσκουμε ὅτι ἡ *γραμμική μεγέθυνση* εἶναι:

$$\frac{\mathrm{A'B'}}{\mathrm{AB}} = \frac{\mathrm{OA'}}{\mathrm{OA}} \quad \text{ἤ} \quad \boxed{\frac{\mathrm{A'B'}}{\mathrm{AB}} = \frac{\beta}{\alpha}} \tag{1}$$

Ἀπό τά ὅμοια τρίγωνα $\Gamma\mathrm{OE}_1$ καί $\mathrm{A'B'E}_1$ βρίσκουμε:

$$\frac{\mathrm{A'B'}}{\mathrm{O}\Gamma} = \frac{\mathrm{E_1A'}}{\mathrm{OE}_1} \quad \text{ἤ} \quad \frac{\mathrm{A'B'}}{\mathrm{AB}} = \frac{\beta - \mathrm{f}}{\mathrm{f}} \tag{2}$$

Ἄν ἐξισώσουμε τά δεύτερα μέλη τῶν ἐξισώσεων (1) καί (2), ἔχουμε:

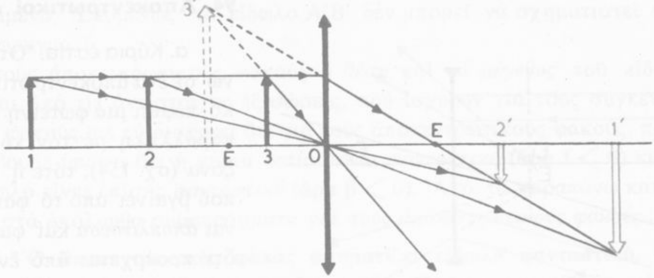
$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{\beta - \mathrm{f}}{\mathrm{f}} \quad \text{ἄρα} \quad \boxed{\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{\mathrm{f}}} \tag{3}$$

Ἡ ἐξίσωση (1) προσδιορίζει *τό μέγεθος* τοῦ εἰδώλου καί ἡ ἐξίσωση (3) προσδιορίζει *τή θέση* τοῦ εἰδώλου.

ε. Πραγματικό ἤ φανταστικό εἴδωλο. Ἄν λύσουμε τήν ἐξίσωση (3) ὡς πρός β ἔχουμε:

$$\beta = \frac{\alpha \mathrm{f}}{\alpha - \mathrm{f}} \quad \text{ἤ} \quad \beta = \frac{\mathrm{f}}{1 - \dfrac{\mathrm{f}}{\alpha}} \tag{4}$$

1. Ὅταν τό ἀντικείμενο βρίσκεται *στό ἄπειρο* ($\alpha = \infty$), τότε εἶναι $\beta = \mathrm{f}$, δηλαδή τό εἴδωλο σχηματίζεται *στήν κύρια ἑστία*, εἶναι *πραγματικό*, ἀλλά εἶναι *σημεῖο*.
2. Τό ἀντικείμενο βρίσκεται *πέρα ἀπό τήν κύρια ἑστία* ($\alpha > \mathrm{f}$). Τότε τό εἴδωλο σχηματίζεται *πέρα ἀπό τήν ἄλλη κύρια ἑστία* ($\beta > \mathrm{f}$) καί εἶναι *πραγματικό καί ἀντιστραμμένο* (σχ. 153).



Σχ. 153. Ὁ συγκεντρωτικός φακός σχηματίζει εἴδωλο πραγματικό (1΄, 2΄) καί εἴδωλο φανταστικό (3΄).

3. Τό ἀντικείμενο βρίσκεται *στήν κύρια ἑστία* ($\alpha = f$). Τότε τό εἴδωλο σχηματίζεται στό *ἄπειρο* ($\beta = \infty$), δηλαδή σ' αὐτή τήν περίπτωση *δέν ὑπάρχει εἴδωλο*.
4. Τό ἀντικείμενο βρίσκεται *μεταξύ τῆς κύριας ἑστίας καί τοῦ φακοῦ* ($\alpha < f$). Ἀπό τήν ἐξίσωση (4) βρίσκουμε ὅτι τό β ἔχει ἀρνητική τιμή ($\beta < 0$). Μέ τή γεωμετρική κατασκευή βρίσκουμε ὅτι τό εἴδωλο σχηματίζεται *πρός τό ἴδιο μέρος* τοῦ φακοῦ, εἶναι *φανταστικό*, *ὄρθιο* καί *μεγαλύτερο* ἀπό τό ἀντικείμενο.

Ἀπό τά παραπάνω καταλήγουμε στά ἀκόλουθα συμπεράσματα *γιά τούς συγκεντρωτικούς φακούς*:

I. Ὁ συγκεντρωτικός φακός σχηματίζει εἴδωλο πραγματικό, ὅταν τό ἀντικείμενο βρίσκεται πέρα ἀπό τήν κύρια ἑστία ($\alpha > f$), ἐνῶ σχηματίζει εἴδωλο φανταστικό, ὅταν τό ἀντικείμενο βρίσκεται μεταξύ τῆς κύριας ἑστίας καί τοῦ φακοῦ ($\alpha < f$).

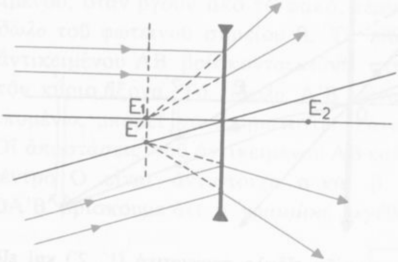
II. Ἡ θέση καί τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζονται σέ ὅλες τίς περιπτώσεις ἀπό τίς ἑξῆς ἐξισώσεις:

συγκεντρωτικοί φακοί	$\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} = \frac{1}{f}$	$\frac{E}{A} = \frac{\beta}{\alpha}$

ὅπου Ε καί Α εἶναι ἀντίστοιχα οἱ γραμμικές διαστάσεις τοῦ εἰδώλου Α΄Β΄ καί τοῦ ἀντικειμένου ΑΒ. Οἱ παραπάνω ἐξισώσεις ἰσχύουν μέ τόν ὅρο νά δεχτοῦμε τήν ἑξῆς σύμβαση ὡς πρός τά σημεῖα:

α θετικό : ἀντικείμενο πραγματικό
β θετικό : εἴδωλο πραγματικό
β ἀρνητικό : εἴδωλο φανταστικό.

94. Ἀποκεντρωτικοί φακοί



Σχ. 154. Κύρια ἑστία (Ε) καί ἑστιακό ἐπίπεδο σέ ἀποκλίνοντα φακό.

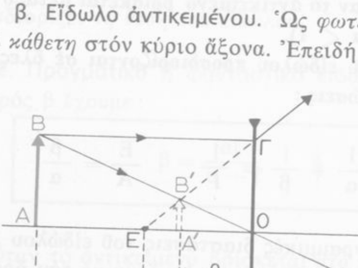
α. Κύρια ἑστία. Ὅταν πάνω σέ ἕνα ἀποκεντρωτικό φακό πέφτει μιά φωτεινή δέσμη παράλληλη μέ τόν κύριο ἄξονα (σχ. 154), τότε ἡ δέσμη πού βγαίνει ἀπό τό φακό εἶναι *ἀποκλίνουσα* καί φαίνεται ὅτι προέρχεται ἀπό ἕνα σημεῖο Ε τοῦ κύριου ἄξονα. Αὐτό τό σημεῖο εἶναι ἡ κύρια ἑστία τοῦ φακοῦ, ἡ ὁποία εἶναι *φανταστική*. Ὥστε :

Ὁ ἀποκεντρωτικός φακός ἔχει δύο φανταστικές κύριες ἑστίες (Ε) πού εἶναι συμμετρικές ὡς πρός τό ὀπτικό κέντρο τοῦ φακοῦ.
Ἡ ἑστιακή ἀπόσταση (f) τοῦ φακοῦ εἶναι ἀρνητική καί προσδιορίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

$$\text{ἑστιακή ἀπόσταση} \qquad \frac{1}{f} = (n-1)\cdot\left(\frac{1}{-R_1} + \frac{1}{-R_2}\right)$$

Τά R_1 καί R_2 ἔχουν *ἀρνητική* τιμή, ὅταν ἀντιστοιχοῦν σέ *κοῖλες* ἐπιφάνειες τῶν φακῶν. Στόν ἀποκεντρωτικό φακό καί οἱ δευτερεύουσες ἑστίες εἶναι *φανταστικές* καί βρίσκονται πάνω σέ δύο ἑστιακά ἐπίπεδα φανταστικά.

β. Εἴδωλο ἀντικειμένου. Ὡς *φωτεινό ἀντικείμενο* θεωροῦμε μιά εὐθεία ΑΒ *κάθετη* στόν κύριο ἄξονα. Ἐπειδή ξέρουμε τήν πορεία ὁρισμένων ἀκτίνων, μποροῦμε νά κατασκευάσουμε τό εἴδωλο Α′Β′ (σχ. 155). Οἱ ἀκτίνες ΒΓ καί ΒΟ, πού προέρχονται ἀπό τήν ἄκρη Β τοῦ ἀντικειμένου, ὅταν βγοῦν ἀπό τό φακό, φαίνεται ὅτι προέρχονται ἀπό τό σημεῖο Β′, πού εἶναι τό εἴδωλο τοῦ φωτεινοῦ σημείου Β. Τό εἴδωλο Α′Β′ εἶναι κάθετο στόν κύριο ἄξονα, *φανταστικό*, *ὄρθιο* καί *μικρότερο* ἀπό τό



Σχ. 155. Φανταστικό εἴδωλο (Α′Β′) ἑνός ἀντικειμένου (ΑΒ).

ἀντικείμενο. Ἑπομένως τό εἴδωλο Α'Β' δέν μπορεῖ νά σχηματιστεῖ πάνω σέ διάφραγμα.

Στούς ἀποκεντρωτικούς φακούς *ἡ θέση* καί *τό μέγεθος* τοῦ εἰδώλου δίνονται ἀπό τίς ἀντίστοιχες ἐξισώσεις, πού ἰσχύουν γιά τούς συγκεντρωτικούς φακούς, μέ τή διαφορά ὅτι γιά τούς ἀποκεντρωτικούς φακούς, πρέπει νά λάβουμε ὑπόψη ὅτι ἡ κύρια ἑστία εἶναι *φανταστική* (ἄρα $f<0$) καί ὅτι τό εἴδωλο εἶναι ἐπίσης *φανταστικό* (ἄρα $\beta<0$). Ἀπό τά παραπάνω καταλήγουμε στά ἀκόλουθα συμπεράσματα *γιά τούς ἀποκεντρωτικούς φακούς* :

Ι. Ὁ ἀποκεντρωτικός φακός σχηματίζει εἴδωλο φανταστικό, ὄρθιο καί μικρότερο ἀπό τό ἀντικείμενο. Τό εἴδωλο σχηματίζεται πάντοτε μεταξύ τοῦ φακοῦ καί τῆς φανταστικῆς κύριας ἑστίας του.

ΙΙ. Ἡ θέση καί τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου προσδιορίζονται ἀπό τίς ἐξισώσεις :

ἀποκεντρωτικοί φακοί	$\frac{1}{\alpha}-\frac{1}{\beta}=-\frac{1}{f}$	$\frac{E}{A}=-\frac{\beta}{\alpha}$

95. Γενικές ἐξισώσεις τῶν φακῶν

Ἄν α καί β εἶναι ἀντίστοιχα οἱ ἀποστάσεις τοῦ ἀντικειμένου καί τοῦ εἰδώλου ἀπό τό φακό (συγκεντρωτικό ἤ ἀποκεντρωτικό), Ε καί Α εἶναι ἀντίστοιχα οἱ γραμμικές διαστάσεις τοῦ εἰδώλου καί τοῦ ἀντικειμένου (πού εἶναι κάθετο στόν κύριο ἄξονα) καί τέλος R_1 καί R_2 εἶναι οἱ ἀκτίνες καμπυλότητας τοῦ φακοῦ, τότε γιά ὅλες τίς δυνατές περιπτώσεις ἰσχύουν οἱ ἀκόλουθες *γενικές ἐξισώσεις τῶν φακῶν* :

$$\frac{1}{f}=(n-1)\cdot\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right) \qquad \frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{f} \qquad \frac{E}{A}=\frac{\beta}{\alpha}$$

Γιά τίς παραπάνω ἐξισώσεις ἰσχύει ἡ ἑξῆς σύμβαση : θεωροῦμε *ἀρνητικά* τά μεγέθη α, β, f, ὅταν ἀντιστοιχοῦν σέ σημεῖα *φανταστικά*, καί τίς ἀκτίνες καμπυλότητας R_1, R_2, ὅταν ἀντιστοιχοῦν σέ *κοῖλες* ἐπιφάνειες. Ἔτσι γιά *πραγματικό ἀντικείμενο* ($\alpha>0$) ἔχουμε τίς ἑξῆς περιπτώσεις :

συγκεντρωτικός φακός ($R_1>0$, $R_2>0$, $f>0$)	$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{f}$	εἴδωλο πραγματικό ($\alpha>f$, $\beta>0$)
	$\frac{1}{\alpha}-\frac{1}{\beta}=\frac{1}{f}$	εἴδωλο φανταστικό ($\alpha>f$, $\beta<0$)
ἀποκεντρωτικός φακός ($R_1<0$, $R_2<0$, $f<0$)	$\frac{1}{\alpha}-\frac{1}{\beta}=-\frac{1}{f}$	εἴδωλο φανταστικό ($\alpha>0$, $\beta<0$)

Παράδειγμα. Ἀμφίκυρτος φακός ἔχει δείκτη διαθλάσεως $n = 1{,}5$ καί ἀκτίνες καμπυλότητας $R_1 = 40$ cm καί $R_2 = 60$ cm. Σέ ἀπόσταση $\alpha = 40$ cm ἀπό τό φακό τοποθετεῖται φωτεινή εὐθεία, πού ἔχει μῆκος $A = 5$ cm. Θά προσδιορίσουμε τή θέση (β) καί τό μέγεθος (Ε) τοῦ εἰδώλου. Οἱ δύο ἐπιφάνειες τοῦ φακοῦ εἶναι κυρτές, ἄρα οἱ ἀκτίνες καμπυλότητας εἶναι θετικές. Ἡ ἑστιακή ἀπόσταση (f) τοῦ φακοῦ βρίσκεται ἀπό τήν ἐξίσωση :

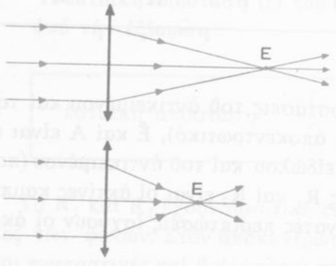
$$\frac{1}{f} = (n-1)\cdot\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right) = (1{,}5-1)\cdot\left(\frac{1}{40\text{ cm}}+\frac{1}{60\text{ cm}}\right) \quad \text{καί} \quad f = 48\text{ cm}$$

Δίνεται ὅτι εἶναι $\alpha < f$. Ἄρα τό εἴδωλο εἶναι φανταστικό. Αὐτό φαίνεται καί ὅταν ὑπολογίσουμε τήν ἀπόσταση β τοῦ εἰδώλου ἀπό τό φακό. Ἀπό τήν ἐξίσωση :

$$\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{\beta}=\frac{1}{f} \quad \text{βρίσκουμε} \quad \beta = \frac{\alpha\cdot f}{\alpha - f} = \frac{40\text{ cm}\cdot 48\text{ cm}}{(40-48)\text{ cm}} \quad \text{καί} \quad \beta = -240\text{ cm}$$

Τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου (κατά ἀπόλυτη τιμή) εἶναι :

$$E = A\cdot\frac{\beta}{\alpha} = 5\text{ cm}\cdot\frac{240\text{ cm}}{40\text{ cm}} \quad \text{καί} \quad E = 30\text{ cm}$$



Σχ. 156. Γιά τόν ὁρισμό τῆς ἰσχύος τοῦ φακοῦ.

96. Ἰσχύς φακοῦ

Σέ ἕνα συγκεντρωτικό φακό πέφτει φωτεινή δέσμη παράλληλη μέ τόν κύριο ἄξονα (σχ. 156). Ὁ φακός μετατρέπει αὐτή τή δέσμη σέ τόσο περισσότερο συγκλίνουσα, ὅσο μικρότερη εἶναι ἡ ἑστιακή ἀπόσταση (f) τοῦ φακοῦ. Ὀνομάζεται *ἰσχύς* (I) ἑνός φακοῦ τό ἀντίστροφο τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεώς του (f).

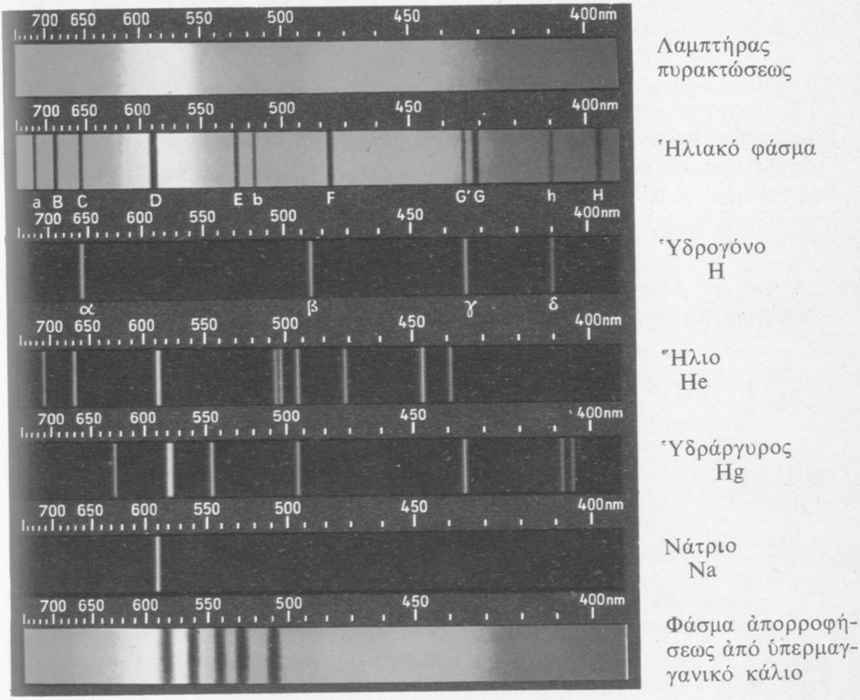
$$\boxed{\text{ἰσχύς φακοῦ} \quad I = \frac{1}{f}}$$

Ἡ ἰσχύς εἶναι θετική στούς συγκεντρωτικούς φακούς καί ἀρνητική στούς ἀποκεντρωτικούς. Στό σύστημα SI μονάδα ἰσχύος εἶναι ἡ *διοπτρία* (1 dpt), πού ὁρίζεται ὡς ἑξῆς :

Διοπτρία (1 dpt) εἶναι ἡ ἰσχύς φακοῦ, πού ἔχει ἑστιακή ἀπόσταση (f) ἴση μέ ἕνα μέτρο (1 m).

$$\boxed{1 \text{ διοπτρία (1 dpt)} = \frac{1}{1\text{ m}} \quad \text{ἤ} \quad 1\text{ dpt} = 1\text{ m}^{-1}}$$

Α. Φάσμα πού δίνει τό πρίσμα



Φάσματα ἐκπομπῆς καί ἀπορροφήσεως.
Οἱ διαιρέσεις τῆς κλίμακας δείχνουν τά μήκη κύματος ($1\ \mathrm{nm} = 10^{-9}\ \mathrm{m}$)

Ἔτσι π.χ. συγκεντρωτικός φακός, πού ἔχει ἑστιακή ἀπόσταση $f = 20$ cm, ἔχει ἰσχύ:

$$I = \frac{1}{f} = \frac{1}{0{,}20\ m} \quad \text{καί} \quad I = 5\ dpt$$

97. Σύστημα λεπτῶν φακῶν

Ὅταν πολλοί λεπτοί φακοί ἔχουν τόν ἴδιο κύριο ἄξονα καί βρίσκονται σέ ἐπαφή, τότε αὐτοί οἱ φακοί ἀποτελοῦν ἕνα σύστημα φακῶν, πού ἡ ἰσχύς του ($I_{ολ}$) εἶναι ἴση μέ τό ἀλγεβρικό ἄθροισμα τῶν ἰσχύων ὅλων τῶν φακῶν τοῦ συστήματος, δηλαδή εἶναι:

$$I_{ολ} = I_1 + I_2 + I_3 + \cdots$$

Ὥστε τό *σύστημα φακῶν* ἰσοδυναμεῖ *μέ ἕνα φακό*, πού ἔχει ἑστιακή ἀπόσταση $f_{ολ}$ καί ἰσχύ:

$$I_{ολ} = \frac{1}{f_{ολ}} \quad \text{ἄρα} \quad \boxed{\frac{1}{f_{ολ}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_3} + \cdots + \frac{1}{f_ν}}$$

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

148. Οἱ ἀκτίνες καμπυλότητας ἑνός φακοῦ, πού ἔχει δείκτη διαθλάσεως $n = 1{,}5$ εἶναι $R_1 = 40$ cm καί $R_2 = 60$ cm. Πόση εἶναι ἡ ἑστιακή ἀπόσταση f τοῦ φακοῦ;

149. Ἡ μιά ἀκτίνα καμπυλότητας ἀμφίκυρτου φακοῦ εἶναι $R_1 = 15$ cm, ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ φακοῦ εἶναι $n = 1{,}5$ καί ἡ ἑστιακή ἀπόστασή του εἶναι $f = 10$ cm. Πόση εἶναι ἡ ἄλλη ἀκτίνα καμπυλότητας R_2 τοῦ φακοῦ;

150. Σέ ἕναν ἀμφίκυρτο φακό οἱ δύο ἀκτίνες καμπυλότητας εἶναι ἴσες μέ $R_1 = R_2 = 50$ cm. Ἡ ἑστιακή ἀπόσταση τοῦ φακοῦ γιά ὁρισμένη ἀκτινοβολία εἶναι $f = 45$ cm. Πόσος εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ γυαλιοῦ γι' αὐτή τήν ἀκτινοβολία;

151. Σέ πόση ἀπόσταση ἀπό ἕνα συγκεντρωτικό φακό ἑστιακῆς ἀποστάσεως f πρέπει νά τοποθετήσουμε ἕνα ἀντικείμενο, γιά νά εἶναι τό εἴδωλο 3 φορές μεγαλύτερο ἀπό τό ἀντικείμενο;

152. Ἕνα φωτεινό σημεῖο βρίσκεται πάνω στόν κύριο ἄξονα συγκεντρωτικοῦ φακοῦ ἑστιακῆς ἀποστάσεως 15 cm. Ἡ ἀπόσταση τοῦ εἰδώλου ἀπό τό φακό εἶναι κατά 80 cm μικρότερη ἀπό τήν ἀπόσταση τοῦ ἀντικειμένου ἀπό τό φακό. Νά βρεθοῦν οἱ ἀποστάσεις τοῦ εἰδώλου καί τοῦ ἀντικειμένου ἀπό τό φακό.

153. Σέ πόση ἀπόσταση ἀπό συγκεντρωτικό φακό ἑστιακῆς ἀποστάσεως 15 cm πρέπει νά τοποθετήσουμε ἕνα ἀντικείμενο, ὥστε τό εἴδωλο πού σχηματίζεται νά ἔχει ἐπιφάνεια 9 φορές μεγαλύτερη ἀπό τήν ἐπιφάνεια τοῦ ἀντικειμένου;

154. Μιά φωτεινή εὐθεία, πού ἔχει μῆκος ΑΒ = 2 cm, βρίσκεται σέ ἀπόσταση d = 1 m ἀπό ἕνα διάφραγμα. Μεταξύ τῆς εὐθείας καί τοῦ διαφράγματος τοποθετοῦμε ἕνα συγκεντρωτικό φακό καί τότε στό διάφραγμα σχηματίζεται καθαρό εἴδωλο, ὅταν ὁ φακός βρίσκεται σέ δύο θέσεις πού ἀπέχουν l = 40 cm ἡ μιά ἀπό τήν ἄλλη. Πόση εἶναι ἡ ἐστιακή ἀπόσταση τοῦ φακοῦ καί πόσο εἶναι τό μῆκος τῶν δύο εἰδώλων πού σχηματίζονται πάνω στό διάφραγμα ;

155. Σέ ἀπόσταση 20 cm ἀπό ἀποκεντρωτικό φακό ἐστιακῆς ἀποστάσεως — 12 cm τοποθετοῦμε ἀντικείμενο πού ἔχει μῆκος ΑΒ = 10 cm. Νά βρεθεῖ ἡ θέση καί τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου.

156. Πάνω σέ ἕναν ἀποκεντρωτικό φακό πέφτει μιά κυλινδρική δέσμη ἀκτίνων πού εἶναι παράλληλες μέ τόν κύριο ἄξονα τοῦ φακοῦ. Σέ ἀπόσταση 16 cm ἀπό τό φακό καί κάθετα στόν ἄξονά του φέρνουμε ἕνα διάφραγμα. Τότε πάνω στό διάφραγμα σχηματίζεται ἕνας φωτεινός κύκλος, πού ἡ διάμετρός του εἶναι 3 φορές μεγαλύτερη ἀπό τή διάμετρο τῆς δέσμης πού πέφτει στό φακό. Πόση εἶναι ἡ ἐστιακή ἀπόσταση τοῦ φακοῦ ;

157. Ἕνας συμμετρικός ἀμφίκυρτος φακός ἔχει δείκτη διαθλάσεως n = 1,5 καί ἐπιπλέει στήν ἐπιφάνεια ὑδραργύρου. Σέ ὕψος 25 cm πάνω ἀπό τό φακό εἶναι ἕνα φωτεινό σημεῖο Α πού βρίσκεται πάνω στόν κύριο ἄξονα τοῦ φακοῦ. Τότε τό εἴδωλο σχηματίζεται στή θέση πού εἶναι καί τό σημεῖο Α. Πόση εἶναι ἡ ἐστιακή ἀπόσταση τοῦ φακοῦ ;

158. Μέ ἕνα φακό, πού ἔχει ἰσχύ 5 διοπτρίες, θέλουμε νά σχηματίσουμε πάνω σέ ἕναν τοῖχο (διάφραγμα) τό εἴδωλο Α΄Β΄ ἑνός ἀντικειμένου ΑΒ καί τό μῆκος τοῦ εἰδώλου νά εἶναι 20 φορές μεγαλύτερο ἀπό τό μῆκος τοῦ ἀντικειμένου. Ὁ κύριος ἄξονας τοῦ φακοῦ εἶναι κάθετος στόν τοῖχο. Νά βρεθοῦν οἱ ἀποστάσεις τοῦ φακοῦ ἀπό τόν τοῖχο καί τοῦ ἀντικειμένου ἀπό τό φακό.

159. Ἕνα ἀντικείμενο ἔχει μῆκος ΑΒ = 10 cm καί βρίσκεται σέ ἀπόσταση 40 cm ἀπό συγκεντρωτικό φακό $Λ_1$, πού ἔχει ἐστιακή ἀπόσταση f_1 = 30 cm. Θέλουμε νά σχηματίσουμε τό εἴδωλο τοῦ ἀντικειμένου πάνω σέ διάφραγμα πού ἀπέχει 6 m ἀπό τό φακό $Λ_1$. Αὐτό τό πετυχαίνουμε, ἄν φέρουμε σέ ἐπαφή μέ τό φακό $Λ_1$ ἕναν ἄλλο φακό $Λ_2$, πού ἔχει ἐστιακή ἀπόσταση f_2. Τί εἴδους φακός εἶναι ὁ $Λ_2$ καί πόση εἶναι ἡ ἐστιακή ἀπόστασή του; Πόσο εἶναι τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου πού σχηματίζεται πάνω στό διάφραγμα ;

160. Ἔχουμε ἕνα συγκεντρωτικό φακό, ἐστιακῆς ἀποστάσεως 50 cm. Πάνω στόν κύριο ἄξονα τοῦ φακοῦ καί σέ ἀπόσταση 75 cm ἀπό τό φακό τοποθετοῦμε φωτεινό σημεῖο Σ καί πίσω ἀπό τό φακό σέ ἀπόσταση d = 1 m ἀπό αὐτόν τοποθετοῦμε ἕναν ἐπίπεδο καθρέφτη Κ κάθετα στόν κύριο ἄξονα τοῦ φακοῦ. α) Νά βρεθεῖ ἡ θέση τοῦ τελικοῦ εἰδώλου Σ΄. β) Νά βρεθεῖ ποῦ πρέπει νά τοποθετήσουμε τόν ἐπίπεδο καθρέφτη Κ, ὥστε τό τελικό εἴδωλο Σ΄ νά σχηματίζεται στή θέση πού βρίσκεται τό φωτεινό σημεῖο Σ.

161. Δύο συγκεντρωτικοί φακοί $Λ_1$ καί $Λ_2$ ἔχουν τόν ἴδιο κύριο ἄξονα, τήν ἴδια ἐστιακή ἀπόσταση f = 2 cm καί ἡ μεταξύ τους ἀπόσταση εἶναι d. Πάνω στόν πρῶτο φακό $Λ_1$ πέφτει μιά φωτεινή δέσμη παράλληλη μέ τόν κύριο ἄξονα τοῦ συστήματος τῶν δύο φακῶν. Νά βρεθεῖ ἡ θέση καί τό εἶδος τοῦ τελικοῦ εἰδώλου, ὅταν ἡ ἀπόσταση τῶν φακῶν εἶναι d = 6 cm καί d = 3 cm.

Ὀπτικά ὄργανα

98. Ὀπτικά ὄργανα. Μεγέθυνση.

Ὅσο μεγαλύτερο εἶναι τό εἴδωλο πού σχηματίζεται πάνω στόν ἀμφιβληστροειδή, τόσο περισσότερες λεπτομέρειες τοῦ ἀντικειμένου διακρίνουμε. Ξέρουμε ὅτι τό μέγεθος τοῦ εἰδώλου εἶναι *ἀνάλογο* μέ τή φαινόμενη διάμετρο τοῦ ἀντικειμένου, καί ὅτι ἡ *μέγιστη δυνατή* φαινόμενη διάμετρος ἀντιστοιχεῖ στήν ἐλάχιστη ἀπόσταση εὐκρινοῦς ὁράσεως. Γιά νά αὐξήσουμε ἀκόμη περισσότερο τή φαινόμενη διάμετρο, χρησιμοποιοῦμε διάφορα *ὀπτικά ὄργανα*, γιά τά ὁποῖα ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος ὁρισμός :

Μεγέθυνση (Μ) ἑνός ὀπτικοῦ ὀργάνου ὀνομάζεται ὁ λόγος τῆς γωνίας (ω_2), μέ τήν ὁποία βλέπουμε μέσω τοῦ ὀργάνου τό εἴδωλο (Α΄Β΄), πρός τή γωνία (ω_1), μέ τήν ὁποία βλέπουμε τό ἀντικείμενο (ΑΒ) μέ γυμνό μάτι, ὅταν τό ἀντικείμενο βρίσκεται στήν ἐλάχιστη ἀπόσταση εὐκρινοῦς ὁράσεως.

$$\boxed{\text{μεγέθυνση} \quad M = \frac{\omega_2}{\omega_1}}$$

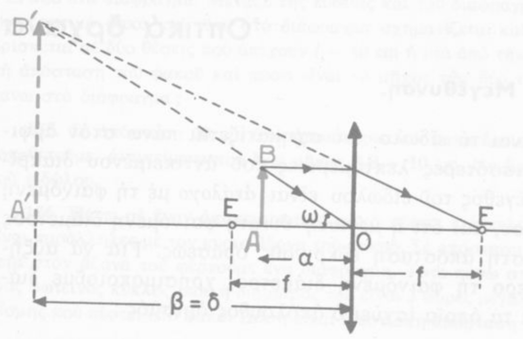
Ἡ μεγέθυνση πού ὁρίσαμε εἶναι *ἡ γωνιακή μεγέθυνση*. Ὁ λόγος τῶν γραμμικῶν διαστάσεων τοῦ εἰδώλου (Α΄Β΄) καί τοῦ ἀντικειμένου (ΑΒ) ὀνομάζεται *γραμμική μεγέθυνση (γ)*.

$$\text{γραμμική μεγέθυνση} \quad \gamma = \frac{A'B'}{AB}$$

Ἡ γωνία ω_2 ἔχει *τή μεγαλύτερη τιμή*, ὅταν τό εἴδωλο Α΄Β΄ σχηματίζεται στήν ἐλάχιστη ἀπόσταση εὐκρινοῦς ὁράσεως (περίπου 25 cm).

99. Ἁπλό μικροσκόπιο

Τό *ἁπλό μικροσκόπιο (ἤ μεγεθυντικός φακός)* εἶναι ἕνας συγκεντρωτικός φακός μέ μικρή ἑστιακή ἀπόσταση f. Τό ἀντικείμενο ΑΒ, πού θέλουμε νά παρατηρήσουμε, τό τοποθετοῦμε μεταξύ τῆς κύριας ἑστίας καί τοῦ φακοῦ (σχ. 157). Τότε τό εἴδωλο Α΄Β΄, πού παρατηροῦμε, εἶναι *φανταστικό*, *ὄρθιο* καί *μεγαλύτερο* ἀπό τό ἀντικείμενο. Ἡ γωνία ω_2, μέ τήν ὁποία



Σχ. 157. Σχηματική παράσταση τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου.

βλέπουμε τό εἴδωλο A′B′, ἔχει τή μεγαλύτερη τιμή, ὅταν τό εἴδωλο σχηματίζεται *στήν ἐλάχιστη ἀπόσταση εὐκρινοῦς ὁράσεως (δ)*, δηλαδή ὅταν εἶναι

$$\beta = \delta.$$

Τότε ἰσχύει ἡ ἐξίσωση :

$$\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\delta} = \frac{1}{f}$$

$$\text{ἄρα} \quad \alpha = \frac{f \cdot \delta}{f + \delta} \qquad (1)$$

Ἡ ἐξίσωση (1) καθορίζει σέ πόση ἀπόσταση ἀπό τό φακό πρέπει νά τοποθετηθεῖ τό ἀντικείμενο AB, ὥστε τό εἴδωλο A′B′ νά διακρίνεται καθαρά. Ὑποθέτουμε ὅτι τό μάτι μας βρίσκεται σέ ἐπαφή μέ τό φακό, ὥστε τό σύστημα μάτι - φακός νά ἔχουν τό ἴδιο ὀπτικό κέντρο.

α. Ἰσχύς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου. Ὅταν εἶναι β = δ, τό εἴδωλο φαίνεται καθαρά μέ τή γωνία ω (σχ. 157). Ἄρα μέσω τοῦ φακοῦ *ἡ μονάδα μήκους* ἑνός ἀντικειμένου AB φαίνεται μέ τή γωνία ω/AB. Γιά ὅλα γενικά τά μικροσκόπια ἰσχύει ὁ ἀκόλουθος *ὁρισμός* :

Ἰσχύς (I) τοῦ μικροσκοπίου ὀνομάζεται ἡ γωνία, μέ τήν ὁποία βλέπουμε, μέσω τοῦ φακοῦ, τή μονάδα μήκους τοῦ ἀντικειμένου.

Σύμφωνα μέ τόν παραπάνω ὁρισμό *ἡ ἰσχύς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου* εἶναι :

$$\boxed{\text{ἰσχύς ἁπλοῦ μικροσκοπίου} \quad I = \frac{\omega}{AB}} \qquad (2)$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (2) βρίσκουμε ὅτι *μονάδα ἰσχύος* τοῦ μικροσκοπίου εἶναι:

$$\boxed{\text{μονάδα ἰσχύος} \quad \frac{1\ \text{rad}}{1\ \text{m}} = 1\ \text{m}^{-1} \quad \text{ἄρα} \quad 1\ \text{διοπτρία (1 dpt)}}$$

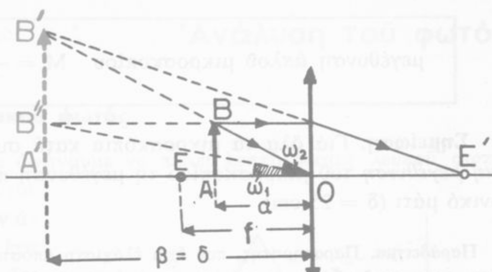
Στό ὀρθογώνιο τρίγωνο ΟΑΒ εἶναι:

$AB = OA \cdot \varepsilon\varphi\, \omega$

Ἄν λάβουμε ὑπόψη ὅτι ἡ γωνία ω εἶναι πολύ μικρή καί ἡ ἑστιακή ἀπόσταση f εἶναι ἐπίσης πολύ μικρή, τότε κατά μεγάλη προσέγγιση μποροῦμενά λάβουμε:

$AB = f \quad \omega$

Ἑπομένως ἀπό τήν ἐξίσωση (2) βρίσκουμε ὅτι *ἡ ἰσχύς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου* εἶναι:



Σχ. 158. Μεγέθυνση τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου. ($M = \omega/\omega_1$).

$$\text{ἰσχύς ἁπλοῦ μικροσκοπίου} \qquad I = \frac{1}{f}$$

β. Μεγέθυνση τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου. Ὅταν εἶναι $\beta = \delta$ (σχ. 158), οἱ γωνίες ω_2 καί ω_1 εἶναι πολύ μικρές καί ἀπό τά ὀρθογώνια τρίγωνα ΟΑΒ καί ΟΑ′Β″ βρίσκουμε ὅτι εἶναι:

$$\omega_2 = \frac{AB}{OA} \quad \text{ἤ} \quad \omega_2 = \frac{AB}{\alpha}$$

$$\text{καί} \quad \omega_1 = \frac{A'B''}{OA'} \quad \text{ἤ} \quad \omega_1 = \frac{AB}{\delta}$$

Ὥστε *ἡ μεγέθυνση τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου* εἶναι:

$$M = \frac{\omega_2}{\omega_1} \quad \text{ἤ} \quad M = \frac{\delta}{\alpha} \qquad (3)$$

Ἄν στήν παραπάνω ἐξίσωση ἀντικαταστήσουμε τό α ἀπό τήν ἐξίσωση (1), βρίσκουμε ὅτι *ἡ μεγέθυνση τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου* εἶναι:

$$\text{μεγέθυνση ἁπλοῦ μικροσκοπίου} \qquad M = 1 + \frac{\delta}{f} \qquad (4)$$

Ἐπειδή ἡ ἑστιακή ἀπόσταση τοῦ φακοῦ εἶναι πολύ μικρή, μποροῦμε νά θεωρήσουμε ὅτι εἶναι $\alpha \simeq f$. Τότε ἀπό τήν ἐξίσωση (3) βρίσκουμε ὅτι κατά μεγάλη προσέγγιση *ἡ μεγέθυνση τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου* εἶναι:

$$\boxed{\text{μεγέθυνση ἁπλοῦ μικροσκοπίου} \quad M = \frac{\delta}{f} \quad \text{ἤ} \quad M = I \cdot \delta}$$

Σημείωση. Γιά ὅλα τά μικροσκόπια κατά συνθήκη ὀνομάζουμε *ἐμπορική μεγέθυνση* τοῦ μικροσκοπίου τή μεγέθυνση πού ἀντιστοιχεῖ στό κανονικό μάτι ($\delta = 25$ cm).

Παράδειγμα. Παρατηρητής, πού ἔχει ἐλάχιστη ἀπόσταση εὐκρινοῦς ὁράσεως $\delta = 25$ cm, παρατηρεῖ μέ συγκεντρωτικό φακό ἑστιακῆς ἀποστάσεως $f = 2$ cm ἀντικείμενο πού ἔχει μῆκος $AB = 2$ mm.

Ἡ ἰσχύς τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου εἶναι:

$$I = \frac{1}{f} = \frac{1}{0{,}02\ \text{m}} \qquad \text{καί} \qquad I = 50\ \text{dpt}$$

Ἡ μεγέθυνση εἶναι:

$$M = \frac{\delta}{f} = \frac{25\ \text{cm}}{2\ \text{cm}} \qquad \text{καί} \qquad M = 12{,}5$$

ἤ

$$M = 1 + \frac{\delta}{f} = 1 + 12{,}5 \qquad \text{καί} \qquad M = 13{,}5$$

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

162. Ἕνας παρατηρητής ἔχει ἐλάχιστη ἀπόσταση εὐκρινοῦς ὁράσεως 12 cm καί χρησιμοποιεῖ ὡς ἁπλό μικροσκόπιο ἕνα συγκεντρωτικό φακό ἑστιακῆς ἀποστάσεως 4 cm. Ὁ φακός βρίσκεται σέ ἐπαφή μέ τό μάτι τοῦ παρατηρητῆ. Πόση εἶναι ἡ μεγέθυνση γι' αὐτόν τόν παρατηρητή καί πόση εἶναι ἡ ἀπόσταση τοῦ ἀντικειμένου ἀπό τό φακό;

163. Ἕνας παρατηρητής ἔχει ἐλάχιστη ἀπόσταση εὐκρινοῦς ὁράσεως 25 cm καί χρησιμοποιεῖ ὡς ἁπλό μικροσκόπιο ἕνα συγκεντρωτικό φακό ἑστιακῆς ἀποστάσεως 5 cm. Ποῦ πρέπει νά τοποθετήσει τό ἀντικείμενο πού παρατηρεῖ καί πόση εἶναι ἡ μεγέθυνση;

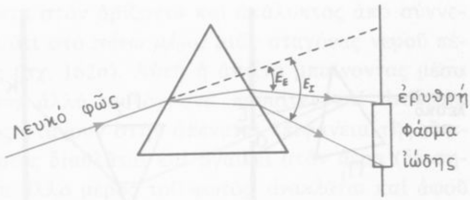
164. Ἕνας παρατηρητής, πού ἔχει ἐλάχιστη ἀπόσταση εὐκρινοῦς ὁράσεως 20 cm, χρησιμοποιεῖ ὡς ἁπλό μικροσκόπιο συγκεντρωτικό φακό πού ἔχει ἰσχύ 12 διοπτρίες. Πόση εἶναι ἡ μεγέθυνση; Ἄν τό εἴδωλο πού παρατηρεῖ ἔχει μῆκος 4 cm, πόσο εἶναι τό μῆκος τοῦ ἀντικειμένου;

165. Ἕνας συγκεντρωτικός φακός ἔχει ἰσχύ 12 dpt καί χρησιμοποιεῖται ὡς ἁπλό μικροσκόπιο ἀπό παρατηρητή πού ἔχει ἐλάχιστη ἀπόσταση εὐκρινοῦς ὁράσεως $\delta = 20$ cm. Πόση εἶναι ἡ μεγέθυνση; Ἄν τό παρατηρούμενο εἴδωλο ἔχει μῆκος $A'B' = 4$ cm, πόσο εἶναι τό μῆκος AB τοῦ ἀντικειμένου;

'Ανάλυση τοῦ φωτός

100. 'Ανάλυση τοῦ λευκοῦ φωτός

Πάνω σέ ἕνα πρίσμα ἀφήνουμε νά πέσει λεπτή δέσμη *λευκοῦ φωτός* (σχ. 159). Ἄν στήν πορεία τῶν ἀκτίνων πού βγαίνουν ἀπό τό πρίσμα βάλουμε ἕνα διάφραγμα, βλέπουμε ὅτι σχηματίζεται μιά *συνεχής ἔγχρωμη* ταινία, πού ὀνομάζεται *φάσμα*. Ἡ μετάβαση ἀπό τό ἕνα χρῶμα τοῦ φάσματος στό ἑπόμενο γίνεται ἀνεπαίσθητα. Κατά σειρά διακρίνουμε κυρίως τά ἑξῆς χρώματα : ἐρυθρό, πορτοκαλλί, κίτρινο, πράσινο, κυανό, βαθύ κυανό καί ἰῶδες. Τό φαινόμενο αὐτό ὀνομάζεται *ἀνάλυση* τοῦ φωτός καί δείχνει ὅτι τό λευκό φῶς εἶναι *σύνθετο*.



Σχ. 159. 'Ανάλυση τοῦ λευκοῦ φωτός μέ τό πρίσμα.

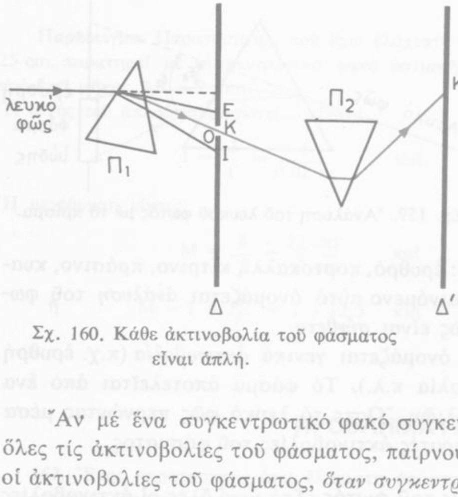
Κάθε χρῶμα τοῦ φάσματος ὀνομάζεται γενικά *ἀκτινοβολία* (π.χ. ἐρυθρή ἀκτινοβολία, κίτρινη ἀκτινοβολία κ.λ.). Τό φάσμα ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα πολύ μεγάλο πλῆθος ἀκτινοβολιῶν. Ὥστε τό λευκό φῶς περνώντας μέσα ἀπό τό πρίσμα *ἀναλύεται* στίς ὁρατές ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος.

α. Ἐξήγηση τῆς ἀναλύσεως τοῦ φωτός. Στό *κενό* ὅλες οἱ ἀκτινοβολίες (δηλαδή οἱ ἀκτίνες ὅλων τῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος) διαδίδονται *μέ τήν ἴδια ταχύτητα*. Μέσα ὅμως στά διάφορα *ὑλικά* (π.χ. τό γυαλί) οἱ ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος διαδίδονται *μέ διαφορετική ταχύτητα*. Ἔτσι κάθε ἀκτινοβολία ἔχει *ἰδιαίτερο* δείκτη διαθλάσεως. Στό παραπάνω πείραμα ὅλες οἱ ἀκτίνες τῆς δέσμης τοῦ λευκοῦ φωτός πέφτουν πάνω στό πρίσμα μέ τήν ἴδια γωνία προσπτώσεως. Παρατηροῦμε ὅτι *τή μικρότερη* ἐκτροπή παρουσιάζει ἡ ἐρυθρή ἀκτινοβολία καί *τή μεγαλύτερη* ἡ ἰώδης ἀκτινοβολία. Ἐπειδή ξέρουμε (§ 96 στ) ὅτι ἡ γωνία ἐκτροπῆς εἶναι ἀνάλογη μέ τό δείκτη διαθλάσεως, καταλήγουμε στό συμπέρασμα ὅτι οἱ δεῖκτες διαθλάσεως, πού ἀντιστοιχοῦν στίς διάφορες ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος, *συνεχῶς αὐξάνουν, ὅσο προχωροῦμε ἀπό τήν ἐρυθρή πρός τήν ἰώδη ἀκτινοβολία τοῦ φάσματος*. Ἔτσι ὁ Νεύτωνας ἔδωσε τήν ἀκόλουθη ἐξήγηση στό φαινόμενο τῆς ἀναλύσεως τοῦ φωτός :

Τό λευκό φῶς ἀποτελεῖται ἀπό μεγάλο πλῆθος ἀκτινοβολιῶν καί σέ καθεμιά ἀπό αὐτές ἀντιστοιχεῖ ἰδιαίτερος δείκτης διαθλάσεως. Ὅταν τό λευκό φῶς περνάει μέσα ἀπό τό πρίσμα, οἱ ἀκτινοβολίες διαχωρίζονται, γιατί καθεμιά ἀπό αὐτές παθαίνει διαφορετική ἐκτροπή.

101. Ἰδιότητες τῶν ἀκτινοβολιῶν τοῦ φάσματος

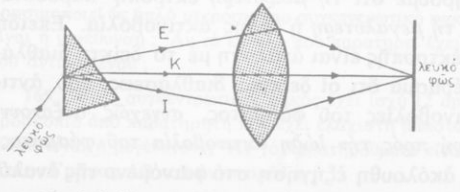
Στό διάφραγμα πού σχηματίζεται τό φάσμα (σχ. 160) δημιουργοῦμε μικρό ἄνοιγμα καί ἀφήνουμε νά περάσει ἀπό αὐτό μόνο μιά ἀκτινοβολία τοῦ φάσματος (π.χ. ἡ κίτρινη). Αὐτή ἡ ἀκτινοβολία πέφτει ἔπειτα πάνω σέ δεύτερο πρίσμα. Παρατηροῦμε ὅτι τό δεύτερο πρίσμα προκαλεῖ μόνο ἐκτροπή τῆς ἀκτινοβολίας, ὄχι ὅμως καί ἀνάλυσή της σέ ἄλλες ἀκτιβοβολίες. Ὥστε κάθε ἀκτινοβολία τοῦ φάσματος εἶναι *ἁπλή* καί *δέν ἀναλύεται* σέ ἄλλες ἁπλούστερες.



Σχ. 160. Κάθε ἀκτινοβολία τοῦ φάσματος εἶναι ἁπλή.

Ἄν μέ ἕνα συγκεντρωτικό φακό συγκεντρώσουμε πάνω σέ διάφραγμα ὅλες τίς ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος, παίρνουμε λευκό φῶς (σχ. 161). Ὥστε οἱ ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος, *ὅταν συγκεντρωθοῦν*, δίνουν λευκό φῶς.

Συμπληρωματικά χρώματα. Μέ ἕνα μικρό πρίσμα ἐκτρέπουμε ἕνα ἀπό τά χρώματα τοῦ φάσματος, π.χ. τό ἐρυθρό καί συγκεντρώνουμε τά ὑπόλοιπα χρώματα. Αὐτά δίνουν ἕνα πράσινο χρῶμα, πού προέρχεται ἀπό *τήν ἀνάμιξη* τῶν ὑπόλοιπων χρωμάτων τοῦ φάσματος. Δύο χρώματα, ὅπως π.χ. τό ἐρυθρό καί τό πράσινο, πού, ὅταν ἀναμιγνύονται μέ ὁρισμένες ἀναλογίες, δίνουν λευκό φῶς, ὀνομάζονται *συμπληρωματικά χρώματα.* Κάθε χρῶμα λοιπόν



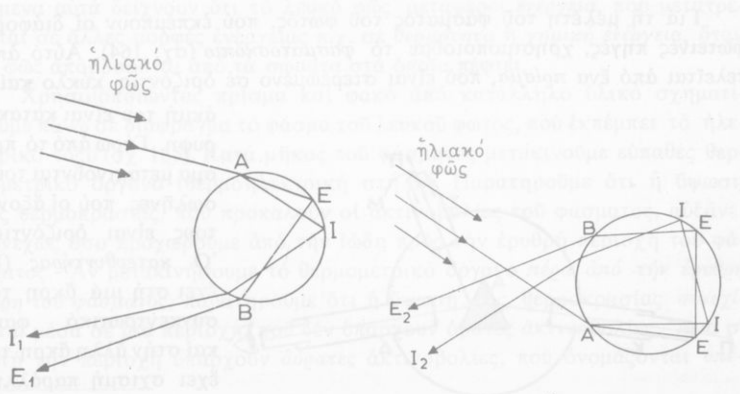
Σχ. 161. Ἀνασύνθεση τοῦ λευκοῦ φωτός.

τοῦ φάσματος εἶναι συμπληρωματικό τοῦ χρώματος πού προέρχεται ἀπό τήν ἀνάμιξη ὅλων τῶν ἄλλων χρωμάτων τοῦ φάσματος.

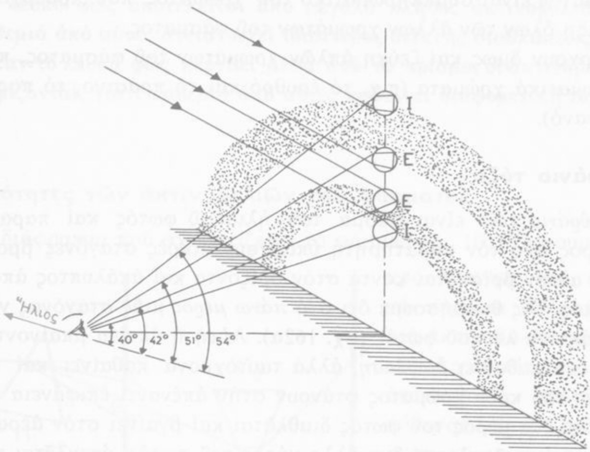
Ὑπάρχουν ὅμως καί ζεύγη ἁπλῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος, πού εἶναι συμπληρωματικά χρώματα (π.χ. τό ἐρυθρό καί τό πράσινο, τό πορτοκαλλί καί τό κυανό).

102. Οὐράνιο τόξο

Τό *οὐράνιο τόξο* εἶναι φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτός καί παρατηρεῖται ὅταν ἐμπρός ἀπό τόν παρατηρητή ὑπάρχουν μικρές σταγόνες βροχῆς καί πίσω ἀπό αὐτόν βρίσκεται κοντά στόν ὁρίζοντα καί ἀκάλυπτος ἀπό σύννεφα ὁ Ἥλιος. Ἄς θεωρήσουμε ὅτι στό *πάνω μέρος* μιᾶς σταγόνας νεροῦ πέφτει μιά ἀκτίνα λευκοῦ φωτός (σχ. 162α). Αὐτή ἡ ἀκτίνα μπαίνοντας μέσα στή σταγόνα παθαίνει *διάθλαση*, ἀλλά ταυτόχρονα παθαίνει καί *ἀνάλυση*. Οἱ ἀκτίνες τοῦ κάθε χρώματος φτάνουν στήν ἀπέναντι ἐπιφάνεια τῆς σταγόνας, ὅπου ἕνα μέρος τοῦ φωτός διαθλᾶται καί βγαίνει στόν ἀέρα (δέ σημειώνεται στό σχῆμα), καί ἕνα ἄλλο μέρος τοῦ φωτός *ἀνακλᾶται* καί ἀφοῦ διατρέξει πάλι τή σταγόνα, φτάνει στήν ἐμπρόσθια ἐπιφάνεια τῆς σταγόνας. Ἐκεῖ οἱ ἀκτίνες παθαίνουν νέα *διάθλαση* καί βγαίνουν στόν ἀέρα. Ὅπως δείχνει τό σχῆμα, οἱ ἐρυθρές ἀκτίνες E_1, πού μπαίνουν στό μάτι μας, μᾶς φαίνεται ὅτι προέρχονται ἀπό σημεῖα πού βρίσκονται ψηλότερα παρά τά σημεῖα ἀπό τά ὁποῖα μᾶς φαίνεται ὅτι προέρχονται οἱ ἰώδεις ἀκτίνες I_1, πού φτάνουν στό μάτι μας. Ἔτσι στό *πρωτεῦον* οὐράνιο τόξο τό ἐρυθρό χρῶμα φαίνεται πάνω ἀπό τό ἰῶδες. Μερικές ἀπό τίς παράλληλες ἡλιακές ἀκτίνες πέφτουν στό *κάτω μέρος* τῶν σταγόνων (σχ. 162β). Οἱ ἀκτίνες, πού



Σχ. 162. Γιά τήν ἐξήγηση τοῦ οὐράνιου τόξου.

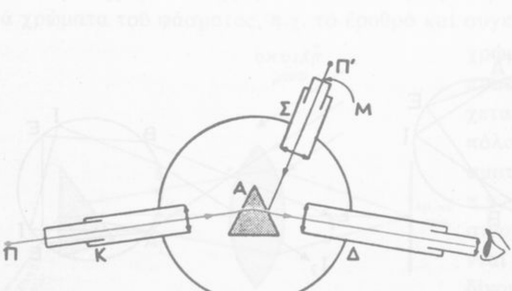


Σχ. 163. Τό πρωτεῦον (κάτω) καί τό δευτερεῦον (πάνω) οὐράνιο τόξο.

προκύπτουν ἀπό τήν ἀνάλυση τοῦ φωτός, παθαίνουν μέσα στή σταγόνα *δύο ἀνακλάσεις* καί ἔπειτα ξαναβγαίνουν στόν ἀέρα. Αὐτό τό φαινόμενο δημιουργεῖ τό *δευτερεῦον* οὐράνιο τόξο, στό ὁποῖο βλέπουμε τό ἰῶδες χρῶμα I_2 πάνω ἀπό τό ἐρυθρό E_2 (σχ. 163).

103. Φασματοσκόπιο

Γιά τή μελέτη τοῦ φάσματος τοῦ φωτός, πού ἐκπέμπουν οἱ διάφορες φωτεινές πηγές, χρησιμοποιοῦμε τό *φασματοσκόπιο* (σχ. 164). Αὐτό ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα *πρίσμα*, πού εἶναι στερεωμένο σέ ὁριζόντιο κύκλο καί ἡ ἀκμή του εἶναι κατακόρυφη. Γύρω ἀπό τό πρίσμα μετακινοῦνται τρεῖς σωλῆνες, πού οἱ ἄξονές τους εἶναι ὁριζόντιοι. Ὁ *κατευθυντήρας* (Κ) ἔχει στή μιά ἄκρη του συγκεντρωτικό φακό καί στήν ἄλλη ἄκρη του ἔχει σχισμή παράλληλη μέ τήν ἀκμή τοῦ πρίσματος. Ἡ σχισμή



Σχ. 164. Φασματοσκόπιο (σχηματική παράσταση).

βρίσκεται στό ἑστιακό ἐπίπεδο τοῦ φακοῦ καί φωτίζεται ἀπό τή φωτεινή πηγή (Π) πού τό φῶς της θέλουμε νά τό ἀναλύσουμε. Ἔτσι πάνω στό πρίσμα πέφτουν παράλληλες ἀκτίνες (δηλαδή μέ τήν ἴδια γωνία προσπτώσεως).

Ἡ *διόπτρα* (Δ) δέχεται τίς ἀκτίνες πού βγαίνουν ἀπό τό πρίσμα (δηλαδή τό φάσμα). Ὁ ἀντικειμενικός φακός τῆς διόπτρας σχηματίζει πραγματικό εἴδωλο τοῦ φάσματος καί μέ τόν προσοφθάλμιο φακό τῆς διόπτρας παρατηροῦμε αὐτό τό εἴδωλο. Ὁ τρίτος σωλήνας (Σ) ἔχει στή μιά ἄκρη του συγκεντρωτικό φακό καί στήν ἄλλη ἄκρη του, πού συμπίπτει μέ τό ἑστιακό ἐπίπεδο τοῦ φακοῦ, ἔχει διαφανή μικρομετρική κλίμακα *(σωλήνας τῆς κλίμακας)*. Ἡ κλίμακα φωτίζεται ἀπό μιά ἰσχυρή φωτεινή πηγή (Π'). Οἱ ἀκτίνες πού προέρχονται ἀπό τήν κλίμακα ἀνακλῶνται πάνω στή μιά ἕδρα τοῦ πρίσματος καί μπαίνουν στή διόπτρα. Ὅταν λοιπόν παρατηροῦμε μέ τόν προσοφθάλμιο τῆς διόπτρας, βλέπουμε τό εἴδωλο τοῦ φάσματος πάνω στό εἴδωλο τῆς κλίμακας.

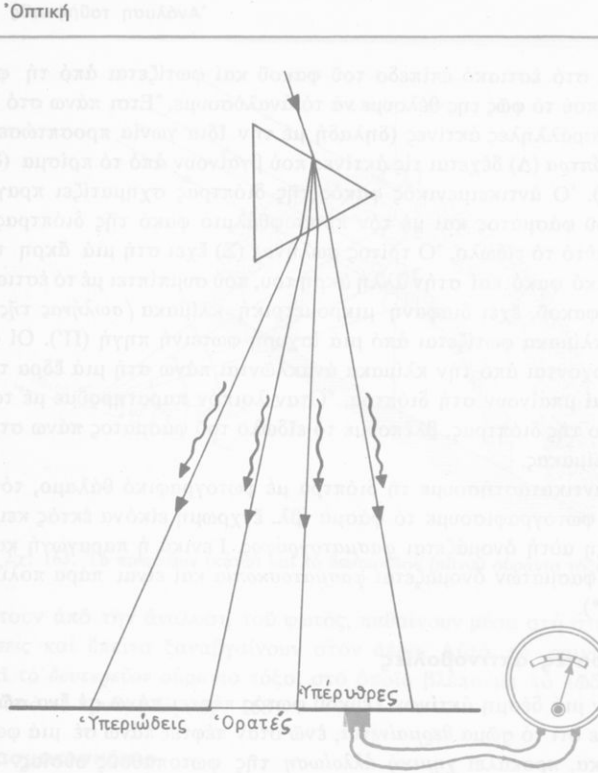
Ἄν ἀντικαταστήσουμε τή διόπτρα μέ φωτογραφικό θάλαμο, τότε μποροῦμε νά φωτογραφίσουμε τό φάσμα (βλ. ἔγχρωμη εἰκόνα ἐκτός κειμένου). Ἡ διάταξη αὐτή ὀνομάζεται *φασματογράφος*. Γενικά ἡ παραγωγή καί ἡ μελέτη τῶν φασμάτων ὀνομάζεται *φασματοσκοπία* καί εἶναι πάρα πολύ ἐνδιαφέρουσα(*).

104. Ἀόρατες ἀκτινοβολίες

Ὅταν μιά δέσμη ἀκτίνων λευκοῦ φωτός πέφτει πάνω σέ ἕνα σῶμα, παρατηροῦμε ὅτι τό σῶμα *θερμαίνεται*, ἐνῶ ὅταν πέφτει πάνω σέ μιά φωτογραφική πλάκα, προκαλεῖ *χημική ἀλλοίωση* τῆς φωτοπαθοῦς οὐσίας. Τά φαινόμενα αὐτά δείχνουν ὅτι τό λευκό φῶς μεταφέρει *ἐνέργεια*, πού μετατρέπεται σέ ἄλλες μορφές ἐνέργειας π.χ. σέ *θερμότητα* ἤ *χημική ἐνέργεια*, ὅταν τό φῶς ἀπορροφᾶται ἀπό τά σώματα στά ὁποῖα πέφτει.

Χρησιμοποιώντας πρίσμα καί φακό ἀπό κατάλληλο ὑλικό σχηματίζουμε πάνω σέ διάφραγμα τό φάσμα τοῦ λευκοῦ φωτός, πού ἐκπέμπει τό ἠλεκτρικό τόξο (σχ. 165). Κατά μῆκος τοῦ φάσματος μετακινοῦμε εὐπαθές θερμομετρικό ὄργανο (θερμοηλεκτρική στήλη). Παρατηροῦμε ὅτι ἡ ὕψωση τῆς θερμοκρασίας, πού προκαλοῦν οἱ ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος, αὐξάνει συνεχῶς ὅσο προχωροῦμε ἀπό τήν ἰώδη πρός τήν ἐρυθρή περιοχή τοῦ φάσματος. Ἄν μετακινήσουμε τό θερμομετρικό ὄργανο *πέρα ἀπό τήν ἐρυθρή ἄκρη τοῦ φάσματος*, παρατηροῦμε ὅτι ἡ ὕψωση τῆς θερμοκρασίας *συνεχίζεται* μέσα σέ μιά περιοχή, πού δέν ὑπάρχουν ὁρατές ἀκτινοβολίες. Ἄρα σ' αὐτή τήν περιοχή ὑπάρχουν *ἀόρατες* ἀκτινοβολίες, πού ὀνομάζονται *ὑπέ-*

(*) Γιά τά εἴδη τῶν φασμάτων καί γιά τά συμπεράσματα τῆς φασματοσκοπίας θά ἐπανέλθουμε στήν ἑπόμενη τάξη.



Σχ. 165. Σχηματική διάταξη γιά τήν ἐξέταση τῶν ὁρατῶν καί τῶν ἀόρατων ἀκτινοβολιῶν τοῦ φάσματος.

ρυθρες ἀκτινοβολίες. Αὐτές ἀναπτύσσουν πολύ μεγαλύτερη *θερμότητα* ἀπό τίς ἄλλες ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος καί ἡ γωνία ἐκτροπῆς τους εἶναι *μικρότερη* ἀπό τή γωνία ἐκτροπῆς τῆς ὁρατῆς ἐρυθρῆς ἀκτινοβολίας.

Προβάλλουμε τό φάσμα πάνω σέ φωτογραφική πλάκα. Ὅταν ἐμφανίσουμε τήν πλάκα, παρατηροῦμε ὅτι ἡ προσβολή της γίνεται τόσο πιό ἔντονη, ὅσο προχωροῦμε πρός τήν ἰώδη περιοχή τοῦ φάσματος καί ὅτι *πέρα ἀπό τήν ἰώδη ἄκρη τοῦ φάσματος* ἡ προσβολή τῆς πλάκας συνεχίζεται ἀκόμη πιό ἔντονη μέσα σέ μιά περιοχή, πού δέν ὑπάρχουν ὁρατές ἀκτινοβολίες. Ἄρα σ' αὐτή τήν περιοχή ὑπάρχουν *ἀόρατες* ἀκτινοβολίες, πού ὀνομάζονται *ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίες*. Αὐτές προσβάλλουν τή φωτογραφική πλάκα *πιό ἔντονα* ἀπό τίς ἄλλες ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος καί ἡ γωνία ἐκτροπῆς τους εἶναι *μεγαλύτερη* ἀπό τή γωνία ἐκτροπῆς τῆς ὁρατῆς ἰώδους ἀκτινοβολίας. Ἀπό τά παραπάνω καταλήγουμε στά ἀκόλουθα συμπεράσματα :

I. Μιά φωτεινή πηγή, ἐκτός ἀπό τίς ὁρατές ἀκτινοβολίες, ἐκπέμπει καί ἀόρατες ὑπέρυθρες καί ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίες.

II. Οἱ ὑπέρυθρες ἀκτινοβολίες ἔχουν δείκτη διαθλάσεως μικρότερο ἀπό τό δείκτη διαθλάσεως τῆς ὁρατῆς ἐρυθρῆς ἐκτινοβολίας. Ἀντίθετα οἱ ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίες ἔχουν δείκτη διαθλάσεως μεγαλύτερο ἀπό τό δείκτη διαθλάσεως τῆς ὁρατῆς ἰώδους ἀκτινοβολίας.

α. Ὑπέρυθρες ἀκτινοβολίες. Κάθε σῶμα πού ἔχει θερμοκρασία μεγαλύτερη ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ περιβάλλοντος ἀκτινοβολεῖ θερμότητα. Πειραματικά βρίσκουμε ὅτι ἡ ἀκτινοβολία πού ἐκπέμπουν τά θερμά σώματα εἶναι *ὑπέρυθρες ἀκτινοβολίες* πού λέγονται καί *θερμικές ἀκτίνες* καί σχηματίζουν ἕνα φάσμα μεγάλης ἐκτάσεως. Ὅσο αὐξάνει ἡ θερμοκρασία ἑνός σώματος, τόσο περισσότερο οἱ ὑπέρυθρες ἀκτινοβολίες πού ἐκπέμπει τό σῶμα πλησιάζουν πρός τίς ὁρατές ἀκτινοβολίες. Καί ὅταν τό σῶμα ἀποκτήσει μιά ὁρισμένη θερμοκρασία, τότε ἀρχίζει νά ἐκπέμπει πρῶτα ὁρατή ἐρυθρή ἀκτινοβολία καί ἔπειτα διαδοχικά τίς ὑπόλοιπες ὁρατές ἀκτινοβολίες.

Ἡ μεγαλύτερη πηγή ὑπέρυθρων ἀκτίνων εἶναι ὁ Ἥλιος. Γύρω μας κάθε θερμό σῶμα ἐκπέμπει ὑπέρυθρες ἀκτίνες. Ὅταν πάνω σέ ἕνα σῶμα πέφτουν ὑπέρυθρες ἀκτίνες, τότε ἕνα μέρος τῆς ἐνέργειάς τους πάντοτε *ἀπορροφᾶται* ἀπό τό σῶμα καί ἡ ὑπόλοιπη ἐνέργειά τους ἀνακλᾶται ἤ διαχέεται ἤ περνάει μέσα ἀπό τό σῶμα. Τό κοινό γυαλί ἀπορροφᾶ σχεδόν ὁλοκληρωτικά τίς ὑπέρυθρες ἀκτίνες, ἐνῶ ἀντίθετα τό χλωριοῦχο νάτριο εἶναι σχεδόν τελείως διαφανές γι' αὐτές τίς ἀκτίνες.

Οἱ ὑπέρυθρες ἀκτίνες ἔχουν σήμερα ἀρκετές ἐφαρμογές. Στά *θερμοκήπια* ἐκμεταλλευόμαστε τήν ἰδιότητα πού ἔχει τό γυαλί νά εἶναι διαφανές γιά τίς ὁρατές ἡλιακές ἀκτίνες, ἀλλά ἀδιαφανές γιά τίς ὑπέρυθρες ἀκτίνες. Οἱ ὁρατές ἡλιακές ἀκτίνες περνοῦν ἀπό τό γυαλί καί θερμαίνουν τό ἔδαφος. Αὐτό ὅμως ἐκπέμπει ὑπέρυθρες ἀκτίνες, πού δέν περνοῦν ἀπό τό γυαλί, καί ἔτσι ἡ θερμότητα μένει παγιδευμένη μέσα στό θερμοκήπιο. Ἄλλη ἐνδιαφέρουσα ἐφαρμογή εἶναι ἡ *φωτογράφιση* μέ ὑπέρυθρες ἀκτίνες, χρησιμοποιώντας εἰδικά φίλμ, πού εἶναι εὐαίσθητα σ' αὐτές τίς ἀκτίνες. Ἐπειδή τά σύννεφα καί ἡ ὁμίχλη εἶναι σχεδόν τελείως διαφανή γιά τίς ὑπέρυθρες ἀκτίνες, γι' αὐτό μποροῦμε νά φωτογραφίζουμε καί περιοχές σκεπασμένες μέ σύννεφα ἤ ὁμίχλη.

β. Ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίες. Οἱ *ὑπεριώδεις ἀκτινοβολίες* ἤ καί *ὑπεριώδεις ἀκτίνες* ἐκπέμπονται ἀπό τά διάπυρα σώματα μαζί μέ τίς ὑπέρυθρες καί τίς ὁρατές ἀκτινοβολίες. Φῶς πλούσιο σέ ὑπεριώδεις ἀκτίνες μᾶς δίνει *ἡ λυχνία ἀτμῶν ὑδραργύρου.* Τό δοχεῖο της εἶναι ἀπό χαλαζία, πού εἶναι διαφανής γιά τίς ὑπεριώδεις ἀκτίνες, ἐνῶ ἀντίθετα τό γυαλί εἶναι τελείως ἀδιαφανές γι' αὐτές τίς ἀκτίνες.

Ἡ ἐνέργεια, πού μεταφέρουν οἱ ὑπέρυθρες ἀκτίνες, ὅταν ἀπορροφᾶται ἀπό τήν ὕλη, μετατρέπεται ἀποκλειστικά *σέ θερμότητα*. Ἐνῶ ἡ ἐνέργεια πού μεταφέρουν οἱ ὑπεριώδεις ἀκτίνες, ὅταν ἀπορροφᾶται ἀπό τήν ὕλη, μετατρέπεται εὔκολα *σέ ἄλλες μορφές ἐνέργειας*, διαφορετικές ἀπό τή θερμότητα. Ἔτσι στό φωτοκύτταρο ἡ ἐνέργεια τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτίνων μετατρέπεται *σέ ἠλεκτρική ἐνέργεια* καί σέ πολλές φωτοχημικές ἀντιδράσεις μετατρέπεται *σέ χημική ἐνέργεια*.

Οἱ ὑπεριώδεις ἀκτίνες προκαλοῦν *βιολογικά φαινόμενα*, π.χ. σκοτώνουν τά μικρόβια καί γι' αὐτό τίς χρησιμοποιοῦμε γιά ἀποστείρωση τοῦ νεροῦ καί στή θεραπευτική, προκαλοῦν τό καλοκαίρι τό μαύρισμα τοῦ δέρματος ἤ καί ἐγκαύματα, προσβάλλουν τά μάτια μας καί γι' αὐτό τά προφυλάγουμε μέ μαῦρα γυαλιά. Μέσα στούς ἐπιφανειακούς ἱστούς μας οἱ ἡλιακές ὑπεριώδεις ἀκτίνες προκαλοῦν τή σύνθεση τῆς βιταμίνης D, πού εἶναι ἀπαραίτητη γιά τήν ἀνάπτυξη τῶν ὀστῶν. Ὅταν λείψουν αὐτές οἱ ἀκτίνες, ἐμφανίζεται ραχιτισμός.

Οἱ ὑπεριώδεις ἀκτίνες ἔχουν πολλές ἐφαρμογές. Μιά συνηθισμένη ἐφαρμογή τους εἶναι *οἱ λαμπτῆρες φθορισμοῦ*. Σ' αὐτούς οἱ διάπυροι ἀτμοί ὑδραργύρου ἐκπέμπουν ἀόρατες ὑπεριώδεις ἀκτίνες, τίς ὁποῖες οἱ φθορίζουσες οὐσίες τίς μετατρέπουν σέ ὁρατές ἀκτίνες.

105. Τό χρῶμα τῶν σωμάτων

Ὅταν τό λευκό φῶς πέφτει πάνω σέ ἕνα σῶμα, τότε τό σῶμα ἀπορροφᾶ ὁρισμένες ἀκτινοβολίες τοῦ λευκοῦ φωτός. Αὐτή ἡ ἀπορρόφηση ἐξηγεῖ *τό χρῶμα* πού παίρνουν τά διάφορα σώματα. Εὔκολα μποροῦμε νά βροῦμε τίς ἀκτινοβολίες, πού *ἐκλεκτικά* ἀπορροφᾶ ἕνα σῶμα. Φωτίζουμε τό σῶμα μέ τό λευκό φῶς μιᾶς ἰσχυρῆς φωτεινῆς πηγῆς καί μέ τό φασματοσκόπιο ἐξετάζουμε τό φῶς πού ἀνακλᾶται ἤ διαχέεται ἀπό τό σῶμα ἤ περνάει μέσα ἀπό αὐτό, ἄν τό σῶμα εἶναι διαφανές.

Τά *διαφανή σώματα* (γυαλί, χαλαζίας, νερό κ.λ.), πού φαίνονται ἄχρωμα, ἀφήνουν νά περάσουν μέσα ἀπό τήν ὕλη τους σχεδόν *ὅλες* οἱ ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτός. Τά διαφανή σώματα, πού φαίνονται *ἔγχρωμα* (χρωματισμένο γυαλί, διαλύματα χρωστικῶν οὐσιῶν), *ἀπορροφοῦν* ὁρισμένες ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτός. Ἔτσι π.χ. μιά γυάλινη πλάκα φαίνεται πράσινη, γιατί μέσα ἀπό τό γυαλί περνοῦν μόνο οἱ πράσινες ἀκτινοβολίες, ἐνῶ ὅλες τίς ἄλλες ἀκτινοβολίες τό γυαλί τίς ἀπορροφᾶ.

Τά *ἀδιαφανή σώματα* ὀφείλουν τό χρῶμα τους στό φῶς πού *ἀνακλᾶται* ἤ *διαχέεται* ἀπό τό σῶμα. Ἄν τό σῶμα *ἀπορροφᾶ ὅλες* τίς ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτός, τότε τό σῶμα φαίνεται *μαῦρο*. Ἀντίθετα, ἄν μέ τήν ἴδια ἀναλογία *διαχέονται ὅλες* οἱ ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτός, τότε τό σῶμα φαίνεται *λευκό*. Τέλος, ἄν τό σῶμα *ἀπορροφᾶ ὁρισμένες* ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος τοῦ λευκοῦ φωτός, τότε τό χρῶμα τοῦ σώματος προσδιορίζεται ἀπό τίς ἀκτινοβολίες πού διαχέονται. Τό χρῶμα ἑνός σώματος ἐξαρτᾶται καί ἀπό τό εἶδος τοῦ φωτός πού πέφτει πάνω στό σῶμα. Ἄν π.χ. ἕνα χαρτί, πού ἔχει χρῶμα ἐρυθρό, τό βάλουμε στό ἐρυθρό τμῆμα τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος, τό χαρτί φαίνεται ἐρυθρό, ἐνῶ σέ κάθε ἄλλη περιοχή τοῦ φάσματος τό χαρτί αὐτό φαίνεται μαῦρο. Ἀπό τά παραπάνω καταλήγουμε στό ἑξῆς συμπέρασμα :

Τό χρῶμα τῶν σωμάτων ὀφείλεται στό ὅτι κάθε σῶμα ἀπορροφᾶ ἐκλεκτικά ὁρισμένες ἀκτινοβολίες τοῦ λευκοῦ φωτός, καί τίς ὑπόλοιπες τίς ἀφήνει νά περάσουν ἤ τίς ἀνακλᾶ καί τίς διαχέει.

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

166. Μιά φωτεινή ἀκτίνα λευκοῦ φωτός πέφτει κάθετα πάνω στή μιά ἕδρα λεπτοῦ πρίσματος πού ἔχει διαθλαστική γωνία $A = 8^0$. Γι' αὐτό τό πρίσμα οἱ δεῖκτες διαθλάσεως γιά τήν ἐρυθρή καί τήν ἰώδη ἀκτινοβολία εἶναι ἀντίστοιχα $n_E = 1{,}505$ καί $n_I = 1{,}520$. Πόση εἶναι ἡ γωνία ἐκτροπῆς E_E καί E_I γι' αὐτές τίς δύο ἀκραῖες ἀκτινοβολίες τοῦ φάσματος ; Πόση εἶναι ἡ διαφορά τῶν γωνιῶν ἐκτροπῆς $E_I - E_E$;

167. Μιά φωτεινή ἀκτίνα λευκοῦ φωτός πέφτει κάθετα πάνω στή μιά ἕδρα λεπτοῦ πρίσματος πού ἔχει διαθλαστική γωνία $A = 10^0$. Οἱ δεῖκτες διαθλάσεως γιά τήν ἐρυθρή καί τήν ἰώδη ἀκτινοβολία εἶναι ἀντίστοιχα $n_E = 1{,}53$ καί $n_I = 1{,}55$. Τό φάσμα σχηματίζεται πάνω σέ διάφραγμα πού ἀπέχει 2 m ἀπό τό πρίσμα. Κατά προσέγγιση θεωροῦμε ὅτι ἡ ἐξερχόμενη ἀπό τό πρίσμα ἐρυθρή ἀκτίνα εἶναι κάθετη στό διάφραγμα. Πόσο μῆκος ἔχει τό φάσμα πού σχηματίζεται πάνω στό διάφραγμα ;

168. Ἕνα σύστημα ἀπό δύο λεπτά πρίσματα μέ διαθλαστικές γωνίες A_1 καί A_2 θέλουμε νά μή προκαλεῖ ἐκτροπή σέ ὁρισμένη ἀκτινοβολία, πού γιά τά δύο αὐτά πρίσματα οἱ δεῖκτες διαθλάσεως ἀντίστοιχα εἶναι n_1 καί n_2. Πόσος πρέπει νά εἶναι ὁ λόγος τῶν διαθλαστικῶν γωνιῶν A_1 καί A_2 τῶν δύο πρισμάτων ;

Φωτομετρία

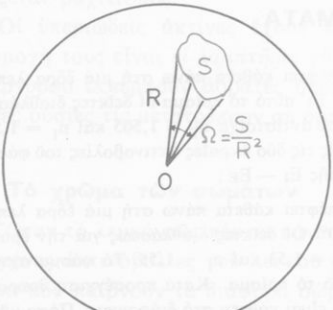
106. Φωτεινή ἐνέργεια

Ἀπό τήν καθημερινή παρατήρηση διαπιστώνουμε ὅτι οἱ φωτεινές πηγές εἶναι σώματα πού συνήθως ἔχουν μεγάλη θερμοκρασία. Ἀντίστροφα διαπιστώνουμε ὅτι, ὅταν τό φῶς ἀπορροφᾶται ἀπό ἕνα σῶμα, τότε τό σῶμα θερμαίνεται. Οἱ ἁπλές αὐτές παρατηρήσεις φανερώνουν ὅτι *ἡ θερμότητα μετατρέπεται σέ φῶς* καί ἀντίστροφα *τό φῶς* μετατρέπεται *σέ θερμότητα*. Ἔτσι καταλήγουμε στό ἑξῆς συμπέρασμα:

Τό φῶς εἶναι μιά μορφή ἐνέργειας, πού τήν ὀνομάζουμε φωτεινή ἐνέργεια.

107. Στερεή γωνία καί μονάδα της

Μιά σφαίρα ἔχει κέντρο O καί ἀκτίνα R. Στήν ἐπιφάνεια τῆς σφαίρας θεωροῦμε ἕνα τμῆμα της πού ἔχει ἐμβαδό S (σχ. 166). Οἱ ἀκτίνες τῆς σφαίρας, πού καταλήγουν σέ ὅλα τά σημεῖα τῆς περιμέτρου τῆς ἐπιφάνειας S, σχηματίζουν μιά *στερεή γωνία* Ω καί ἀποδεικνύεται ὅτι ἰσχύει ἡ ἐξίσωση: $S = \Omega \cdot R^2$. Ἀπό αὐτή τήν ἐξίσωση ἔχουμε τήν ἀκόλουθη *ἐξίσωση ὁρισμοῦ* τῆς στερεῆς γωνίας:



Σχ. 166. Ὁρισμός στερεῆς γωνίας.

$$\text{στερεή γωνία} \qquad \boxed{\Omega = \frac{S}{R^2}}$$

Ἄν εἶναι $S = R^2$, τότε εἶναι $\Omega = 1$. Ἡ *μονάδα στερεῆς γωνίας* ὀνομάζεται *στερακτίνιο* (1 sterad). Ὥστε:

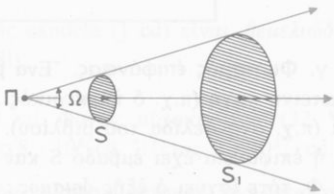
Μονάδα στερεῆς γωνίας εἶναι τό στερακτίνιο (1 sterad), δηλαδή ἡ στερεή γωνία πού ἔχει τήν κορυφή της στό κέντρο σφαίρας μέ ἀκτίνα R καί ἀντιστοιχεῖ σέ τμῆμα τῆς σφαιρικῆς ἐπιφάνειας πού ἔχει ἐμβαδό (S) ἴσο μέ R^2.

Ἡ στερεή γωνία (Ω) πού ἔχει κορυφή της τό κέντρο O τῆς σφαίρας καί ἀντιστοιχεῖ σέ ὅλη τή σφαιρική ἐπιφάνεια ($S = 4\pi R^2$) εἶναι:

$$\Omega = \frac{S}{R^2} = \frac{4\pi R^2}{R^2} \qquad \text{ἄρα} \qquad \Omega = 4\pi \text{ sterad}$$

108. Φωτομετρικά μεγέθη

α. Φωτεινή ροή. Κάθε φωτεινή πηγή ἐκπέμπει συνεχῶς *φωτεινή ἐνέργεια*, πού διαδίδεται στό γύρω ἀπό τήν πηγή διαφανές μέσο, τό ὁποῖο θεωροῦμε ὁμογενές καί ἰσότροπο. Ὡς φωτεινή πηγή παίρνουμε ἕνα φωτεινό σημεῖο (σχ. 167) πού ἐκπέμπει φωτεινή ἐνέργεια ὁμοιόμορφα πρός ὅλες τίς διευθύνσεις. Θεωροῦμε ἕναν κῶνο πού ἔχει κορυφή τή φωτεινή πηγή καί στερεή γωνία Ω. Μέσα σ' αὐτή τή στερεή γωνία ἡ φωτεινή πηγή στή διάρκεια τοῦ χρόνου t ἐκπέμπει ἐνέργεια E. Ἑπομένως ἀπό μιά τομή τοῦ κώνου *περνάει κατά δευτερόλεπτο φωτεινή ἐνέργεια* ἴση μέ E/t. Αὐτή ἡ ἐνέργεια ὀνομάζεται φωτεινή ροή (Φ) καί ἐκφράζει *τήν ἰσχύ* πού περνάει ἀπό τή θεωρούμενη ἐπιφάνεια. Ὥστε:



Σχ. 167. Ὁρισμός τῆς φωτεινῆς ροῆς.

Φωτεινή ροή (Φ) ὀνομάζεται ἡ ἰσχύς πού περνάει ἀπό μιά ἐπιφάνεια (δηλαδή ἡ φωτεινή ἐνέργεια πού περνάει κατά δευτερόλεπτο ἀπό τή θεωρούμενη ἐπιφάνεια).

$$\text{φωτεινή ροή} = \frac{\text{φωτεινή ἐνέργεια}}{\text{χρόνος}} \qquad \Phi = \frac{E}{t} \qquad (1)$$

β. Ἔνταση φωτεινῆς πηγῆς. Μέσα στή στερεή γωνία Ω (σχ. 167) ἡ φωτεινή πηγή ἐκπέμπει φωτεινή ροή Φ. Ἑπομένως *κατά μονάδα στερεῆς γωνίας* ἡ φωτεινή πηγή ἐκπέμπει φωτεινή ροή ἴση μέ Φ/Ω. Αὐτή ἡ φωτεινή ροή ὀνομάζεται *ἔνταση* (I) *τῆς φωτεινῆς πηγῆς* (*). Ὥστε:

Ἔνταση (I) φωτεινῆς πηγῆς ὀνομάζεται ἡ φωτεινή ροή πού ἐκπέμπει ἡ φωτεινή πηγή κατά μονάδα στερεῆς γωνίας.

$$\text{ἔνταση φωτεινῆς πηγῆς} = \frac{\text{φωτεινή ροή}}{\text{στερεή γωνία}} \qquad I = \frac{\Phi}{\Omega} \qquad (2)$$

Ἐπειδή ἡ φωτεινή πηγή ἐκπέμπει ὁμοιόμορφα πρός ὅλες τίς διευθύνσεις, γι' αὐτό ἀπό τήν ἐξίσωση (2) γιά $\Omega = 4\pi$ sterad βρίσκουμε ὅτι:

(*) Ἡ ἔνταση φωτεινῆς πηγῆς ὀνομάζεται καί φωτοβολία τῆς πηγῆς.

Ἡ ὁλική φωτεινή ροή ($Φ_{ολ}$) πού ἐκπέμπει μιά σημειακή φωτεινή πηγή, ἡ ὁποία ἔχει σταθερή ἔνταση (I) πρός ὅλες τίς διευθύνσεις, εἶναι ἴση μέ 4π · I.

$$\text{ὁλική φωτεινή ροή} \quad Φ_{ολ} = 4π \cdot I \tag{3}$$

γ. Φωτισμός ἐπιφάνειας. Ἕνα μέρος τῆς φωτεινῆς ροῆς πού ἐκπέμπει ἡ φωτεινή πηγή (π.χ. ὁ ἠλεκτρικός λαμπτήρας) πέφτει πάνω σέ μιά ἐπιφάνεια (π.χ. στή σελίδα τοῦ βιβλίου). Τότε λέμε ὅτι ἡ ἐπιφάνεια *φωτίζεται*. Ἄν ἡ ἐπιφάνεια ἔχει ἐμβαδό S καί πάνω της πέφτει *ὁμοιόμορφα* φωτεινή ροή Φ, τότε ἰσχύει ὁ ἑξῆς *ὁρισμός* :

Φωτισμός (B) μιᾶς ἐπιφάνειας ὀνομάζεται τό πηλίκο τῆς φωτεινῆς ροῆς (Φ) διά τοῦ ἐμβαδοῦ (S) τῆς ἐπιφάνειας (ὅταν ἡ φωτεινή ροή πέφτει ὁμοιόμορφα πάνω στήν ἐπιφάνεια).

$$\text{φωτισμός ἐπιφάνειας} = \frac{\text{φωτεινή ροή}}{\text{ἐμβαδό ἐπιφάνειας}} \qquad B = \frac{Φ}{S} \tag{4}$$

Εἶναι φανερό ὅτι τό πηλίκο $\frac{Φ}{S}$ φανερώνει τή φωτεινή ροή πού πέφτει πάνω στή μονάδα ἐπιφάνειας.

109. Μονάδες τῶν φωτομετρικῶν μεγεθῶν

Γνωρίσαμε τρία φωτομετρικά μεγέθη, τή φωτεινή ροή (Φ), τήν ἔνταση φωτεινῆς πηγῆς (I) καί τό φωτισμό ἐπιφάνειας (B). Αὐτά τά μεγέθη τά μετρᾶμε μέ κατάλληλες μονάδες, πού προκύπτουν ἀπό τόν ὁρισμό τῆς *μονάδας ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς*.

α. Μονάδα ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς. Ὡς *μονάδα ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς* παίρνουμε τήν ἔνταση μιᾶς *πρότυπης φωτεινῆς πηγῆς*, πού δίνει λευκό φῶς καί διατηρεῖ σταθερή τήν ἐκπομπή της. Ἡ *μονάδα ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς* ὀνομάζεται candela (1 cd) καί πραγματοποιεῖται ἀπό ὁρισμένη πρότυπη φωτεινή πηγή(*). Ὥστε :

(*) Candela (1 cd) εἶναι τό 1/60 τῆς φωτεινῆς ἰσχύος πού ἐκπέμπει κάθετα ἐπιφάνεια 1 cm^2 λευκοχρύσου, ὁ ὁποῖος ἔχει θερμοκρασία ἴση μέ τή θερμοκρασία τῆς τήξεώς του (1773,5° C).

Μονάδα ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς εἶναι ἡ candela (1 cd), δηλαδή ἡ ἔνταση μιᾶς ὁρισμένης πρότυπης φωτεινῆς πηγῆς.

μονάδα ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς   1 candela (1 cd)

Ἡ μονάδα ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς candela (1 cd) εἶναι *θεμελιώδης μονάδα* στό Διεθνές Σύστημα μονάδων (SI).

Ἔνταση μερικῶν φωτεινῶν πηγῶν:
Λαμπτήρας πυρακτώσεως (100 W) 150 cd. Φανός αὐτοκινήτου (32 W) $15 \cdot 10^3$ cd. Ἀντιαεροπορικός προβολέας $8 \cdot 10^8$ cd. Ἥλιος $2 \cdot 10^{27}$ cd.

β. Μονάδα φωτεινῆς ροῆς. Ἀπό τήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ τῆς ἐντάσεως φωτεινῆς πηγῆς $I = \Phi/\Omega$ βρίσκουμε:

$$\Phi = I \cdot \Omega$$

Ἄν εἶναι $I = 1$ cd καί $\Omega = 1$ sterad, τότε εἶναι $\Phi = 1$. Ἡ *μονάδα φωτεινῆς ροῆς* ὀνομάζεται *lumen* (1 lm). Ὥστε:

Μονάδα φωτεινῆς ροῆς εἶναι τό lumen (1 lm), δηλαδή ἡ φωτεινή ροή, τήν ὁποία ἐκπέμπει φωτεινή πηγή ἐντάσεως μιᾶς candela (1 cd) μέσα σέ στερεή γωνία ἴση μέ ἕνα στερακτίνιο (1 sterad), ὅταν ἡ πηγή συμπίπτει μέ τή κορυφή τῆς στερεᾶς γωνίας.

μονάδα φωτεινῆς ροῆς   1 lumen (1 lm)   1 lm = 1 cd · 1 sterad

Ἑπομένως μιά σημειακή φωτεινή πηγή, πού ἔχει τήν ἴδια ἔνταση I πρός ὅλες τίς διευθύνσεις, ἐκπέμπει *ὁλική φωτεινή ροή* ἴση μέ:

ὁλική φωτεινή ροή $\Phi_{ολ} = 4\pi \cdot I$ lumen

γ. Μονάδα φωτισμοῦ. Ἄν στήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ τοῦ φωτισμοῦ μιᾶς ἐπιφάνειας $B = \Phi/S$ εἶναι $\Phi = 1$ lm καί $S = 1$ m², τότε εἶναι $B = 1$. Ἡ *μονάδα φωτισμοῦ* ὀνομάζεται *lux* (1 lx). Ὥστε:

Μονάδα φωτισμοῦ εἶναι τό lux (1 lux), δηλαδή ὁ φωτισμός, τόν ὁποῖο προκαλεῖ φωτεινή ροή ἑνός lumen (1 lm), ὅταν πέφτει κάθετα πάνω σέ ἐπιφάνεια ἑνός τετραγωνικοῦ μέτρου (1 m²).

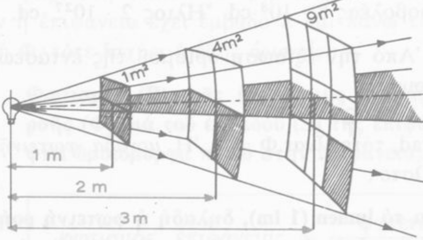
μονάδα φωτισμοῦ 1 lux (1 lx)   1 lux = 1 lm/1 m² = 1 lm/m²

Γιά νά διαβάζουμε ἄνετα, πρέπει ὁ φωτισμός τοῦ κειμένου νά εἶναι ἴσος μέ 25 lux.

110. Νόμος τοῦ φωτισμοῦ

Μιά σημειακή φωτεινή πηγή (σχ. 168) ἔχει σταθερή ἔνταση I πρός ὅλες τίς διευθύνσεις καί ἐκπέμπει ὁλική φωτεινή ροή

$$\Phi_{o\lambda} = 4\pi \cdot I$$

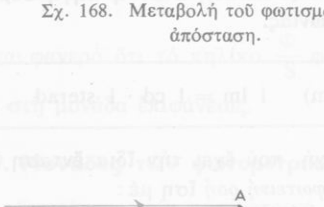


Σχ. 168. Μεταβολή τοῦ φωτισμοῦ μέ τήν ἀπόσταση.

Αὐτή περνάει διαδοχικά ἀπό σφαιρικές ἐπιφάνειες, πού οἱ ἀκτίνες τους συνεχῶς αὐξάνουν. Τά ἐμβαδά τῶν σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν αὐξάνουν ἀνάλογα μέ τά τετράγωνα τῶν ἀκτίνων τους. Οἱ φωτεινές ἀκτίνες πέφτουν *κάθετα* πάνω σέ κάθε σφαιρική ἐπιφάνεια. Ἄρα γιά μιά σφαιρική ἐπιφάνεια μέ ἀκτίνα R ὁ *κάθετος φωτισμός της* ($B_{\kappa\alpha\theta}$) εἶναι :

$$B_{\kappa\alpha\theta} = \frac{\Phi_{o\lambda}}{4\pi \cdot R^2} = \frac{4\pi \cdot I}{4\pi \cdot R^2}$$

καί $$\boxed{B_{\kappa\alpha\theta} = \frac{I}{R^2}} \quad (1)$$



Σχ. 169. Μεταβολή τοῦ φωτισμοῦ μέ τή γωνία προσπτώσεως.

Μιά παράλληλη φωτεινή δέσμη πέφτει πάνω σέ ἐπιφάνεια ΑΓ (σχ. 169), πού ἔχει ἐμβαδό S. Ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι α. Πάνω στήν ἐπιφάνεια ΑΓ πέφτει φωτεινή ροή Φ καί ὁ φωτισμός (B) αὐτῆς τῆς ἐπιφάνειας εἶναι :

$$B = \frac{\Phi}{S} \quad (2)$$

Ἡ ἴδια φωτεινή ροή Φ πέφτει κάθετα πάνω στήν ἐπιφάνεια ΑΔ, πού ἔχει ἐμβαδό $S' = S \cdot$ συν α. Ὁ κάθετος φωτισμός ($B_{\kappa\alpha\theta}$) τῆς ἐπιφάνειας ΑΔ εἶναι:

$$B_{\kappa\alpha\theta} = \frac{\Phi}{S'} \quad \text{ἢ} \quad B_{\kappa\alpha\theta} = \frac{\Phi}{S \cdot \text{συν}\,\alpha} \tag{3}$$

Διαιρώντας κατά μέλη τίς ἐξισώσεις (2) καί (3) ἔχουμε:

$$\frac{B}{B_{\kappa\alpha\theta}} = \frac{S \cdot \text{συν}\,\alpha}{S} \quad \text{ἄρα} \quad B = B_{\kappa\alpha\theta} \cdot \text{συν}\,\alpha \tag{4}$$

Ἀπό τίς ἐξισώσεις (1) καί (4) βρίσκουμε τήν ἀκόλουθη γενικότερη ἐξίσωση πού ἐκφράζει *τό νόμο τοῦ φωτισμοῦ*:

$$\boxed{\text{νόμος τοῦ φωτισμοῦ} \quad B = \frac{I}{R^2} \cdot \text{συν}\,\alpha}$$

Ὁ φωτισμός (B) μιᾶς ἐπιφάνειας εἶναι ἀνάλογος μέ τήν ἔνταση (I) τῆς φωτεινῆς πηγῆς, ἀντιστρόφως ἀνάλογος μέ τό τετράγωνο τῆς ἀποστάσεως (R) τῆς ἐπιφάνειας ἀπό τή φωτεινή πηγή καί ἀνάλογος μέ τό συνημίτονο τῆς γωνίας προσπτώσεως (α).

Ἄν οἱ φωτεινές ἀκτίνες πέφτουν *κάθετα* πάνω στήν ἐπιφάνεια ($\alpha = 0^0$), τότε ὁ φωτισμός τῆς ἐπιφάνειας ἔχει *τή μεγαλύτερη τιμή* $B_{\kappa\alpha\theta} = I/R^2$.

Ἄλλος ὁρισμός τῆς μονάδας φωτισμοῦ lux. Ἄν στήν ἐξίσωση $B_{\kappa\alpha\theta} = I/R^2$ εἶναι $I = 1$ cd, $R = 1$ m, τότε ὁ κάθετος φωτισμός εἶναι $B_{\kappa\alpha\theta} = 1$ lux. Ὥστε:

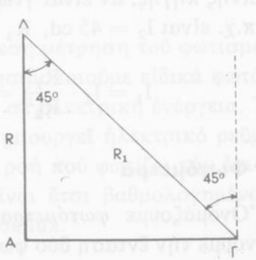
1 lux εἶναι ὁ φωτισμός μιᾶς ἐπιφάνειας πού βρίσκεται σέ ἀπόσταση 1 m ἀπό φωτεινή πηγή ἐντάσεως 1 cd, ὅταν οἱ φωτεινές ἀκτίνες πέφτουν κάθετα πάνω στήν ἐπιφάνεια.

$$\boxed{\text{κάθετος φωτισμός} \quad 1\ \text{lux} = \frac{1\ \text{cd}}{1\ \text{m}^2}}$$

Παράδειγμα. Ἕνας ὁριζόντιος δρόμος φωτίζεται ἀπό ἠλεκτρικό λαμπτήρα, πού ἔχει ἔνταση $I = 500$ cd καί βρίσκεται σέ ὕψος $R = 5$ m ἀπό τό κατάστρωμα τοῦ δρόμου. Ἀκριβῶς κάτω ἀπό τό λαμπτήρα (σχ. 170) ὁ φωτισμός τοῦ δρόμου εἶναι:

$$B_{\kappa\alpha\theta} = \frac{I}{R^2} = \frac{500\ \text{cd}}{25\ \text{m}^2} \quad \text{καί} \quad B_{\kappa\alpha\theta} = 20\ \text{lux}$$

Σέ ἀπόσταση $A\Gamma = 5$ m ἀπό τήν κατακόρυφο πού περνάει ἀπό τό λαμπτήρα οἱ φωτεινές ἀκτίνες πέφτουν μέ γωνία προσπτώσεως $\alpha = 45^0$ καί ἡ ἀπόσταση ἀπό τόν λαμπτήρα εἶναι $R_1 = \sqrt{2R^2}$. Στό σημεῖο Γ ὁ φωτισμός τοῦ δρόμου εἶναι:



Σχ. 170. Ὑπολογισμός τοῦ φωτισμοῦ στά σημεῖα Α καί Γ τοῦ ἐδάφους.

$$B = \frac{I}{R_1^2} \cdot \text{συν}\,\alpha = \frac{500\ \text{cd}}{50\ \text{m}^2} \cdot \text{συν}\,45^0 \quad \text{καί} \quad B \simeq 7{,}1\ \text{lux}$$

111. Σύγκριση τῆς ἐντάσεως φωτεινῶν πηγῶν

Ἡ *φωτομετρία* ἀσχολεῖται μέ τόν ὁρισμό τῶν φωτομετρικῶν μεγεθῶν, τόν ὁρισμό τῶν μονάδων τους καί βρίσκει τίς σχέσεις πού συνδέουν τά διάφορα φωτομετρικά μεγέθη. Ἕνα τέτοιο θέμα εἶναι ἡ σχέση πού ὑπάρχει μεταξύ τῶν ἐντάσεων δύο φωτεινῶν πηγῶν.

Σχ. 171. Σύγκριση τῆς ἐντάσεως δύο φωτεινῶν πηγῶν.

Θεωροῦμε δύο φωτεινές πηγές Π_1 καί Π_2, πού ἀντίστοιχα ἔχουν ἔνταση I_1 καί I_2 (σχ. 171). Ἄν οἱ δύο πηγές προκαλοῦν *τόν ἴδιο κάθετο φωτισμό* πάνω σέ μιά ἐπιφάνεια S, τότε ἰσχύει ἡ ἐξίσωση :

$$B_{\kappa\alpha\theta} = \frac{I_1}{R_1^2} = \frac{I_2}{R_2^2} \quad \text{ἄρα} \quad \boxed{\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_1^2}{R_2^2}} \qquad (1)$$

Ἡ ἐξίσωση (1) ὀνομάζεται *ἐξίσωση τῶν ἴσων φωτισμῶν* καί φανερώνει ὅτι :

Ὅταν δύο φωτεινές πηγές φωτίζουν ἐξίσου μιά ἐπιφάνεια, οἱ ἐντάσεις τῶν φωτεινῶν πηγῶν εἶναι ἀνάλογες μέ τά τετράγωνα τῶν ἀποστάσεων τῶν πηγῶν ἀπό τήν ἐπιφάνεια πού φωτίζεται ἐξίσου.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (1) μποροῦμε νά ὑπολογίσουμε τήν ἔνταση τῆς μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς, ἄν εἶναι γνωστά τά ἄλλα μεγέθη.
Ἄν π.χ. εἶναι $I_2 = 45$ cd, $R_1 = 0{,}5$ m καί $R_2 = 1{,}5$ m, τότε εἶναι :

$$I_1 = I_2 \cdot \frac{R_1^2}{R_2^2} = 45\ \text{cd} \cdot \frac{(0{,}5\ \text{m})^2}{(1{,}5\ \text{m})^2} \quad \text{καί} \quad I_1 = 5\ \text{cd}$$

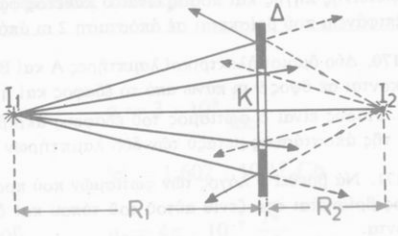
112. Φωτόμετρα

Ὀνομάζουμε *φωτόμετρα* τά ὄργανα πού χρησιμοποιοῦμε γιά νά συγκρίνουμε τήν ἔνταση δύο φωτεινῶν πηγῶν ἤ γιά νά μετρήσουμε τό φωτισμό.

α. Φωτόμετρο Bunsen. Ἡ λειτουργία του στηρίζεται στήν ἐξίσωση τῶν ἴσων φωτισμῶν. Ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα λευκό φύλλο χαρτιοῦ μέ μιά κηλίδα, ἡ ὁποία σχηματίστηκε ἀπό λιπαρή οὐσία. Ἡ κηλίδα εἶναι *περισσό-*

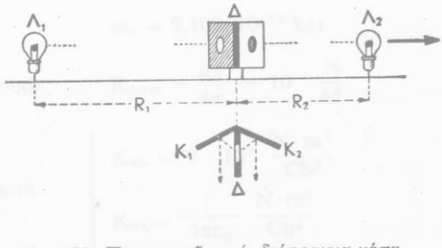
τερο διαφανής ἀπό τό ὑπόλοιπο χαρτί. Τό διάφραγμα (Δ) μέ τήν κηλίδα (Κ) τοποθετεῖται μεταξύ τῶν δύο φωτεινῶν πηγῶν καί κάθετα στήν εὐθεία πού τίς συνδέει (σχ. 172). Ὅταν οἱ δύο πηγές φωτίζουν ἐξίσου τήν κηλίδα, αὐτή ἐξαφανίζεται καί ὅλο τό διάφραγμα εἶναι ὁμοιόμορφα φωτισμένο. Τότε ἰσχύει ἡ ἐξίσωση

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_1^{\,2}}{R_2^{\,2}}$$



Σχ. 172. Φωτόμετρο τοῦ Bunsen.

ἀπό τήν ὁποία βρίσκουμε τήν ἔνταση τῆς μιᾶς πηγῆς, ὅταν εἶναι γνωστή ἡ ἔνταση τῆς ἄλλης πηγῆς. Τό διάφραγμα βρίσκεται ἀνάμεσα σέ δύο ἐπίπεδους καθρέφτες καί μέσα σ' αὐτούς βλέπουμε ταυτόχρονα καί τίς δύο ὄψεις τοῦ χαρτιοῦ (σχ. 173). Στά ἐπιστημονικά ἐργαστήρια γιά τή μέτρηση τῆς ἐντάσεως τῶν φωτεινῶν πηγῶν χρησιμοποιοῦμε πολύ πιό ἀκριβή φωτόμετρα.



Σχ. 173. Παρατηροῦμε τό διάφραγμα μέσα στούς δύο καθρέφτες.

β. Μέτρηση τοῦ φωτισμοῦ. Γιά τήν ἄμεση μέτρηση τοῦ φωτισμοῦ μιᾶς ἐπιφάνειας (π.χ. κατά τή φωτογράφιση) χρησιμοποιοῦμε εἰδικά φωτόμετρα, στά ὁποῖα ἡ φωτεινή ἐνέργεια *μετατρέπεται* σέ ἠλεκτρική ἐνέργεια. Τό φῶς πού πέφτει πάνω σέ ὁρισμένη ἐπιφάνεια, δημιουργεῖ ἠλεκτρικό ρεῦμα, πού ἡ ἔντασή του εἶναι ἀνάλογη μέ τή φωτεινή ροή πού φωτίζει τήν ἐπιφάνεια. Τό ἀμπερόμετρο ἀντί νά δείχνει ἀμπέρ, εἶναι ἔτσι βαθμολογημένο, ὥστε ἀμέσως δείχνει τό φωτισμό τῆς ἐπιφάνειας σέ lux.

ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

169. Μιά φωτεινή πηγή παράγει φωτεινή ροή $\Phi = 60$ lumen. Πόση εἶναι ἡ ἔνταση I τῆς φωτεινῆς πηγῆς καί πόσος εἶναι ὁ κάθετος φωτισμός πού προκαλεῖ αὐτή ἡ πηγή σέ μιά ἐπιφάνεια πού βρίσκεται σέ ἀπόσταση 2 m ἀπό τήν πηγή ;

170. Δύο ὅμοιοι ἠλεκτρικοί λαμπτῆρες Α καί Β, πού ὁ καθένας ἔχει ἔνταση I= 500 cd, βρίσκονται σέ ὕψος 9 m πάνω ἀπό τό ἔδαφος καί ἡ ὁριζόντια ἀπόστασή τους εἶναι ΑΒ = 12 m. Πόσος εἶναι ὁ φωτισμός τοῦ ἐδάφους ἀκριβῶς κάτω ἀπό κάθε λαμπτήρα καί στή μέση τῆς ἀποστάσεως μεταξύ τῶν δύο λαμπτήρων ;

171. Νά βρεθεῖ ὁ λόγος τῶν φωτισμῶν πού προκαλεῖ ὁ Ἥλιος σέ ἕναν τόπο, ὅταν ὁ Ἥλιος βρίσκεται στό ζενίθ αὐτοῦ τοῦ τόπου καί ὅταν εἶναι σέ ὕψος 30^0 πάνω ἀπό τόν ὁρίζοντα.

172. Δύο φωτεινές πηγές Π_1 καί Π_2 πού ἔχουν ἀντίστοιχα ἐντάσεις I_1 καί I_2, βρίσκονται στίς ἄκρες μιᾶς εὐθείας. Ἕνα σημεῖο Γ αὐτῆς τῆς εὐθείας ἀπέχει ἀπό τίς δύο φωτεινές πηγές $\Pi_1\Gamma = \alpha$ καί $\Pi_2\Gamma = \beta$. Πάνω στήν κάθετο πού περνάει ἀπό τό σημεῖο Γ μετακινεῖται μιά μικρή σφαίρα Σ. Σέ πόση ἀπόσταση ἀπό τό σημεῖο Γ πρέπει νά βρεθεῖ ἡ σφαίρα Σ, γιά νά δέχεται τόν ἴδιο φωτισμό ἀπό τίς δύο φωτεινές πηγές ;

ΠΙΝΑΚΑΣ 1

Μερικές φυσικές σταθερές

Ταχύτητα φωτός στό κενό	$c = 3 \cdot 10^8 \dfrac{m}{sec}$
Στοιχειῶδες ἠλεκτρικό φορτίο	$\lvert e \rvert = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Cb
Μαγνητική διαπερατότητα κενοῦ	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \dfrac{N}{A^2}$
Διηλεκτρική σταθερή κενοῦ	$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \dfrac{Cb^2}{N \cdot m^2}$
Σταθερή Faraday	$F = 96\,490 \dfrac{Cb}{\text{γραμμοϊσοδύναμο}}$
Μάζα ἠρεμίας ἠλεκτρονίου	$m_e = 9{,}109 \cdot 10^{-31}$ kgr
Μαγνητική σταθερή τοῦ Coulomb	$K_{\mu\alpha\gamma\nu} = \dfrac{\mu_0}{4\pi} = 10^{-7} \dfrac{N}{A^2}$
Ἠλεκτρική σταθερή τοῦ Coulomb	$\begin{cases} K_{\eta\lambda} = 9 \cdot 10^9 \dfrac{N \cdot m^2}{Cb^2} \\ K_{\eta\lambda} = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0} \dfrac{N \cdot m^2}{Cb^2} \end{cases}$
Σχέση τῶν σταθερῶν $K_{\eta\lambda}$ καί $K_{\mu\alpha\gamma\nu}$	$K_{\eta\lambda} = K_{\mu\alpha\gamma\nu} \cdot c^2$

ΠΙΝΑΚΑΣ 2

Κυριότερες μονάδες τοῦ συστήματος MKSA

Μέγεθος	Μονάδα	
Μῆκος	1 μέτρο	1 m
Μάζα	1 χιλιόγραμμο	1 kg
Χρόνος	1 δευτερόλεπτο	1 s
Ἔνταση ρεύματος	1 Ampère	1 A
Δύναμη	1 Newton	$1\ \mathrm{N} = 1\ \mathrm{kgr} \cdot \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}^2}$
Ἐνέργεια	1 Joule	$1\ \mathrm{J} = 1\ \mathrm{N} \cdot \mathrm{m}$
Ἰσχύς	1 Watt	$1\ \mathrm{W} = 1\ \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{s}}$
Ἠλεκτρικό φορτίο	1 Coulomb	$1\ \mathrm{Cb} = 1\ \mathrm{A} \cdot \mathrm{s}$
Δυναμικό	1 Volt	$1\ \mathrm{V} = 1\ \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{Cb}}$
Ἔνταση ἠλεκτρικοῦ πεδίου	$1\ \frac{\mathrm{Newton}}{\mathrm{Cb}}$	$1\ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{Cb}} = 1\ \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}}$
Χωρητικότητα	1 Farad	$1\ \mathrm{F} = 1\ \frac{\mathrm{Cb}}{\mathrm{V}} = 1\ \frac{\mathrm{Cb}^2}{\mathrm{J}}$
Ἀντίσταση ἀγωγοῦ	1 Ohm	$1\ \Omega = 1\ \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{A}}$
Εἰδική ἀντίσταση	1 Ohm · m	$1\ \Omega \cdot \mathrm{m}$
Ποσότητα μαγνητισμοῦ	1 Ampère · m	$1\ \mathrm{A} \cdot \mathrm{m}$
Μαγνητική ροή	1 Weber	$1\ \mathrm{Wb} = 1\ \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{A}}$
Μαγνητική ἐπαγωγή	1 Tesla	$1\ \mathrm{T} = 1\ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{A} \cdot \mathrm{m}} = 1\ \frac{\mathrm{Wb}}{\mathrm{m}^2}$
Μαγνητική ροπή	1 Ampère · m²	$1\ \mathrm{A} \cdot \mathrm{m}^2$

ΠΙΝΑΚΑΣ 3

Κυριότερες ἐξισώσεις τοῦ Ἠλεκτρισμοῦ καί τοῦ Μαγνητισμοῦ στό σύστημα μονάδων MKSA

ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

Νόμος τοῦ Coulomb (σημειακά φορτία στό κενό ἤ στόν ἀέρα)	$F = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2}$	$9 \cdot 10^9$ N · m²/Cb² Q_1, Q_2 σέ Cb r σέ m F σέ N
Ἔνταση ἠλεκτρικοῦ πεδίου	$E = \frac{F}{q}$ $\quad E = \frac{U}{l}$	F σέ N, q σέ Cb U σέ V, l σέ m E σέ N/Cb ἤ V/m
Ἔνταση ἠλεκτρικοῦ πεδίου σέ ἀπόσταση r ἀπό σημειακό φορτίο Q στό κενό ἤ στόν ἀέρα	$E = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{Q}{r^2}$	$9 \cdot 10^9$ N · m²/Cb² Q σέ Cb, r σέ m E σέ N/Cb ἤ V/m
Δυναμικό σέ ἀπόσταση r ἀπό σημειακό φορτίο Q στό κενό ἤ στόν ἀέρα	$U = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{Q}{r}$	$9 \cdot 10^9$ N·m²/Cb² Q σέ Cb, r σέ m U σέ V
Δυναμικό σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ μέ ἀκτίνα R καί φορφορτίο Q	$U = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{Q}{R}$	$9 \cdot 10^9$ N · m²/Cb² Q σέ Cb, R σέ m U σέ V
Χωρητικότητα ἀγωγοῦ	$C = \frac{Q}{U}$	Q σέ Cb, U σέ V C σέ F
Χωρητικότητα σφαιρικοῦ ἀγωγοῦ μέ ἀκτίνα R	$C = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\, 4\pi R$	$8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Cb²/(N·m²) R σέ m, C σέ F
Ἐνέργεια φορτισμένου ἀγωγοῦ	$E = \frac{1}{2}\, Q \cdot U$	Q σέ Cb, U σέ V E σέ J

ΠΙΝΑΚΑΣ 3 (συνέχεια)

Χωρητικότητα ἐπίπεδου πυκνωτῆ στό κενό ἤ στόν ἀέρα	$C = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{S}{l}$	$8{,}85 \cdot 10^{-12} Cb^2/(N \cdot m^2)$ S σέ m^2, l σέ m C σέ F
Ἐνέργεια φορτισμένου πυκνωτῆ	$E = \frac{1}{2} Q \cdot U$	Q σέ Cb, U σέ V E σέ J
Χωρητικότητα ἐπιπέδου πυκνωτῆ μέ διηλεκτρικό ὑλικό (ε)	$C = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{\varepsilon S}{l}$	$8{,}85 \cdot 10^{-12} Cb^2/(N \cdot m^2)$ S σέ m^2, l σέ m C σέ F
Ἔνταση ρεύματος	$I = \frac{Q}{t}$	Q σέ Cb, t σέ s I σέ A
Ἀντίσταση ἀγωγοῦ	$R = \frac{U}{I}$ $R = \rho \cdot \frac{l}{S}$	U σέ V, I σέ A l σέ m, S σέ m^2 ρ σέ Ω · m, R σέ Ω
Κλειστό κύκλωμα	$E = I \cdot R_{ολ}$	E σέ V, I σέ A $R_{ολ}$ σέ Ω

ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ – ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Νόμος τοῦ Coulomb (σημειακοί πόλοι στό κενό ἤ στόν ἀέρα)	$F = 10^{-7} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$	10^{-7} N/A^2 m_1, m_2 σέ A · m r σέ m F σέ N
Μαγνητική ἐπαγωγή	$B = \frac{F}{m}$	F σέ N, m σέ A · m B σέ T
Μαγνητική ἐπαγωγή σέ ἀπόσταση r ἀπό σημειακό μαγνητικό πόλο m στό κενό ἤ στόν ἀέρα	$B_o = 10^{-7} \cdot \frac{m}{r^2}$	10^{-7} N/A^2 m σέ A · m r σέ m B_o σέ T

ΠΙΝΑΚΑΣ 3 (συνέχεια)

Μαγνητική ἐπαγωγή μέσα σέ ὑλικό μέ μαγνητική διαπερατότητα μ	$B = \mu \cdot 10^{-7} \cdot \dfrac{m}{r^2}$	10^{-7} N/A^2 m σέ A · m, r σέ m B σέ T
Μαγνητική ροή	$\Phi = B \cdot S \cdot$ συν α	B σέ T, S σέ m^2 Φ σέ Wb
Μαγνητική ροπή μαγνητικοῦ διπόλου	$M^* = m \cdot l$	m σέ A · m, l σέ m M* σέ A · m^2
Νόμος Biot - Savart	$\Delta B = 10^{-7} \cdot \dfrac{I \cdot \Delta l}{r^2} \cdot$ ημ φ	10^{-7} N/A^2, I σέ A l, r σέ m, ΔB σέ T
Μαγνητική ἐπαγωγή σέ ἀπόσταση r ἀπό εὐθύγραμμο ἀγωγό	$B = 10^{-7} \cdot \dfrac{2I}{r}$	10^{-7} N/A^2, r σέ m I σέ A, B σέ T
Μαγνητική ἐπαγωγή στό κέντρο κυκλικοῦ ἀγωγοῦ ἀκτίνας R	$B = 10^{-7} \cdot \dfrac{2\pi I}{r}$	10^{-7} N/A^2, I σέ A r σέ m, B σέ T
Μαγνητική ἐπαγωγή στό μέσο σωληνοειδοῦς	$B = 10^{-7} \cdot 4\pi \cdot n \cdot I$	10^{-7} N/A^2, I σέ A n σπεῖρες/m, B σέ T
Μαγνητική ἐπαγωγή σωληνοειδοῦς μέ πυρήνα σιδήρου (μ)	$B = 10^{-7} \cdot 4\pi \cdot \mu \cdot n \cdot I$	10^{-7} N/A^2, I σέ A n σπεῖρες/m, B σέ T
Μαγνητική ροπή κυκλικοῦ ρεύματος (1 σπείρα)	$M^* = I \cdot S$	I σέ A, S σέ m^2 M* σέ A · m^2
Νόμος τοῦ Laplace	$F = l \cdot I \cdot B \cdot$ ημ φ	l σέ m, I σέ A B σέ T, F σέ N
Ἠλεκτρομαγνητική δύναμη μεταξύ δύο παράλληλων ρευμάτων	$F = 10^{-7} \cdot \dfrac{2l \cdot I_1 \cdot I_2}{r}$	10^{-7} N/A^2, l, r σέ m I_1, I_2 σέ A, F σέ N

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

ΣΤΑΤΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

Ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος

Κλειστό κύκλωμα

ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Ἰδιότητες τῶν μαγνητῶν

Μαγνητικό πεδίο

Μαγνητικό πεδίο τῆς Γῆς

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΤΩΝ ΥΓΡΩΝ

Ἠλεκτρόλυση

ΟΠΤΙΚΗ

Διάδοση τοῦ φωτός

Ἀνάκλαση τοῦ φωτός

feelings
nothing more than feelings

Διάθλαση τοῦ φωτός

feelings like I never let you go.

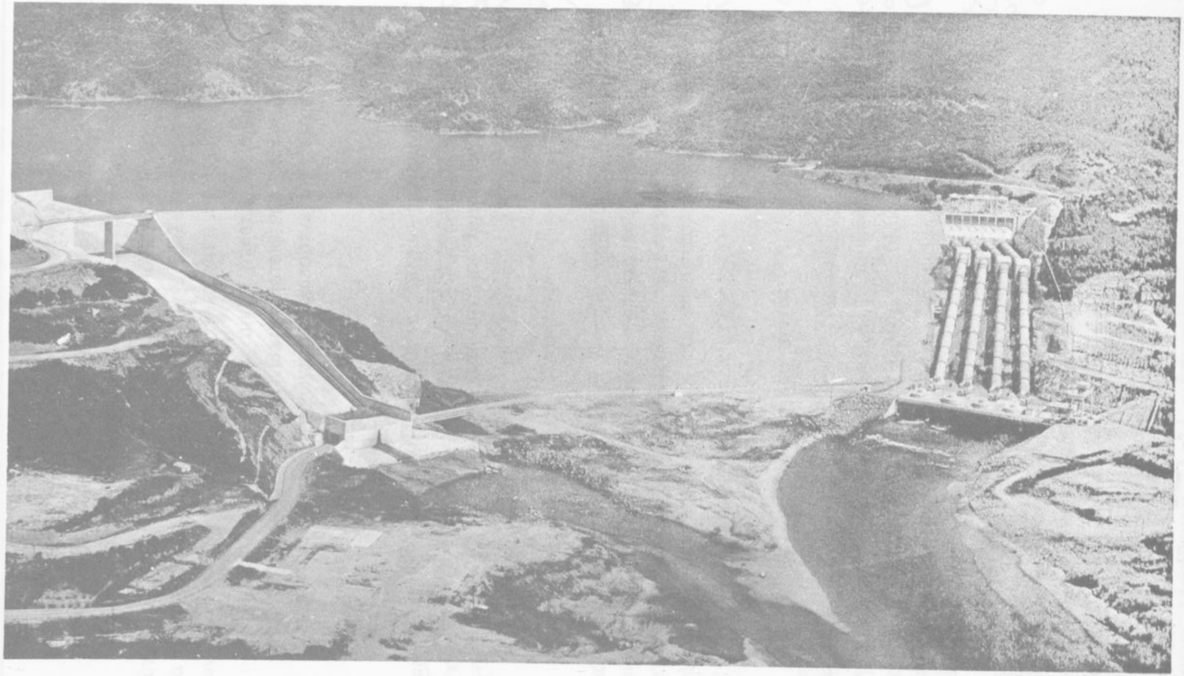
Σφαιρικοί φακοί

Ὀπτικά ὄργανα

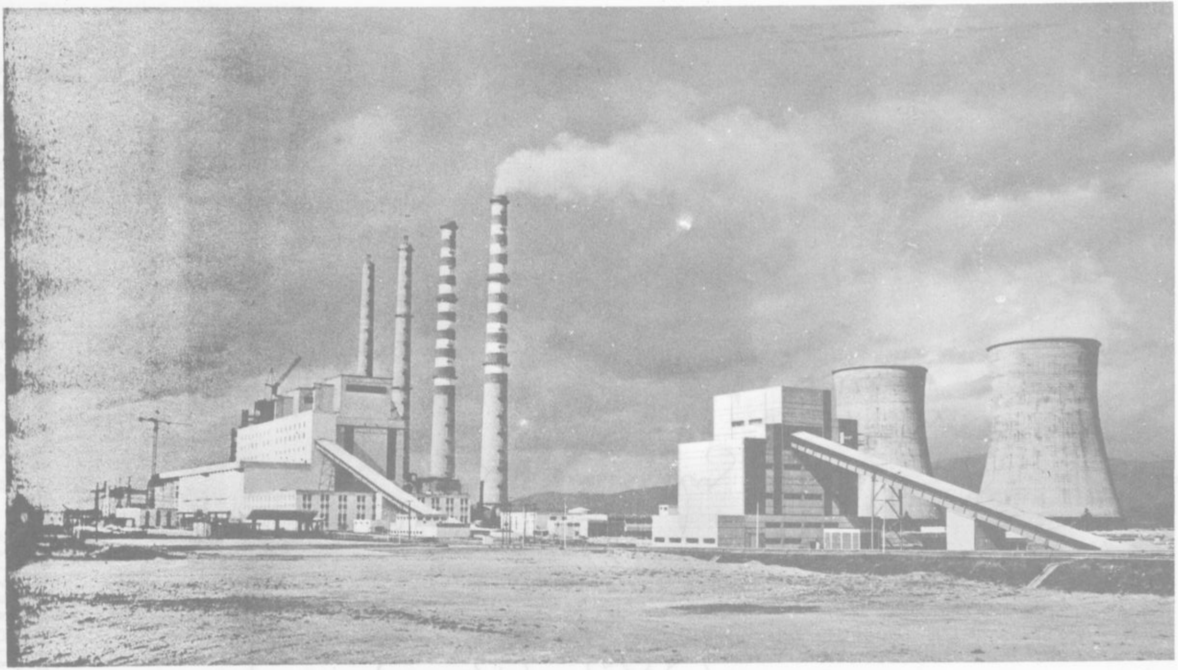
Ἀνάλυση τοῦ φωτός

Φωτομετρία

Πίνακες



Ὑδροηλεκτρικό ἐργοστάσιο Καστρακίου (Ἀχελῶος).
Οἱ τέσσερις μονάδες του δίνουν συνολική ἰσχύ 320 μεγαβάτ.



Θερμοηλεκτρικό ἐργοστάσιο Καρδιᾶς Πτολεμαΐδας.
Οἱ δύο σέ λειτουργία μονάδες δίνουν συνολική ἰσχύ 600 μεγαβάτ.

do I ♥ you?

is it only love in your eyes

is it the ~~death~~ point

only real

024000019733

ΕΚΔΟΣΗ Κ',ΚΑ' 1980 (V) - ΑΝΤΙΤΥΠΑ 100.000 - ΣΥΜΒΑΣΗ 3428/22-5-80

ΒΙΒΛΙΟΔΕΣΙΑ: Π. ΟΚΤΩΡΑΤΟΣ - Κ. ΚΟΥΚΙΑΣ Ο.Ε.