

2
Ε.

40

Ε 2 ΦΣΙ
Καρμυγιάνης (Β.Ι.)

Β. Ι. ΚΑΡΚΑΛΟΥ
ΚΑΘΗΓΗΤΟΥ ΦΥΣΙΚΩΝ - ΧΗΜΙΚΟΥ

Ε 2 ΦΣΙ

Φ Υ Σ Ι Κ Η

ΠΡΟΣ ΧΡΗΣΙΝ
ΤΩΝ ΥΠΟΨΗΦΙΩΝ ΤΩΝ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΟΜΟΣ ΤΡΙΤΟΣ
ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ - ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ
ΑΤΟΜΙΚΗ ΚΑΙ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ



ΕΝ ΑΘΗΝΑΙΣ
1962

Β. Ι. ΚΑΡΚΑΛΟΥ Ε 2 φ01
ΚΑΘΗΓΗΤΟΥ ΦΥΣΙΚΩΝ - ΧΗΜΙΚΟΥ

Κάρκαλος (Β.Ι.)

Φ Υ Σ Ι Κ Η

ΠΡΟΣ ΧΡΗΣΙΝ
ΤΩΝ ΥΠΟΨΗΦΙΩΝ ΤΩΝ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΟΜΟΣ ΤΡΙΤΟΣ
ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ - ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ
ΑΤΟΜΙΚΗ ΚΑΙ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

Κατεχωρίσθη εν τω
δελ' αριθ. 1434

1434

8



ΕΝ ΑΘΗΝΑΙΣ
1962

002
UE
ET3
107

ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
ΥΠΟΥΡΓΕΙΟ ΠΑΙΔΕΙΑΣ ΚΑΙ ΘΡΗΣΚΕΥΜΑΤΩΝ

ΕΛΛΗΝΙΚΗ

ΕΠΙΧΕΙΡΗΣΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ
"ΕΠΙΧΕΙΡΗΣΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

ΕΠΙΧΕΙΡΗΣΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ
"ΕΠΙΧΕΙΡΗΣΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ

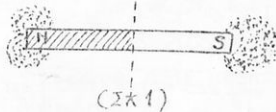
ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΜΑΓΝΗΤΩΝ

§ 1. ΓΕΝΙΚΑ. Εἰς τὴν φύσιν ὁποιαῦ ὄρυετόν η τοῦ εἰδήρου κα-
 λόμενον μαγνητίτης (Fe_3O_4) τὸ ὁποῖον ἔχει τὴν ἰδιότητα νά ἔλκρ
 μικρά τεμάχια εἰδήρου ἢ κάλυβος, τὰ ὁποῖα προσκολλῶνται ἐπ' αὐ-
 τοῦ. Τὸ ὄρυετόν τοῦτο εἶναι ἕνας φυσικός μαγνήτης. Καλυβδίνη ρά-
 βδος προστριβόμενη ἐπανεὶληρμένως καί κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν
 διά φυσικοῦ μαγνήτου, καθίσταται μόνιμος μαγνήτης. Οὗτος κα-
 λέεται τεχνητός μαγνήτης καί δύναται νά χρησιμεύσῃ πρὸς μαγνή-
 τισμὸν ἑτέρας μὴ μαγνητωμένης καλυβδίνης ράβδου, πάλιν διά
 προστριβῆς κατὰ τὴν αὐτὴν φοράν. Σήμερον κατασκευάζομεν
 εὐκόλως τεχνητούς μαγνήτας τῇ βοήθειᾳ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεῦ-
 ματος. Θέτομεν τὴν καλυβδίνην ράβδον ἐντὸς ἡλίου καὶ διαβι-
 βάζομεν συνεχές ἠλεκτρικὸν ρεῦμα ὅποτε ἡ ράβδος καθίσταται
 τεχνητός μαγνήτης. Ὅπωςδήποτε ὅμως καί ἂν ἐπιτελῆται ἡ μαγνή-
 τισμὸς, ἡ ράβδος μαγνητίζεται μέχρι ἐνός ὁρίου, ὅποτε λέγομεν
 ὅτι εὐρίσκεται εἰς τὴν κατάστασιν τοῦ μαγνητικοῦ τόρου.

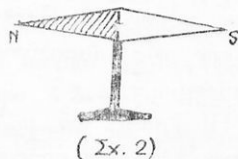
Τὸ αἶτιον τῶν ἑλικτικῶν ἰδιοτήτων παντός μαγνήτου καλεῖται μαγνητισμός.

§ 2. ΠΟΛΟΙ ΤΟΥ ΜΑΓΝΗΤΟΥ. Βυθίζοντες ἐντὸς ρινισμάτων εἰδή-
 ρου ραβδόμορφον μαγνήτην καὶ ἀνασύ-
 ροντες αὐτόν, παρατηροῦμεν ὅτι ταῦτα
 προσκολλῶνται περὶ τὰ ἄκρα τοῦ μα-
 γνήτου ἐκρηματίζοντα θυσίνους (Σχ. 1).

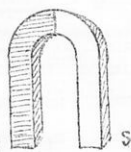


Ἐπομένως αἱ ἑλικτικαὶ δυνάμεις ἐκπλοῦνται ζυγρῶς περὶ τὰ ἄκρα
 ἅπαντα καλοῦνται πόλοι τοῦ μαγνήτου. Ἀντιθέτως περὶ τὸ μέσον τοῦ μα-
 γνήτου δέν προσκολλῶνται ρινίσματα, ἐκεῖ ἔχομεν
 τὴν καλουμένην αὐδετέραν ζώνην τοῦ μαγνήτου.

Ἐξαρτῶντες διά νήματος ἐκ τοῦ μέσου τῆς
 μαγνητικῆς ράβδου ἢ καλλιτέρον στηρίζοντες
 ἐπὶ κατακόρυφου ἄξονος (Σχ. 2) λεπτὸν ρομ-
 βοειδῆ μαγνήτην (μαγνητικὴ βελόνη), παρα-



τηρούμεν ότι οἷτος λαμβάνει περίου τὴν διεύθυνσιν βορρᾶ - νότου. Ὁ πρὸς βορρᾶν ἐστραμμένος πόλος τοῦ μαγνήτου καλεῖται βόρειος πόλος (ἢ θετικὸς πόλος) καὶ σημειοῦται μὲ Ν (Nord = Βορρᾶς) ἔδὲ ἕτερος πόλος, ὅστις στρέφεται πρὸς Νότον, καλεῖται νότιος πόλος (ἢ ἀρνητικὸς πόλος) καὶ σημειοῦται μὲ S (Sud = Νότος).-

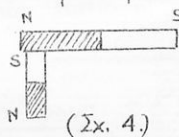


(Σχ. 3)

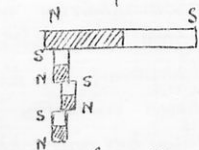
Συνήθη σχήματα τῶν τεχνητῶν μαγνητῶν εἶναι πλὴν τοῦ ραβδωμορφοῦ (Σχ.1), τὸ τῆς μαγνητικῆς βελόνης (Σχ.2) καὶ τοῦ πεταλοειδοῦς μαγνήτου (Σχ.3).

§ 3. ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΠΟΛΩΝ. Πλησιάζοντες τὸν βόρειον πόλον μαγνήτου πρὸς τὸν βόρειον πόλον ἑτέρου ἐξηρητημένου μαγνήτου παρατηροῦμεν ἀπωσιν, ἐνῶ πρὸς τὸν νότιον παρατηροῦμεν ἔλξιν. Ἀπὸ παρόμοια σχετικὰ περάματα διαπιστοῦται γενικῶς ὅτι: «Οἱ ὁμόνυμοι μαγνητικοὶ πόλοι ἀπωθῶνται, οἱ δὲ ἑτερόνυμοι ἔλκονται».-

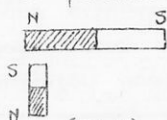
√ § 4. ΜΑΓΗΗΤΙΣΙΣ ΕΞ ΕΠΑΓΩΓΗΣ. Θέτοντες εἰς ἐπαφὴν πρὸς τὸν βόρειον πόλον ἑνὸς μαγνήτου μικρὰν ράβδον ἐκ μαλακοῦ εἰδήρου (Σχ.4) διαπιστοῦμεν ὅτι αὕτη μαγνητίζεται, ἐμφανίζουσα νότιον πόλον εἰς τὸ ἐν ἐπαφῇ μὲ τὸν βόρειον πόλον τοῦ ἀρχικοῦ μαγνήτου ἄκρον του. (Ἐπιπέθει ἐξηγῆται καὶ τὴ συγκράτησις τοῦ εἰδήρου ραβδίου ὑπὸ τοῦ μαγνήτου). Ἡ μαγνητίζις τοῦ μαλακοῦ εἰδήρου εἶναι παροδική, δηλ. διαρκεὶ ἐφ' ὅσον ἡ ράβδος τοῦ μαλακοῦ εἰδήρου εὐρίσκεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸν μαγνήτην. Εἰς τὸ Σχ. 5 δεικνύεται συνεχῆς μαγνητίζις ραβδίων ἐκ μαλακοῦ εἰδήρου καὶ ὁ σχηματισμὸς ἀλύσεως ἐκ τούτων. Ἄν ἀποσύρωμεν τὸν μαγνήτην ἢ ἀλυσίς καταστρέφεται λόγω τῆς παροδικῆς μαγνητίζεως τῶν ραβδίων τοῦ μαλακοῦ εἰδήρου.



(Σχ. 4)



(Σχ. 5)



(Σχ. 6)

Ἡ ἐπαφὴ τοῦ μαλακοῦ εἰδήρου μὲ τὸν μαγνήτην δὲν εἶναι ἀπαραίτητος. Λύνεται οἷτος καὶ μαγνητιθῆν καὶ ἐκ τοῦ μακρόθεν, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ (Σχ. 6), ὅπου τὸ ἐκ μαλακοῦ εἰδήρου ραβδίον

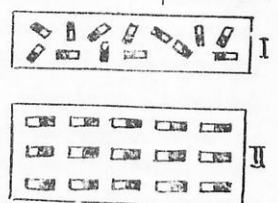
επίκειται πλησίον τῷ βορείῳ πόλου τοῦ μαγνήτου καὶ ἐμφανίζει πόλους καὶ μάλιστα τὸν νότιον ἀπέναντι τοῦ βορείου τοῦ μαγνήτου.

Ἄν ἀπομακρύνωμεν τὸν μαγνήτην τὸ ραβδίον ἀμέσως ἀπομαγνητίζεται.

Ἡ τοιαύτη παροδική μαγνήσις τοῦ μαλακοῦ εἰδήρου, ὅταν εὐρίσκεται πλησίον πόλου μαγνήτου καλεῖται μαγνήσις ἐξ ἐπαγωγῆς ἢ ἐξ ἐπιδράσεως. Ἐάν τὰ ἀνωτέρω πειράματα ἐκτελεσθῶν με κάλυβα, α.ι. μαλακοῦ εἰδήρου, παρατηροῦμεν ὅτι οὕτως μαγνητίζεται μόνιμος, δηλαδὴ διατηρεῖ τὴν μαγνήτησίν του καὶ μετὰ τὴν ἀπομάκρυνσιν τοῦ μαγνήτου. Λέγομεν ὅτι ὁ κάλυψ ἔχει ευνοικική δύναμιν.

§ 5. ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΕΙΣ ΜΑΓΝΗΤΑΙ. Θρούοντες κατὰ τὸ μέσον του ραβδόμορφον μαγνήτην, πρὸς ἀποχωρισμὸν τῶν δύο πόλων αὐτοῦ, παρατηροῦμεν ὅπ ἕκαστον πᾶν δὺς τμημάτων του, ἀποτελεῖ τέλειον μαγνήτην, δηλαδὴ ἐμφανίζει δύο πόλους: ἓνα βορείον καὶ ἓνα νότιον. Τὸ αὐτὸ συμβαίνει ἐάν χωρίσωμεν τὸν μαγνήτην εἰς περισσότερα μέρη. Πάντα τὰ λαμβανόμενα τμήματα εἶναι τέλειοι μαγνήται.

Ἀγόμεθα λοιπὸν εἰς τὴν θεωρίαν ὅτι τὰ ἐλάχιστα στοιχεῖα ἐκ τῶν ὁποίων ἡ ράβδος σύγκειται, δηλ. αὐτὰ ταῦτα τὰ μόρια ἢ ἄτομα, εἶναι μαγνήται. Οἱ μικρότεροι οὗτοι μαγνήται καλοῦνται στοιχειώδεις ἢ μοριακοὶ μαγνήται. Ἐπομένως, δὲν εἶναι δυνατόν νὰ ἔχωμεν μεμονωμένον πόλον μαγνήτου, δηλαδὴ ἢ ὑπαρξίς ἐνός πόλου προϋποθέτει ἀπαραιτήτως καὶ τὴν ἐνῆχρονον ὑπαρξίν τοῦ ἑτέρου (τοῦ ἑτερανόμου). Ὅταν καλυβδίνη ράβδος δὲν ἔχει μαγνητοθῆ, οἱ στοιχειώδεις οὗτοι μαγνήται εἶναι ἀτάκτως κατανεμημένοι (Σχ. 7, I) εἰς τρόπον ὥστε νὰ ἔξουδετε-



(Σχ. 7)

ροῦνται μεταξύ των. Κατὰ τὴν μαγνήτησιν ὁμοῦ τῆς ράβδου, οὗτοι διατάσσονται κατὰ σειράς (Σχ. 7, II) ἀποτελοῦντες νήματα ἢ ἀλύσεις, τῶν ὁποίων οἱ ἀκραῖαι ἀντίθετοι πόλοι παραμένον ἐλεύθεροι, ἐκτὸς οἱ ἐνδιάμεσοι ἔξουδετεροῦνται. Ἐκ τῶν ἐλευθέρων ἀκραίων πόλων τῶν σειρῶν τούτων προκύπτου οἱ πόλοι τοῦ μαγνήτου. Διὰ τὸν κάλυβα ἢ διάταξις αὕτη διατηρεῖται καὶ μετὰ τὴν ἀπομάκρυνσιν ἢ ἐπιάρχησιν τοῦ μαγνητίζοντος μέσου (μόνιμος μαγνήσις), ἐνῶ διὰ τὸν μαλακὸν εἰδήρον ὑφαίνει τὸ ἀντίθετον, δηλαδὴ ἢ διάταξις καταστρέφεται εὐθὺς

μέ την απομάκρυνση ή κατάρρηση του μαγνητίζοντος μέσου.
 Επί τη βάση της θεωρίας των στοιχειαδών μαγνητών, ἔρμηνεύεται ή ἐμφάνεισι νέων ἑτεροπόλων πόλων κατά τά σημεῖα θραύσεως ενός μαγνήτου, ή μερική ή πλήρης μαγνητισμοῦ (μαγνητικός κόρος) μίας ράβδου (λόγω ἀτελοῦς ή πλήρους προσακτολισμοῦ των στοιχειαδών μαγνητών), ή ἀπομαγνητισμοῦ ἥτις συμβαίνει ὅταν ἐνταύθι θερμάνωμεν ἕνα μαγνήτην (λόγω καταστροφῆς τοῦ προσακτολισμοῦ ἐκ τῆς ἐντόνου θερμικῆς κινήσεως) κ.τ.λ.

§ 6. ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΠΟΣΟΤΗΣ. Διά την ἔρμηνειαν των μαγνητικῶν φαινομένων δεχόμεθα ὅτι κάθε μαγνήτης ἔχει εἰς την περιχῆν των πόλων του ἕν φυσικόν ποσόν τό ὁποῖον καλοῦμεν μαγνητικήν ποσότητα ή μαγνητικὴν μᾶζαν (m). Διακρίνομεν δέ θετικήν (ή βορείαν) καί νηπιαν (ἄρνητικήν) μαγνητικήν ποσότητα (ή μάζαν), λόγω των ἀπαιθῶν ἐκδηλώσεων των δύο ἑτεροπόλων πόλων. Ἄν καί γνωρίζομεν ὅτι τοιοῦτον φυσικόν ποσόν δέν ὑπάρχει πράγματι, ἐν τούτοις ή παραδοχή τούτου ἀπλουστεύει κατά πολύ τούς ὑπολογισμούς των φαινομένων τοῦ μαγνητισμοῦ.

Τά μαγνητικά ποσά συγκρίνομεν ἐκ των ἐκδηλώσεων των. Ὅταν π.χ. δύο μαγνητικοὶ πόλοι δρῶν ἐπὶ τρίτου πόλου, ὑπὸ τὰς αὐτάς συνθήκας (ἐνδιαμέσου ὑλικῶ, ἀποστάσεως), μέ την αὐτήν δύναμιν, τότε λέγομεν ὅτι οὔτοι ἔχου ἴσας μαγνητικὰς ποσότητας. Ἐννοεῖται ὅτι, ἂν, ὑπὸ τὰς αὐτάς συνθήκας, ή ἐπίδρασις εἶναι διπλασία, τριπλασία, κ.τ.λ, τότε λέγομεν ὅτι καί ή μαγνητική μᾶζα εἶναι διπλασία, τριπλασία κ.τ.λ. Οἱ δύο ἑτεροπόμοι πόλοι ενός μαγνήτου διακρίσονται ὅτι φέρου, κατ' ἀπόλυτον τμήν, ἴσας μαγνητικὰς ποσότητας, τὰς ὁποίας θεωροῦμεν συγκεντρωμένας εἰς δύο σημεῖα πλησίον των ἄκρων τοῦ μαγνήτου ὅπου ἐπισημαζομεν τούς πόλους τούτου. Οἱ δύο ἑτεροπόμοι οὔτοι πόλοι, εὐρισκόμενοι εἰς σταθεράν μεταξύ των ἀπόστασιν, λέγομεν ὅτι ἀποτελοῦν μαγνητικόν δίπολον. Ἡ ἀπόστασις των πόλων καλεῖται μῆκος τοῦ μαγνήτου καί θεωρεῖται διάνυσμα μέ φοράν ἐκ τοῦ S πρὸς τὸν N. -

§ 7. ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ COULOMB. Ἡ δύναμις, ἑλκτική ή ἀπωστική, ἥτις ἀεκεῖται μεταξύ δύο μαγνητικῶν πόλων (ἑτεροπόμων ή ὁμοπόμων) εἶναι ἀνάλογος τοῦ γινομένου των μαγνητικῶν των μαζῶν

καί ἀντιτρόφος ἀνάλογος τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως αὐτῶν,

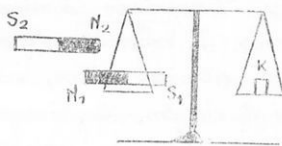
$$\text{Νόμος τοῦ Coulomb : } F = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{R^2} \quad (1)$$

Ἐνθα F ἡ ἔντασις τῆς δυνάμεως ποῦ δέχεται ἕκαστος τῶν δύο ἀλληλεπιδρώντων πόλων, τῶν ὁποίων αἱ μαγνητικαὶ μάζαι εἶναι m_1 καὶ m_2 καὶ ἀπέχουν μεταξύ τιν κατά R . Ἡ σταθερὰ μ τοῦ τύπου (1) ἐξαρτᾶται ἐκ τοῦ μεταξύ τῶν μαγνητικῶν μαζῶν m_1 καὶ m_2 μέσου καὶ ἐκ τοῦ εὐεπίματος τῶν μονάδων, καλεῖται δὲ μαγνητικὴ διαπερατότης τοῦ μέσου.

Τὸ πρῶτον μέρος τοῦ νόμου τοῦ Coulomb εἶναι ἄμεσος συνέπεια τοῦ τρόπου συγκρίσεως τῶν μαγνητικῶν μαζῶν.

Τὸ δεύτερον μέρος δυνάμεθα νὰ ἀποδείξωμεν πειραματικῶς ὡς ἑξῆς :

Ἐπὶ τοῦ ἑνὸς τῶν δίσκων ζυγοῦ (Σχ. 8) τοποθετοῦμεν ραβδόμορφον μαγνήτην καὶ ἰσορροποῦμεν αὐτὸν δι' ἀντιβάρου K . Ἄνωθεν τοῦ ἑνὸς τῶν πόλων (N_1) πλησιάζομεν τὸν ὁμώνυμον πόλον (N_2) ἑτέρου ραβδόμορφου μαγνήτου τὸν ὁποῖον σταθεροποιοῦμεν.



(Σχ. 8)

Ἡ ἰσορροπία τοῦ ζυγοῦ καταστρέφεται, λόγῳ ἀπόσεως τῶν δύο πόλων. Ἀποκαθιστοῦμεν τὴν ὀριζοντιότητα τοῦ ζυγοῦ θέτοντες σταθμὰ ἐπὶ τοῦ ἑτέρου δίσκου. Ταῦτα παριστοῦν τὴν ἀπόσταν, διὰ δεδομένην ἀπόσταν τῶν ἀλληλεπιδρώντων πόλων (N_1, N_2). Ἐτελοῦντες τὸ πείραμα τοῦτο διὰ διαφόρους ἀποστάσεις τῶν ἐπιδρώντων πόλων, τὰς ὁποίας καθορίζομεν ἐκ τῶν προτέρων, ἐπαληθεύομεν ὅτι αἱ δυνάμεις εἶναι ἀντιτρόφος ἀνάλογοι τῶν τετραγῶν τῶν ἀποστάσεων τούτων, ἤτοι ἐπαληθεύομεν τὸ δεύτερον μέρος τοῦ νόμου τοῦ Coulomb.

§ 8. ΜΟΝΑΣ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΜΑΖΗΣ. Ἐκ τοῦ τύπου (1) ὀρίζεται ἡ μονὰς μαγνητικῆς μάζης. Εἰς τὸ καλούμενον ἠλεκτρομαγνητικὸν εὐστέμα μονάδων, ὅπερ ἀπὸ μηχανικῆς ἀπόψεως ὑπόκειται εἰς τὸ c.g.s, διὰ περιβάλλον τὸ κενόν (ἢ, κατὰ προσέγγισιν, διὰ τὸν ἀέρα) τίθεται $\mu = 1$ (καθαρὸς ἀριθμὸς). Τότε, ἂν αἱ ἐπιπέδου μαγνητικαὶ μάζαι εἶναι ἴσαι, ἐκπέση m (ἀπολύτως), ὁ τύ-

πες (1) γίνεται: $F = \frac{m^2}{R^2}$. Εάν εις τόν τύπον τούτον θέσωμεν $R = 1 \text{ cm}$ και $F = 1 \text{ dyn}$, εύρισκομεν αριθμητικώς $m = 1$. Άρα, εις τό ηλεκτρομαγνητικόν σύστημα μονάδων (C. g. s), « Μονάς μαγνητικής μάζης είναι εκείνη ή τις, εύρισκομένη εις απόστασιν 1 cm από έτέρας ίσης μαγνητικής μάζης, με περιβάλλον τό κενόν, άδειή έπ' αούτης δύναμιν ίσην με μίαν δύνην ».

Επειδή $m^2 = F \cdot R^2$, δηλαδή $m = F \cdot \frac{1}{2} R$, λαμβάνομεν :

$[m] = [L^{\frac{3}{2}} \cdot M^{\frac{1}{2}} \cdot T^{-1}]$. Αύτη είναι, εις τό ηλεκτρομαγνητικόν

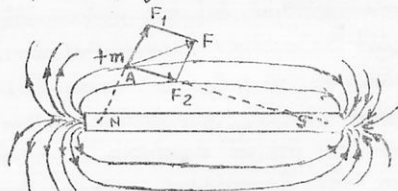
σύστημα μονάδων (C. g. s), ή εξίσωσις διαστάσεων διά τήν μαγνητικήν μάζαν και διά τήν μονάδα ταύτης (1 HMM - μαγν. μάζης) έχομεν: $1 \text{ HMM} - \text{μαγν. μάζης} \equiv 1 \text{ cm}^{\frac{3}{2}} \cdot \text{gr}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{sec}^{-1}$.

Σημ. Επομένως, ο νόμος του Coulomb με περιβάλλον μέσο τό κενόν ή, κατά προσέγγισιν, τόν άέρα καθίσταται: $F = \frac{m_1 \cdot m_2}{R^2}$ και όταν τίθενται τά m_1 και m_2 εις HMM - μαγν. μάζης (C. g. s) και τό R εις cm, θα άιευριέκεται ή ένταση της δυνάμεως F εις δύνασ. - /

ΠΕΡΙ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ

§ 9. ΕΝΤΑΣΙΣ ΠΕΔΙΟΥ. Ο περί τόν μαγνήτην κώρος, έντός του οποίου έωδηλοῦται μαγνητικαί

δυνάμεις, καλεϊται μαγνητικόν πεδιον. Εάν μαγνητική μάζα $+m$ τοποθετηθή εις σημεϊον Α του πεδίου μαγνήτου NS (Σχ. 9) ύφίσταται τήν επίδρασιν δυνάμεως F , συνισταμένης της άπάσεως F_1 εκ του πόλου Ν και της έλξεως F_2 εκ του πόλου S.



(Σχ. 9)

Καλοῦμεν έντασιν του πεδίου (H) εις τι σημεϊον (π.χ. τό Α) αούτου, έν διανυσματικόν ποσόν έχον μέτρον ίσον με τό ηηλίον της δυνάμεως F τήν όποιαν δέχεται βόρεια μάζα $(+m)$ διά της μάζης ταύτης, είναι δηλαδή :

$$\vec{H} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (2)$$

• Η έντασις δηλ. ίσοῦται αριθμητικώς με τήν δύναμιν, ήν δέχεται ή

μονάς μάζης (+1) όταν τεθῆ εἰς τὸ ἐν λόγω σημεῖον. Αὐτὸ ὡς διάνυσμα ἔχει τὴν διεύθυνσιν καὶ φοράν τῆς δυνάμεως. Ἐκ τοῦ τύπου (2) ὀρίζεται ἡ μονάς ἐντάσεως, ἥτις εἰς τὸ ΗΜΣΜ καλεῖται Gauss. Ἐν Gauss εἶναι ἡ ἔντασις σημείου μαγνητικῆς πεδίου εἰς τὸ ὁποῖον ἡ μονάς μαγνητικῆς μάζης Η.Μ.Σ δέχεται δύναμιν μιᾶς δυνάμ. Ἐπειδὴ $H = \frac{F}{m}$ λαμβάνομεν:

$$[H] = \left[\frac{L \cdot M \cdot T^{-2}}{L^{3/2} \cdot M^{1/2} \cdot T^{-1}} \right] = \left[L^{-\frac{1}{2}} \cdot M^{\frac{1}{2}} \cdot T^{-1} \right]$$

καὶ διὰ τὴν μονάδα ἔχομεν: 1 Gauss $\equiv 1 \text{ cm}^{-\frac{1}{2}} \cdot \text{gr}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{sec}^{-1}$.

Ἐάν ἐξετάσωμεν τὸ πεδίου τὸ ὁποῖον παράγει ὁ ἕνας τῶν πόλων μαγνήτου μαγν. μάζης m καὶ θεωρήσωμεν τυχόν σημεῖον αὐτοῦ ἀπέχον R ἀπὸ τοῦ πόλου πού παράγει τὸ πεδίου, τότε κατὰ τὸν νόμον τοῦ Coulomb ἡ ἐπὶ τῆς μονάδας μαγνητικῆς μάζης (+1) δύναμις F θὰ εἶναι $F = \frac{m \cdot 1}{R^2}$ καὶ ἐπομένως ἡ ἔντασις εἰς τὸ ἐν λόγω σημεῖον θὰ δίδεται ὑπὸ τοῦ τύπου $H = \frac{m}{R^2}$ (3).

Μαγνητικὸν πεδίου τοῦ ὁποῖου ὅλα τὰ σημεῖα ἔχουν τὴν αὐτὴν ἔντασιν καλεῖται ὁμογενές, ἐνῶ ἂν ἡ ἔντασις διαφέρει ἀπὸ σημείου εἰς σημεῖον τοῦ πεδίου, τότε τοῦτο καλεῖται ἀνομοιογενές.

§ 10. ΔΥΝΑΜΙΚΑΙ ΓΡΑΜΜΑΙ. Τὸ μαγνητικὸν πεδίου καθίσταται ἀπληκτὸν μὲ τὴν βοήθειαν τῶν καλουμένων δυναμικῶν γραμμῶν. Ὀνομάζομεν δυναμικαὶν γραμμῶν, τὴν γραμμὴν τῆς ὁποίας ἡ ἀρεπτομένη εἰς κάθε σημεῖον τῆς ἔχει τὴν διεύθυνσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ πεδίου εἰς τὸ ἐν λόγω σημεῖον.

Μαγνητικὴ μάζα $+m$ ἀφιεμένη ἐλευθέρῳ νά κινήθῃ ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῶν δυνάμεων πεδίου καὶ μόνον αὐτῶν, διαγράφει τροχίαν ἡ ὁποία εἶναι δυναμικὴ γραμμὴ τοῦ μαγνητικῆς πεδίου.

Κάθε μαγνητικὸν πεδίου διατρέχεται ἀπὸ ἀπείρην δυναμικῶν γραμμῶν αἰτῆς, κατὰ σύμβασιν, ἀρχίζουσαν ἀπὸ βορείας μαγνητικῆς μάζας καὶ καταλήγουσαν εἰς νότιας.

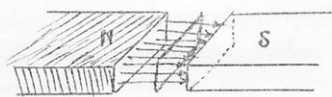
Ἡ πυκνότης τῶν δυναμικῶν γραμμῶν χαρακτηρίζεται τὴν ἔντασιν τοῦ πεδίου. Λεχόμεθα δηλ. συμβατικῶς, ὅτι ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου H εἰς τι σημεῖον αὐτοῦ, ἰσοῦται ἀριθμητικῶς πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, εἰ ὅσκιαι διέρχονται καθετῶς δι' ἐνός cm^2 περιέχοντος τὸ σημεῖον. Οὗτοι, θεωροῦντες μεμονωμένον πόλον μάζης m

(ὁ ἕτερος πόλος ἀρκετῶς μακρῶν) καὶ σημεῖον π τοῦ πεδίου αὐτοῦ εἰς ἀπόστασιν R , τότε κατὰ τὸν τύπον (3) ἡ ἔντασις εἰς τὸ σημεῖον τοῦτο θά εἶναι : $H = \frac{m}{R^2}$. Ἄρα δι' ἐκάστου cm^2 ἐπιφανείας σφαιρας ἀκτίνος R διέρχονται $\frac{m}{R^2}$ δυναμικαὶ γραμμαί, ἐπομένως δι' ὅλης τῆς ἐπιφανείας διέρχονται : $4\pi R^2 \cdot \frac{m}{R^2}$ ἢτοι $4\pi m$ δυναμικαὶ γραμμαί. Ὁ ἀριθμὸς αὗτος $4\pi m$ παριστᾷ τὰς δυναμικὰς γραμμὰς αἵτινες διέρχονται δι' οἰαδήποτε ἐπιφανείας ἢ ὁποῖα περικλᾷει μαγνητικὸν πόλον μάζης m . Ἐπομένως ἀπὸ βορείου μαγνητικὴν μᾶζαν ἀναχωροῦν $4\pi m$ δυναμικαὶ γραμμαί.

Συνεπῶς ἀπὸ τὴν μονάδα μαγνητικῆς μάζης ἀναχωροῦν ἢ καταλήθουν (καθ' ὅσον εἶναι βορεία ἢ νοτία) 4π δυναμικαὶ γραμμαί.

Εἰς ὁμογενές (ὁμοιόμορφον) μαγν. πεδῖον αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι εὐθεῖαι παράλληλοι καὶ ἰσοπυκνοί. Τοιοῦτον πεδῖον ἐπικρατεῖ μεταξὺ δύο ἕτερωνύμων πόλων, ὡς εἰς τὸ Σχ. 10 φαίνεται.

§ 11. ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΡΟΗ. Ἐστω ὁμογενές μαγνητικὸν πεδῖον ἐντάσεως H (Σχ. 10) ἐπὶ τοῦ ὁποίου τοποθετεῖται καθέτως πρὸς τὰς



(Σχ. 10)

δυναμικὰς γραμμὰς ἐπίπεδος ἐμβαδοῦ S . Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ὀνομάζομεν μαγνητικὴν ροήν Φ τὸ γινόμενον τῆς ἐντάσεως (H) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τὸ ἐμβαδὸν S τῆς ἐπιφανείας,

$$\text{μαγνητικὴ ροή} : \Phi = H \cdot S \quad (4)$$

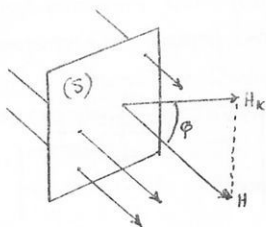
Ἐάν $H = 1$ Gauss καὶ $S = 1 cm^2$ τότε ἀριθμητικῶς εἶναι $\Phi = 1$. Ἐπομένως εἰς τὸ H.M.S μονάδων ἡ μὸς μαγν. ροῆς, ἣτις καλεῖται Maxwell (1 Max) ἰσοῦται μὲ τὴν καθέτην ροήν εἰς $1 cm^2$ ἐπὶ τοῦ ὁμογενοῦς πεδίου ἐντάσεως 1 Gauss. Ἐπομένως : $1 \text{ Max} \equiv 1 \text{ Gauss} \cdot 1 cm^2$.

Συμφάνως μὲ τὴν παραδοχὴν τῆς § 9, καθ' ἣν συμβατικῶς δεχόμεθα ὅτι ἡ ἔντασις H ἰσοῦται ἀριθμητικῶς μὲ τὸν ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται καθέτως δι' ἐνός cm^2 , ἡ μαγνητικὴ ροή Φ ἐκφράζει τὸν ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἵτινες διέρχονται καθέτως διὰ τῆς θεωρουμένης ἐπιφανείας ἐμβαδοῦ S . Ἐάν ἡ ἐπιφάνεια (S) δὲν εἶναι καθέτη πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγν. πεδίου ἐντάσεως H (Σχ. 11), τότε διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς

μαγν. ροῆς λαμβάνεται ἢ κάθετος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν συνιστώσα H_k τῆς ἐντάσεως H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, ἴητοι: $\Phi = H_k \cdot S$ καὶ ἐπειδὴ $H_k = H \sin \varphi$, ἄρα:

μαγνητικὴ ροή : $\Phi = H \cdot S \sin \varphi$

(5)

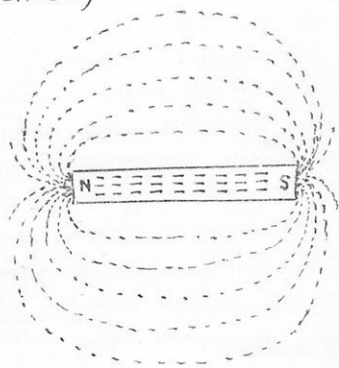


(Σχ. 11)

§ 12 ΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ. Εὐ-

κόλως δυνατόν ἐστὶ νὰ εὐρωμεν τὴν διάταξιν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἐν ὑπερίνω μαγνήτου τοποθετήσωμεν φύλλον χάρτου καὶ ριψάωμεν ἐπ' αὐτοῦ ρινίσματα εἰδήρου. Παρατηροῦμεν ὅτι ταῦτα διατάσσονται σχηματίζοντα ἐλύσεις ἢ νήματα κατὰ μήκος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν. Τὴν εἰκόνα ταύτην τὴν ὁποίαν μᾶς δίδουν τὰ ρινίσματα τοῦ εἰδήρου καλοῦμεν μαγνητικὸν φάσμα (Σχ. 12). Τοῦτο μᾶς παρέχει εὐφρινῶς τὴν ὑφήν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου (διεύθυνσιν καὶ ἔπασιν).

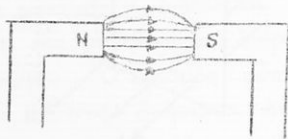
Οὕτω διὰ τῶν φασμάτων διερευνῶμεν τὸ πεδίου. Ἄλλὰ καὶ διὰ μιᾶς μικρᾶς μαγνητικῆς βελόνης δυνατόν ἐστὶ διερευνῆσαι τὸ πεδίου, διότι ἡ ἐλαστικὴ διεύθυνσις τῆς βελόνης παρέχει τὴν διεύθυνσιν τοῦ πεδίου, ἐκ δὲ τῶν αἰωρήσεων αὐτῆς προσδιορίζεται ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου ἀνά σημείον. Τὸ Σχ. 12 δεικνύει τὴν μορφήν τοῦ φάσματος ραβδομόρφου μαγνήτου. Διακρίνομεν εὐφρινῶς ὅτι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι κλεισταὶ κλεισταί.



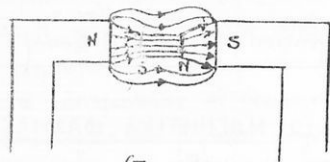
(Σχ. 12)

Ἀρχόμεθα αὐτὰ ἀπὸ τοῦ βορείου (κατὰ εὐμβασιν) πόλου καταλήγουν εἰς τὸ νότιον. Διὰ τῆς μάξης τοῦ μαγνήτου δεχόμεθα ὅτι συνεχίζονται ἐκ τοῦ νοτίου πόλου πρὸς τὸν βορείον. Οὕτω αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι κλεισταὶ γραμμαὶ. Ἐπιπλέον διακρίνομεν ὅτι εἶναι πυκναὶ κατὰ τοὺς πόλους ἀπομακρυνόμεναι κατὰ τὰ μέσα, ὡςὰν νὰ ἀπωθῶνται μεταξὺ τῶν.

§ 13. ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΔΙΑΠΕΡΑΤΟΤΗΤΑΣ. Μεταξύ των πόλων πειλαλοειδούς μαγνήτου επικρατεί ὁμογενές μαγνητικὸν πεδίου, ὅπως φαίνεται ἀπὸ τὴν μορφήν τοῦ φάσματος τοῦ Σχ. 13. "Ἐν μεταξὺ των πόλων



(Σχ. 13)



(Σχ. 14)

θέσωμεν, παραλλήλως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς, μικρὰν ράβδον ἐκ μαλακοῦ σιδήρου καὶ σχηματίσωμεν πάλιν τὸ φάσμα, παρατηροῦμεν (Σχ. 14) ὅτι τὸ πεδίου δὲ εἶναι πλέον ὁμογενές.

Αἱ δυναμικαὶ γραμμᾶι κάμπτονται καὶ εὐθεσιάζονται εἰς τὸν σιδήρον, ὅστις ἀπαρροσᾷ, οὕτως εἶπεν, ταύτας. Συγχρόνως ἡ σιδηρὰ ράβδος μαγνητίζεται ἐξ ἐπαγωγῆς (§ 4). Τὰ διάφορα σώματα δὲν ἔχουν τὴν αὐτὴν ἰκανότητα νὰ ἔχουν διὰ τῆς μάζης των δυναμικὰς γραμμὰς. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου ἐντὸς τοῦ σώματος τροποποιεῖται καὶ καλεῖται μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ (β). Πρὶν εἰσαχθῆ τὸ σῶμα ἡ κάθετος μαγνητικὴ ροὴ Φ διὰ ἐμβαδοῦ S εἶναι $\Phi = S \cdot H$, ἐνῶ μετὰ τὴν εἰσαγωγὴν γίνεται $\Phi' = S \cdot B$.

Ὀνομάζομεν μαγνητικὴν διαπερατότητα (μ) ἐνὸς σώματος, τὸ πηλικὸν τῆς μαγνητικῆς ροῆς (Φ') πῶς διερχομένης καθέτως δι' ἐπιφανείας τοῦ σώματος ἐμβαδοῦ S πρὸς τὴν μαγνητικὴν ροὴν (Φ) τὴν διερχομένην καθέτως διὰ τῆς αὐτῆς ἐπιφανείας εἰς τὸ κενόν (ἢ κατὰ προσέγγισιν εἰς τὸν ἀέρα).

Ἐπομένως :

$$\mu = \frac{\Phi'}{\Phi} = \frac{S \cdot B}{S \cdot H} = \frac{B}{H} \quad (6)$$

Σημ. Ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ μετρεῖται ὡς καὶ ἡ ἔντασις μαγνητικοῦ πεδίου εἰς Gauss. Ὁ συντελεστὴς μ εἶναι καθαρὸς ἀριθμὸς καὶ διὰ τὸ κενόν (ἀίρ) προφανῶς εἶναι $\mu = 1$.

Διὰ τὸν μαλακὸν σιδήρον ὁ συντελεστὴς μ δύναται νὰ λάβῃ πολὺ μεγάλην τιμὰν ($\mu \gg 1$), ἐφ' ὅσον τὸ μαγνητικὸν πεδίου δὲν εἶναι πολὺ ἰσχυρόν καὶ ἡ θερμότης δὲν ὑπερβαίνει ὀρισμένην τιμὴν.

Ἐπὶ παραδειγματι, διὰ μαγνητικὸν πεδίου $H = 2$ Gauss τότε $\mu = 2500$. Διὰ $H = 5$ Gauss τότε $\mu = 2000$. Εἰς πολὺ ἰσχυρὰ

πεδία ο συντελεστής μ προσεγγίζει εἰς τὴν μονάδα, π.χ. διό $H = 20000$ Gauss τότε $\mu = 2$.

Τὰ εἴδη τῶν παρουσιάζοντα τὰς μαγνητικὰς ἰδιότητες τοῦ εἰδήρου καλοῦνται εἰδηρομαγνητικά καὶ παρουσιάζουν ἰδιαίτερον ἐνδιαφέρον λόγῳ τῶν ἐξαιρετικῶν τῶν μαγνητικῶν ἰδιοτήτων. Τοιαῦτα εἶναι ὁ εἶδος, τὸ νικέλιον, τὸ κοβάλτιον καθὼς καὶ κράματα αὐτῶν εἴτε μετὰ τῶν ἢ καὶ μὲ ἄλλα μὴ εἰδηρομαγνητικὰ στοιχεῖα (Cu, Mn, Al κ.τ.λ.).

Γενικῶς ἀναλόγως τοῦ συντελεστοῦ τῆς μαγνητικῆς διαπερατότητας (μ), τὰ διάφορα εἴδη διακρίνονται:

α) Εἰς εἰδηρομαγνητικά, ἔχοντα τὰς ἰδιότητες τοῦ Fe. Παρίστανται τοιούτου εἴδους προσανατολιζόμενα εἰς τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικῆς πεδίου.

β) Εἰς παραμαγνητικά. Εἰς ταῦτα ὁ συντελεστής μ εἶναι πάντοτε ὀλίγον μεγαλύτερος τῆς μονάδος ($\mu > 1$). Τοιαῦτα εἶναι π.χ. ὁ Pt, τὸ Al κ.τ.λ. Ταῦτα προσανατολιζοῦνται ἐντὸς ἰσχυρῶν μαγνητικῶν πεδίων ἄς τὸ εἰδηρομαγνητικά, δηλαδὴ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικῆς πεδίου.

γ) Εἰς διαμαγνητικά. Εἰς ταῦτα ὁ συντελεστής μ εἶναι ὀλίγον μικρότερος τῆς μονάδος ($\mu < 1$). Τοιαῦτα εἶναι π.χ. ὁ Cu, τὸ Bi κ.τ.λ. Ταῦτα, εἰς πολὺ ἰσχυρὰ μαγνητικὰ πεδία, προσανατολιζοῦνται καθέως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικῆς πεδίου.

Ἡ ἰδιότης τοῦ εἰδήρου, νὰ συγκεντρώη ἰσχυρῶς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς, εὑρίσκει ἐφαρμογὴν εἰς τὴν καλουμένην μαγνητικὴν θωράκισιν. Οὕτω π.χ. προφυλάσσομεν ἀπαθείας μαγνητικῆς βελόνας (π.χ. εἰς γαλβανόμετρα) περιβάλλοντες αὐτὰς διὰ εἰδηροῦ περιβλήματος, εἰς τὸν ὅσον ὥστε αὐτὰ νὰ μὴ ὑφίστανται τὴν ἐπίδρασιν ἐξωτερικῶν μαγνητικῶν πεδίων.

§ 14. ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΝ ΔΙΠΟΛΟΝ - ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΡΟΠΗ. Σύστημα δύο μαγνητικῶν μαζῶν, ἴσων καὶ ἑτερονομίῳν, ἐκ τῶν ὁποίων ἕκαστη ἴσεται πρὸς m (ἀπόλυτος), εὑρισκομένων εἰς ἀπόστασιν l μετὰ τῶν καλεῖται μαγνητικὸν δίπολον (ββ).

Ὄνομάζομεν μαγνητικὴν ροπὴν (M^*) ἐνός μαγνητικοῦ δίπολου ἐν διασηματικῶν μέγεθος ἔχει μέτρον ἴσον μὲ τὸ γινόμενον $m \cdot l$, ἴτοι:

$$\boxed{\text{Μαγνητικὴ ροπὴ} : M^* = m \cdot l} \quad (7). \text{ Ἡ μαγνητικὴ ροπὴ,}$$

ως διάνυσμα, έχει την διεύθυνσιν τῆς εὐθείας ἣτις διέρχεται ἐκ τῶν δύο πόλων καὶ φοράν ἐκ τοῦ νοτίου (S) πρὸς τὸν βόρειον (N) [δηλ. τὸ ℓ θεωρεῖται ὡς διάνυσμα ἐκ τοῦ S πρὸς τὸν N].

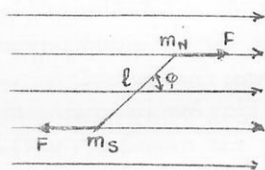
Σημ. Τὸ ἀπλόικον τῆς μαγνητικῆς ροπῆς (M^*) διὰ τοῦ ὄγκου (V) τοῦ μαγνήτου καλεῖται ἔντασις μαγνητίσεως (J).

Ἐπομένως $J = \frac{M^*}{V}$ (8). Οὗτω μαγνήτης μήκους ℓ (ἀπέστασις πόλων) καὶ τομῆς S παρουσιάζει ἔντασιν μαγνητίσεως :

$J = \frac{M^*}{V} = \frac{m \cdot \ell}{S \cdot \ell} = \frac{m}{S}$, ἔνθα m ἡ μαγν. μᾶζα ἐκάστου τῶν πόλων τούτου (ἀπολύτως).

§ 15. ΤΟ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΝ ΔΙΠΟΛΟΝ ΕΝΤΟΣ ΟΜΟΓΕΝΟΥΣ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ.

Ἐστω μαγνητικὸν διπολὸν ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως H (Σχ. 15). Ἐπὶ ἐκάστης μαγνητικῆς μᾶζης τούτου ἀσκεῖται δύναμις : $F = H \cdot m$. Ἐπομένως ἐπὶ τοῦ διπόλου θαῖ ἀσκεῖται ζεύγος δυνάμεων τοῦ ὁποῦ ἡ μηχανικὴ ροπή (M) ἔχει μέτρον :



Σχ. 15

$M = F \cdot \ell \cdot \eta\mu\phi$ (ἔνθα ϕ ἡ γωνία τῶν ἀνυεμάτων H καὶ ℓ).

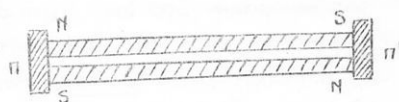
Ἐπομένως $M = H \cdot m \cdot \ell \cdot \eta\mu\phi$ καὶ ἐπειδὴ $m \cdot \ell = M^*$ (μαγνητικὴ ροπή), ἄρα : $M = M^* \cdot H \cdot \eta\mu\phi$ (9). Ἡ μηχανικὴ αὐτὴ ροπή τείνει νὰ καταστήσῃ τὴν μαγνητικὴν ροπήν τοῦ διπόλου παράλληλον πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

Σημ. Ἀποδεικνύεται ὅτι εὐθύγραμμα μαγνήτης, εὐρισκόμενος ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως H καὶ στρεπτός περὶ ἄξονα διερχόμενον διὰ τοῦ κέντρου βάρους του δύναται, ἐκτροπέμετος κατὰ μικρὰν γωνίαν ἀπὸ τὴν θέσιν ἰσορροπίας του, νὰ ἐκτελέσῃ περὶ αὐτὴν ὀρθοκλιναῖς ταλαντώσεις περιόδου :

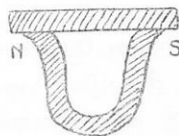
$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\theta}{M^* \cdot H}} \quad (10), \quad \text{ἔνθα } \theta \text{ ἡ ροπή ἀδρανείας τοῦ μαγνήτου}$$

ὡς πρὸς τὸν ἄξονα περιστροφῆς καὶ M^* ἡ μαγνητικὴ ροπή αὐτοῦ.

§ 16. ΦΥΛΑΞΙΣ ΜΑΓΝΗΤΩΝ. Οἱ ραβδόμορφοι μαγνήται διατίθενται ἀνά δύο παραλλήλως καὶ μετὰ τοὺς πόλους ἀντιθέτως, φέρουν δὲ ὄπλισμούς Π καὶ Π' , ἐκ μολακῶ εἰδήρου (Σχ. 16).



Εἰς τοὺς πεταλοειδῆς μαγνήτας προστίθεται εἰς ὄπλισμός. Διὰ τῶν ὄπλισμῶν ἀποφεύχονται τὴν ἀπώλειαν μαγνητικῆς μᾶσης διότι πᾶσαι αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ διέρχονται δι' αὐτῶν.

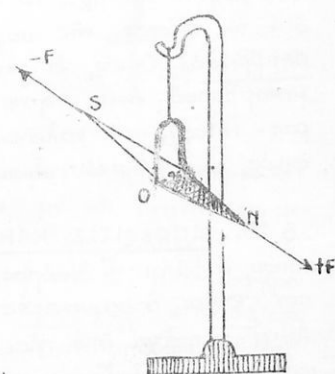


(Σχ. 16)

Χρήσεις. Οἱ μαγνήται χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν κατασκευὴν ὀργάνων μετρήσεως εἰς τὴν ἠλεκτροτεχνίαν, πρὸς προανατολισμόν, διὰ τὴν μελέτην τῶν μαγνητικῶν ἰδιοτήτων τῆς γῆς, πρὸς ἐπισύστησιν τοῦ ἐσωτερικοῦ τῆς λιθοσφαιρας κ.λ.π.

ΓΗΪΝΟΣ ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

§ 17. ΓΕΝΙΚΑ. Ἐξαρτῶντες διὰ νήματος μαγνητικὴν βελόνην (Σχ. 17) οὕτως ὥστε νὰ δύναται αὐτὴ νὰ προανατολισθῆ κατὰ πᾶσαν διεύθυνσιν, παρατηροῦμεν ὅτι αὐτὴ λαμβάνει σταθερὰν διεύθυνσιν περίπου ἀπὸ βορρᾶ πρὸς νότον ἐνῶ εὐχρόνως κλίνει πρὸς τὸν ὀρίζοντα.



(Σχ. 17)

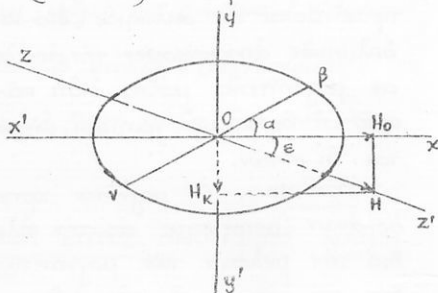
Ἐκ τοῦ σταθεροῦ τούτου προανατολισμοῦ συμπεραίνομεν ὅτι ὁ περί τὴν γῆν κῶρος ἀποτελεῖ μαγνητικὸν πεδίου, τὸ καλούμενον γῆϊνον μαγνητικὸν πεδίου.

Ἡ διεύθυνσις τῆς βελόνης NS μᾶς παρέχει τὴν διεύθυνσιν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον διὰ περιορισμένον κῶρον δύναται νὰ θεωρηθῆ ὡς ὁμογενές. Ὁ πόλος τῆς βελόνης ὁ στραφομένου πρὸς βορρᾶν αλεῖται βόρειος (N) ὁ δὲ ἕτερος νότος (S). Ὁ βόρειος πόλος εἰς τὸ ἡμέτερον ἡμισφαίριον κατευθύνεται πρὸς τὸ κάτω.

• Η βελόνη, ισορροπούσα κατά την διεύθυνση NS, ύφίσταται την επίδραση δύο ίσων και αντίθετου φοράς δυνάμεων +F και -F ενεργουσών κατά την διεύθυνσίν της.

• Εάν Η είναι η ένταση του γήινου πεδίου εἰς τὸν τόπον ὅπου εὐρίσκεται ἡ βελόνη τότε $F = \pi H$, ἔνθα π ἡ μαγνητικὴ μάζα (ἀπολύτως) ἐκείστου τῶν πόλων (N καὶ S) τῆς βελόνης.

Εἰς τόπον O (Σχ. 18), τοῦ ὁποίου ὁ ὀρίζων παρίσταται ὑπὸ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ κύκλου κέντρου O, ἡ διεύθυνσις τοῦ γήινου μαγνητικοῦ πεδίου zz' καὶ ἡ κατακόρυφος τοῦ τόπου yy' ὀρίζουν κατακόρυφον ἐπιπέδον, τὸ ὁποῖον ἔχει ἓν κενόν σημεῖον (τὸ O) μετὰ τοῦ ὀρίζοντος θά τέμνηται ἐν



(Σχ. 18)

στα κατά την xx' . Ἡ έντασις Η τοῦ γήινου πεδίου ἀναλύεται εἰς δύο συνιστώσας έντάσεις, μίαν ὀριζοντίαν τὴν H_0 καὶ μίαν κατακόρυφον τὴν H_k . Τὸ κατακόρυφον ἐπιπέδον oxy τὸ διερχόμενον διὰ τοῦ ἄξονος τῆς μαγνητικῆς βελόνης καλεῖται μαγνητικὸς μεσημβρινός. Οὗτος, ἐν γένει, δὲν ταυτίζεται μετὰ τοῦ γεωγραφικοῦ μεσημβρινοῦ, ὅστις τέμνει τὸν ὀρίζοντα κατά την διεύθυνσιν βν (βορρῶς - νότος), ἣτις καλεῖται μεσημβρινή γραμμὴ. Ἀπλῶς ὁ γεωγραφικὸς μεσημβρινός εἶναι τὸ κατακόρυφον ἐπιπέδον boy .

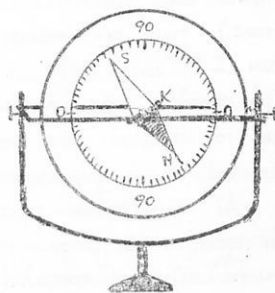
§ 18. ΑΠΟΚΛΙΣΙΣ ΚΑΙ ΕΓΚΛΙΣΙΣ. «Μαγνητικὴ ἀπόκλισις ἐνός τόπου καλεῖται ἡ διέδροε γωνία, τὴν ὁποίαν σχηματίζει εἰς τὸν τόπον τούτον ὁ μαγνητικὸς μετὰ τοῦ γεωγραφικοῦ μεσημβρινοῦ», Αὕτη μετρεῖται ὑπὸ τῆς ἀντιταίχου ἐπιπέδου γωνίας $H_0O\beta = \alpha$, πού σχηματίζει ἡ ὀριζοντία συνιστώσα τῆς έντάσεως τοῦ γήινου πεδίου μετὰ τῆς μεσημβρινῆς γραμμῆς. Ἡ ἀπόκλισις ὀνομάζεται ἀνατολική ἢ δυτικὴ καθ' ὅσον ὁ βόρειος πόλος τῆς βελόνης κεῖται πρὸς ἀνατολὰς ἢ πρὸς δυεῖς τοῦ γεωγραφικοῦ μεσημβρινοῦ.

«Μαγνητικὴ ἔγκλισις ἐνός τόπου καλεῖται ἡ γωνία τὴν ὁποίαν σχηματίζει ἡ διεύθυνσις τοῦ πεδίου (δηλ. τῆς βελόνης εἰς ἐλευθε-

ραν εξάρτησιν) με το οριζόντιον επίπεδον. Αυτή μετράται με την γωνίαν $\text{HOH}_0 = \epsilon$ που σχηματίζει η έντασις με την οριζόντιαν τις συνιστώσας.

- Η έντασις H και αί δύο γωνίαι, απόκλισις α και έγκλισις ϵ , χαρακτηρίζουν πλήρως το γήινον μαγνητικόν πεδίον εις τινα τόπον και έτεκα τούτου καλούνται στοιχεία του γήινου μαγνητικού πεδίου. Από της έντάσεως H λαμβάνεται ως μαγνητικόν στοιχείον η οριζόντια συνιστώσα ταύτης H_0 . Έκ των τύπων $\sqrt{H_K^2 = H_0^2 \epsilon^2}$ και $H = \frac{H_0}{\sin \epsilon}$ υπολογίζομεν την κατακόρυφον συνιστώσαν (H_K) και την έντασιν (H) του γήινου μαγν. πεδίου.

- Η συσκευή του Σχ. 19 χρησιμεύει διά την μέτρσιν της μαγνητικής απόκλισεως η της μαγνητικής έγκλισεως καθ' όσον ο δίσκος ταύτης είναι οριζόντιος η κατακόρυφος. Κάθε τέταρτον της περιφερείας του δίσκου διαιρείται από 0° μέχρι 90° . Όταν διά στροφής του δίσκου κατά 90° (από την θέσιν του σχήματος) καταστρέψωμεν τούτον οριζόντιον, εν συνεχεία φέρομεν την διάμετρον OO εις την διεύθυνσιν της μεσημβρινής γραμμής του τόπου και μετρώμεν την απόκλισιν.



(Σχ. 19)

Πρός μέτρσιν της έγκλισεως διατηρούμεν τον δίσκον κατακόρυφον αλλά τον φέρομεν εις εύρησιν με τον μαγνητικόν μεσημβρινόν του τόπου και τότε μετρώμεν την έγκλισιν.

Τά μαγνητικά στοιχεία ενός τόπου μεταβάλλονται μετά του χρόνου. Διακρίνομεν περιοδικάς μεταβολάς ήμεριείας, ετησίαις και αίωνίους (με περίοδον 1000 ετών) καθώς και άκαταστάτους οπούτους μεταβολάς, αίτινες καλούνται μαγνητικά καταχίδια και αί όποια ευρηπίπτουν με την εμφάνισιν άλλων φαινομένων, ως είναι κυρίως έκρήξεις των ήλιακων κηλίδων και τό πολικόν θέλας. Ονομάζομεν ισογωνίους καμπύλας εκείνας, αί όποια διερχονται διά σημείων της έπιφανείας της γης, τά όποια έχουν την αυτην απόκλισιν. Αυται συντρέχουν προς δύο σημεία άπνα καλούνται μαγ-

νηπικαὶ πόλοι τῆς Γῆς. Οὗτοι εἶναι ἠλυσίον τῶν γεωγραφικῶν πόλων ἀλλὰ διάφοροι τούτων. Εἰς τοὺς μαγνητικούς πόλους τὸ γῆ-νον μαγνητ. πεδίου εἶναι κατακόρυφον.

Ὀνομάζομεν ἰσοκλιεῖς καμπύλας ἐκεῖνας, αἱ ὁποῖα διέρχονται διὰ ἐπιπέδων τῆς ἐπιφανείας τῆς γῆς, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν αὐτὴν ἔγκλισιν. Πλησίον τοῦ γεωγραφικοῦ ἰσημερινοῦ ὑπάρχουν τόποι ὅπου ἡ ἔγκλισις εἶναι μηδέν. Τὸ εὐνόλιον τῶν τόπων τούτων ἀποτελεῖ τὸν μαγνητικὸν ἰσημερινόν. Οὗτος χωρίζει τὴν γῆν εἰς δύο μαγνητικὰ ἡμισφαίρια. Εἰς τὸ βόρειον μαγνητ. ἡμισφαίριον ἡ ἔγκλισις εἶναι θετικὴ, ἐὰν εἰς τὸ νότιον μαγνητ. ἡμισφαίριον αὐτὴ εἶναι ἀρνητικὴ. Μεταβαίνοντες ἀπὸ τὸν μαγνητικὸν ἰσημερινὸν πρὸς τοὺς μαγνητικούς πόλους, διαπιστώνομεν αὐξήσει (ἀπολύτως) τῆς ἔγκλισεως. Εἰς τοὺς μαγνητικούς πόλους αὐτὴ γίνεται $\pm 90^\circ$.

Τὸ εὐνόλιον τῶν ἰσογωνίων καὶ ἰσοκλιῶν καμπύλων προσομοιάζει μὲ τὸ εὐνόλιον τῶν μεσημβρινῶν καὶ παραλλήλων κύκλων, ἀποτελεῖ δὲ τὸν μαγνητικὸν χάρτην.

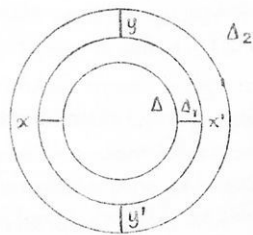
Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ γῆ-νου μαγνητ. πεδίου ἀναχωροῦν ἐκ τοῦ νοτίου μαγνητ. πόλου τῆς Γῆς (ὅστις ἔχει ἰδιότητα βορείου πόλου) καὶ καταλήγουσιν εἰς τὸν βόρειον μαγνητ. πόλον τῆς Γῆς (ἔχοντος ἰδιότητα νοτίου πόλου). Οὕτω ἡ Γῆ συμπεριφέρεται ὡς μαγνητικὸν δίπολον.

Τὸ ἀκριβὲς αἴτιον τοῦ γῆ-νου μαγνητ. πεδίου δὲν εἶναι γνωστὸν. Κατὰ τινα θεωρίαν ὀφείλεται εἰς κυκλικὰ ἠλεκτρικὰ ρεύματα. Αἱ μαγνητικαὶ κατασχίδες προέρχονται ἀπὸ τὰς ἐκρήξεις τῶν ἠλιακῶν κηλίδων αἱ ὁποῖα συνδεύονται ἀπὸ ἐντατικὴν ἐκπομπὴν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα προκαλοῦν ἐπὶ τῆς Γῆς ρεύματα, τῶν ὁποῶν ἀποτέλεσμα εἶναι αἱ μαγνητ. κατασχίδες.

§ 19. ΝΑΥΤΙΚΗ ΠΥΞΙΣ. Αὕτη χρησιμεύει διὰ τὴν καθοδήγησιν τῆς πορείας τῶν πλοίων. Ὅλαι αἱ ἄλλαι μαγνητικαὶ πυξίδες ἀποτελοῦν μικρὰν παραλλαγὴν ταύτης. Ἡ ναυτικὴ πυξίς ἀποτελεῖται ἐκ κυλινδρικοῦ χαλκίνου δοχείου κλειομένου ἄνωθεν δι' ὑαλίνης πλακῆς καὶ ἐνέχοντος μαγνητικὴν βελόνην ἀποκλίσεως, σπριζομένην ἐπὶ κατακόρυφου ἄξονος ὅστις συμπίπτει μὲ τὸν ἄξονα

του όσκειου. Επί τής βελόνης προεκκλῶται καί ευατρεύεται όμῶ μετ' αὐτῆς ελαφρὸς δίσκος ἐκ μαρμαρυγίου ἐπὶ τοῦ ὁποίου ἔχει χαραχθῆ τὸ καλούμενον ἀνεμολόγιον, εὐκείμενον ἐκ 32 ἴσων τομέων. Χαρακτηριστικὴ τις διάμετρος τοῦ ἀνεμολογίου παρέχε τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ ἄξονος τῆς βελόνης, ἐφ' ἧς εἶναι χαραχμένα τὰ σημεῖα Ν καὶ S. Τὸ ὅλον σύστημα ἐξαρτᾶται διὰ τῆς μεθόδου τοῦ Cardan, οὕτως ὥστε ἡ

βελὼν, ἐπομένως καὶ ὁ δίσκος τοῦ ἀνεμολογίου, νὰ παραμένουν ὀριζόντια παρὰ τὰς ταλαντώσεις τοῦ πλοίου (Σκ. 20). Ἡ ἐπιρῆξις Cardan εὐχκαταί εἰς τὴν τοιοῦτην τῆς πυξίδος ἐντὸς δακτυλίου Δ ὅστις στρέφεται περὶ ἄξονα ὀριζόντιον xx' ἐπιρῆζόμενον ἐπὶ ἑτέρου δακτυλίου A_1 , ὁ ὁποῖος πάλιν στρέφεται περὶ ἄξονα yy' κάθετον ἐπὶ τὸν πρῶτον, ἐπιρῆζόμενον εἰς τὸν δακτύλιον Δ_2 .



Σκ. 20

Εἰς τὸ κεντρικόν τῆς πυξίδος εἶναι χαραχμένη ἡ καλυμμένη γραμμὴ πίστεως, ἣτις εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν τρόπιδα τοῦ πλοίου.

Διὰ τὸν προεκκατολισμὸν τοῦ πλοίου κατὰ τὴν ἐπιθυμητὴν διεύθυνσιν, ἀρκεῖ ὁ πηδαλιούχος νὰ φέρῃ πρὸς τὴν διεύθυνσιν αὐτὴν τὴν γραμμὴν πίστεως τῆς πυξίδος, λαμβάνων πάντοτε ὑπ' ὄψιν τὴν ἀπόκλισιν, ἣν παρουσιάζει ἡ βελὼν ἐν τῷ τόπῳ τούτῳ.

ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

ΣΤΑΤΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

§ 20. ΘΕΜΕΛΙΩΔΗ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ. Από της αρχαιότητας (Θαλής ο Μιλήσιος 600 π.Χ.) πῶ γνωστόν ὅτι τὸ ἤλεκτρον, τριβόμενον διὰ μαλλίνου ὑφάσματος, ἀποκτᾷ τὴν ἰδιότητα νὰ ἔλθῃ ἐλαφρὰ εὐώματα (τρίκας, πτερά, τεμάκρια κόρτου κ.λ.π). Τὴν ἰδιότητα ταύτην ἔχουν καὶ ἄλλα εὐώματα ὡς ἡ ὕλος, τὸ θεῖον, ἡ ρητίνη, ὁ ἔβρονίτης κ.ἄ. Τὸ φαινόμενον τοῦτο ἐκλήθη ἤλεκτρον, καθ' ὅσον παρατηρήθη τὸ πρῶτον ἐπὶ τοῦ ἤλεκτρον. Αἱ δυνάμεις, αἰτινες προκαλοῦν τὰς κινήσεις ταύτας, ἐκλήθησαν ἤλεκτρικαὶ δυνάμεις καὶ τὸ αἶτιον τούτων ἤλεκτριεὺς. Λέγομεν ἀκόμη ὅτι τὸ εὐώμα εἶναι ἤλεκτρισμένον ἢ ὅτι φέρει ἤλεκτρον φορτίον.

Πρὸ της τριβῆς τὰ εὐώματα εἶναι ἤλεκτρικῶς οὐδέτερα.

§ 21. ΚΑΛΟΙ ΚΑΙ ΚΑΚΟΙ ΑΓΩΓΟΙ. Ἐκ τοῦ πειράματος προκίπεται τὸ συμπέρασμα ὅτι ὅλα τὰ εὐώματα δύνανται νὰ ἤλεκτρισθοῦν διὰ τριβῆς. Μερικὰ ὅμως εὐώματα, ὡς τὰ μέταλλα, δὲν διατηροῦν τὸν ἤλεκτριεὺς, ὅταν τὰ κρατοῦμεν διὰ της χειρὸς μας. Ἐν μέταλλον δύναται νὰ ἤλεκτρισθῇ ἂν κρατῆται δι' ὑαλίνης λαβῆς ἢ καὶ δι' ἀβῆς ἀπὸ ἄλλο εὐώμα, τὸ ὁποῖον δύναται νὰ ἤλεκτρισθῇ διὰ τριβῆς καὶ νὰ διατηρῇ τὸν ἤλεκτριεὺς του ὅταν κρατῆται διὰ της χειρὸς. Τὸ μεταλλικὸν εὐώμα ἐμφανίζεται τότε ἤλεκτρισμένον καθ' ὅλην του τὴν ἔκτασιν, κατ' ἀντίθεσιν πρὸς τὰ ἕτερα εὐώματα (ὕλος, ἔβρονίτης κ.λ.π) εἰς τὰ ὁποῖα ἡ ἤλεκτριεὺς ἐμφανίζεται μόνον εἰς τὰς θέσεις πού ὑπεβλήθησαν εἰς τριβὴν. Ἐάν ὅμως ἐπὶ τοῦ μετάλλου ἐπακουμβήσωμεν τὸν δάκτυλόν μας, ἀμέσως τοῦτο κινεῖται ἄλλοι του τὸν ἤλεκτριεὺς (ἐκφορτίζεται). Σώματα ἐντὸς τῶν ὁποίων ὁ ἤλεκτριεὺς δύναται νὰ κινήθῃ καλοῦνται καλοὶ ἀγωχοὶ ἢ ἀπλῶς ἀγωχοὶ. Τοιαῦτα εἶναι τὰ μέταλλα, τὸ ὑγρὸν ἔδαφος, τὸ εὐώμα τῶν ζώων κ.λ.π. Ἀντιθέτως, τὰ ἄλλα εὐώματα, διὰ μέσου τῶν ὁποίων δὲν εἶναι δυνατὴ ἡ κίνησις τοῦ ἤλεκτριεὺς καλοῦνται κακοὶ ἀγωχοὶ ἢ μονωτήρες. Τοιαῦτα εἶναι ἡ ὕλος, τὸ ἤλεκτρον, τὸ θεῖον, ἡ παραφίνη, ἡ πορσελάνη ὁ μαρμαρυχίος κ.ἄ. -

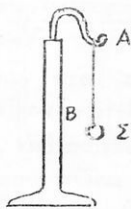
Ἐκ τῶν ὑγρῶν ἀγώγιμα εἶναι τὰ διαλύματα ὀξέων, βάσεων καὶ ἀλάτων ἢ τὰ τήγματα βάσεων ἀλάτων (ὁ Hg ὑπάγεται εἰς τὰ μέταλλα). Τὸ κημικῶς καθαρὸν ὕδωρ, τὰ ἔλαια κ.λ.π. εἶναι μονωτήρες.

Τὰ ἀέρια καὶ οἱ ὄτριοι ὑπὸ συνήθεις συνθήκας εἶναι μονωτικά. Ἀγώγιμα καθίστανται διὰ ιονισμοῦ, τὸν ὁποῖον προκαλοῦν αἱ ὑπεριώδεις ἀκτίνες ἢ ἄλλαι ἀκτινοβολαί ἢ ἢ διασπύρωσις (τὰ ἀέρια τῶν φλογῶν εἶναι ἀγώγιμα).-

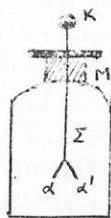
Μερικὰ σώματα εἶναι μέτριοι ἀγωγοὶ ἢ ἀτελεῖς μονωταὶ καὶ καλοῦνται ἡμισαγωγοί, π.χ. τὸ ξύλον, τὸ πόσιμον ὕδωρ, τὸ μάρμαρον κ.λ.π.

§ 22. ΗΛΕΚΤΡΟΣΚΟΠΙΑ. Διὰ τῶν ἡλεκτροσκοπιῶν ἀναγνωρίζομεν ἂν εἶναι πῶς εἶναι ἡλεκτρισμένον. Τὸ ἀπλούτερον τῶν ἡλεκτροσκοπιῶν εἶναι τὸ ἡλεκτρικὸν ἐκκρεμές. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ ἐλαφρὸν σφαιρίδιον Σ ἐξ ἐντεριῶντης ἀκταίας ἢ ἐκ φελλοῦ (Σχ. 21), τὸ ὁποῖον ἐξαρτᾶται διὰ μεταξίνου νήματος ἐκ τοῦ σημείου Α στελέχους ἐστηριζομένου ἐπὶ μονωτικῷ (ὕαλινου) ποδῶς Β. Τὸ σφαιρίδιον Σ ἔλκεται ὑπὸ ἡλεκτρισμένων σωμάτων.

Σύνθετος ἡλεκτροσκοπιῶν εἶναι τὸ μετὰ φύλλον. Εἰς τοῦτο (Σχ. 22) δύο ἐλαφρά φύλλα ἐξ ἀργιλλίου α καὶ α' ἐξαρτῶνται ἐκ μεταλλικῷ στελέχους Σ καταλήγοντες εἰς μεταλλικὴν σφαιρὴν Κ (ἢ δίσκον). Τὸ ὅλον εὐαετημα στερεοῦται μὲ μονωτικὸν εἶμα Μ εἰς μεταλλικὸν δοχεῖον. Ἐάν ἐπὶ τῆς σφαιρας Κ ἐπακουμβῆσωμεν ἡλεκτρισμένον εἶμα τότε τὰ φύλλα ἡλεκτρισόμενα ἀποκλίνουσι.



(Σχ. 21)



(Σχ. 22)

§ 23. ΘΕΤΙΚΟΣ ΚΑΙ ΑΡΝΗΤΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ. Ἡλεκτρίζοντες ράβδον ὑαλίνην (διὸ τριβῆς) καὶ πλησιάζοντες αὐτὴν πρὸς τὸ σφαιρίδιον ἡλεκτρικῷ ἐκκρεμοῦς παρατηροῦμεν ὅτι τοῦτο ἔλκεται καὶ μετὰ τὴν ἐπαφὴν ἀπωθεῖται ὑπὸ τῆς ράβδου. Ἐάν ἤδη πλησιάζωμεν ράβδον ἐξ ἐβονίτου ἡλεκτρισθεῖσαν, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ σφαιρίδιον ἔλκεται. Πειραματιζόμενοι κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον διὰ διαφόρων σωμάτων καταλήγομεν τὰ δεχθῶμεν ὅτι ὑπάρχει δὺο

ἄδη ἠλεκτρισμοῦ.

Καθοῦμεν θετικὸν ἠλεκτρισμὸν (+) ἐκεῖνον τὸν ὁποῖον λαμβάνει διὰ τριβῆς ἢ ὑαδὸς καὶ τὰ ὁμοίως. πρὸς αὐτὴν συμπεριφερόμενα σώματα.

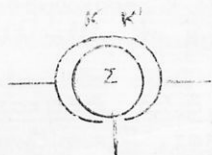
Ἀρνητικὸς ἠλεκτρισμὸς (-) καλεῖται ὁ ἀναπτυσσόμενος διὰ τριβῆς ἐπὶ τοῦ ἐβρονίτου καὶ τῶν ὁμοίως συμπεριφερομένων σωμάτων. Εἰς ὅλας τὰς περιπτώσεις διαπιστῶται ὅτι: Σώματα ὁμωνύμως ἠλεκτρισμένα ἀπωθούνται, ἑτερανύμως δὲ ἔλκονται.

Ἡ συμπεριφορὰ ἐπὶ τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν τῶν μαγνητικῶν, μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι ἐδῶ δυνάμεθα νὰ ἔχωμε χωριστὰ τὸ θετικὸν ἀπὸ τοῦ ἀρνητικοῦ, ἐνῶ εἰς τὸν μαγνητισμὸν, ὡς εἶδομεν, οἱ πόλοι δὲν χωρίζονται.

§ 24. ΔΙΑΝΟΜΗ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΥ ΕΠΙ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ. Εἰς τὰ μονωτικὰ σώματα ὁ ἠλεκτρισμὸς δὲν δύναται νὰ μετακινηθῇ, ἐπομένως δύναται νὰ ὑφίσταται ἐντοπισμένος εἴτε ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας εἴτε ἐπὸς τῆς μάζης τοῦ μονωτοῦ.

Ἀντιθέτως εἰς τοὺς ἀγωγούς ὁ ἠλεκτρισμὸς κινεῖται ἐλευθέρως, ἐπομένως δὲν δύναται νὰ παραμείνῃ ἠλεκτρικὸν φορτίον ἐντὸς τῆς μάζης τοῦ ἀγωγῶ, διότι τὰ ὁμόνυμα φορτία ἀπωθούμενα καταλήθουν εἰς τὴν ἐξωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀγωγῶ.

Ἔστω: εἰς τοὺς ἀγωγούς ὁ ἠλεκτρισμὸς φέρεται ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας αὐτῶν. Οὕτω φορτίζοντες σφαῖραν μεταλλικὴν Σ μεμονωμένην (Σχ. 23) καὶ καλύπτοντες αὐτὴν διὰ δύο κοίλων μεταλλικῶν ἡμισφαιρίων Κ καὶ Κ', κρατουμένων διὰ μονωτικῶν λαβῶν, παρατηροῦμεν, ἀποσύροντες τὰ ἡμισφαίρια, ὅτι τοῦτα εἶναι ἠλεκτρισμένα ἐνῶ ἡ σφαῖρα ἔχασε τὸ φορτίον της.



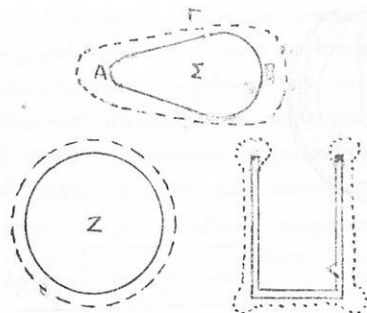
Ἐπίσης φορτίζοντες κοίλην μεταλλικὴν μεμονωμένην σφαῖραν ἐλέγχουμεν διὰ δοκιμαστικοῦ ἐπιπέδου φορτία ἠλεκτρικά, μόνον ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας αὐτῆς, ἐνῶ εἰς τὸ ἐσωτερικὸν της οὐδὲν ἴχνος ἠλεκτρισμοῦ ὑφίσταται. Τὸ δοκιμαστικὸν ἐπίπεδον εἶναι μικρὸς μεταλλικὸς δίσκος κρατούμενος δι' ὑαλίνης λαβῆς. Ὁ δίσκος φέρεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὰ εἰδηθέντα μέρη τοῦ ἠλεκτρισμένου σώματος ὁπότε φορτίζεται.

Μεταφέροντες τὸ φορτίον τοῦτο δι' ἐπαφῆς εἰς τὸ ἠλεκτροσκόπιον, συμπεραίνομεν, ἐκ τῆς ἀποκλίσεως τῶν φύλλων αὐτοῦ, τὴν κατανομήν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ εἰς τὰ διάφορα μέρη τοῦ σώματος.

Οὕτω, ἀνευρίσκωμεν πάντοτε ἠλεκτρικά φορτία μόνον εἰς τὴν ἑξωτερικὴν ἐπιφάνειαν τῶν ἀγωγῶν. Ἡ κατανομή τῶν φορτίων τούτων δὲν εἶναι πάντοτε ὁμοιόμορφος. Εἰς σφαιρικὸν ἀγωγὸν ἢ ἀπόκλισις τῶν φύλλων τοῦ ἠλεκτροσκοπίου εἶναι πάντοτε ἡ αὐτὴ, ὁπουδήποτε τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγῶ καὶ ἂν ἐγγίσωμεν τὸ δοκιμαστικὸν ἐπίπεδον. Εἰς ἀγωγὸν ὅμοιος τοῦ σχήματος Σ (Σχ. 23) ἡ ἀπόκλισις δὲν εἶναι πάντοτε ἡ αὐτὴ.

Ἐάν ἐγγίσωμεν εἰς τὸ Α ἢ ἀπόκλισις εἶναι μεγίστη, εἰς τὸ Β εἶναι μικροτέρα, ἐνῶ εἰς τὸ Γ εἶναι ἐλαχίστη.

Δυνάμεθα νὰ εἰπώμεν ὅτι, ἡ κατανομή τοῦ ἠλεκτρισμοῦ εἰς τὴν σφαῖραν Ζ γίνεται ἰσοπύκνως (ἐπὶ ἐπιπέδου σταθεροῦ πάχους), ἐνῶ εἰς τὸ σῶμα Σ ἡ πυκνότης τοῦ



(Σχ. 23)

ἠλεκτρισμοῦ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας αὐτοῦ δὲν εἶναι σταθερά. Ἡ ἐπισημασμένη γραμμὴ δεικνύει παραστατικῶς τὴν κατανομήν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.

Ἐν γένη παρατηρεῖται συσσωρεύσεις ἠλεκτρισμοῦ πρὸς τὰ ὀξύτερα μέρη τοῦ ἀγωγῶ.

Ὁ ἔλεγχος τῆς κατανομῆς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ἀγωγῶ δὲν δύναται νὰ γίνη δι' ἀπ' εὐθείας συνδέσεως (διὰ σῶματος) τοῦ ἠλεκτροσκοπίου μετὰ τὰ διάφορα μέρη τοῦ ἀγωγῶ. Διὰ τῆς τοιαύτης συνδέσεως τὸ ἠλεκτροσκόπιον γίνεται μέρος τοῦ ἀγωγῶ καὶ δεικνύει πάντοτε σταθερὰν ἀπόκλισιν, ὁπουδήποτε καὶ ἂν δια τοῦ σώματος ἐγγίσωμεν τὸν ἀγωγὸν.

§ 25. ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ COULOMB. Ὁ νόμος τοῦ Coulomb ἀσκολεῖται μετὰ τὴν ποσοτικὴν ἔρευναν τῶν ἠλεκτρικῶν δυνάμεων. Ἠλεκτρισμένον σωματίον, μικρῶν διαστάσεων, δύναται νὰ θεωρηθῆ ὡς ἠλεκτρικὸν σημεῖον. Τοῦτο καλεῖται καὶ κεντρικὸν φορτίον.

λέγομεν ὅτι διάφορα ἠλεκτρισμένα σωμάτια φέρουν ἴσα ἠλεκτρικά φορτία (ἢ ποσότητες ἠλεκτρισμοῦ) ἂν, φερόμενα διαδοχικῶς εἰς τὴν αὐτὴν ἀπόστασιν ἀπὸ τυχόντος ἄλλου ἠλεκτρισμένου σωματίου, ἀσκῶν ἐπ' αὐτοῦ ἴσας δυνάμεις. Ἐνῶ, ἂν αἱ δυνάμεις εἶναι ἀντεῖς δεχόμεθα ταῦτα ἀναλόγους πρὸς τὰ ἐπιδρώοντα φορτία (ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ πάντοτε τρίτου φορτίου καὶ διὰ τὴν αὐτὴν ἀπόστασιν). Εἶναι ἐπομένως φανερόν ὅτι ἡ δύναμις ἢ ἀσκουμένη μεταξὺ δύο ἠλεκτρισμένων σωματίων εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὰ φορτία ἀμφοτέρων, ἀφοῦ ἡ δύναμις αὐτὴ ἀσκεῖται ἀπὸ ἕκαστον τῶν δύο φορτίων ἐπὶ τοῦ ἑτέρου. Ἐξ ἄλλου, τὸ πείραμα δεικνύει ὅτι, διὰ δεδομένον ζεύγος κεντρικῶν φορτίων, ἡ μεταξὺ αὐτῶν ἀσκουμένη δύναμις, διευθυνομένη πάντοτε κατὰ τὴν ἐνοῦσον ταῦτα εὐθεῖαν, μεταβάλλεται ἀντιεπιτρόφως ἀνάλογως τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεώς των.

Ταῖ ἀνωτέρω εὐνοφίζονται εἰς τὸν νόμον τοῦ Coulomb: "Ἡ δύναμις, ἑλκτική ἢ ἀπωστική, ἣτις ἀναπτύσσεται μεταξὺ δύο ἠλεκτρικῶν φορτίων (κεντρικῶν), εἶναι ἀνάλογος τοῦ γινομένου τούτων καὶ ἀντιεπιτρόφως ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τῆς ἀποστάσεώς των,".

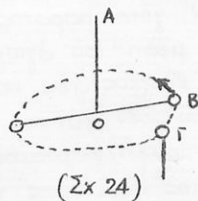
* Ἡτοι:

$$\text{Νόμος τοῦ Coulomb: } F = \frac{1}{K} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{R^2} \quad (1)$$

ὅπου F ἡ δύναμις (ἀπολύτως), Q_1 καὶ Q_2 τὰ ἀλληλεπιδρώοντα φορτία καὶ R ἡ ἀπόστασις των. Τὸ K καλεῖται διηλεκτρικὴ σταθερά. καὶ ἐξαρτᾶται ἐκ τῶν μονάδων καὶ ἐκ τοῦ περιβάλλοντος τὰ φορτία μέσου.

Ἡ πειραματικὴ ἐπαλήθευσις τοῦ νόμου τοῦ Coulomb δύναται νὰ γίνη διὰ τοῦ ζυγοῦ στρέψεως τοῦ Coulomb (Σχ. 24). Οὗτος στηρίζεται εἰς τὴν ἰδιότητα λεπτῶν σωμάτων, ὡς τὸ OA , νὰ στρέφονται, ἐπὶ τὸ ὅριον, κατὰ γωνίας ἀναλόγους πρὸς τὰς στρεφούσας δυνάμεις.

Ἡ σύγκρισις τῶν δυνάμεων μεταξὺ ἠλεκτρισμένων σωματίων, ὡς τῶν σφαιρῶν B καὶ Γ , ἐπιτυγχάνεται διὰ συγκρίσεως τῶν ἀντιεπιτόχων γωνιῶν στρέψεως τοῦ σώματος, αἵτινες εἶναι ἀνάλογοι τῶν ἀσκουμένων δυνάμεων (ἢ ροπῶν).



§ 26. ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΗΛΕΚΤΡ. ΜΟΝΑΔΩΝ - ΜΟΝΑΔΕΣ ΗΛΕΚΤΡ.

ΦΟΡΤΙΟΥ. Εἰς τὸν ἠλεκτρισμὸν τὸ μηχανικὸν εὐσθημα C.G.S δι-
κάζεται εἰς τὸ ἠλεκτρομαγνητικὸν εὐσθημα μονάδων καὶ εἰς τὸ ἡ-

ηλεκτροστατικών τοιούτων. Το ηλεκτρομαγνητικόν σύστημα μονάδων (Η.Μ.Σ.Μ) ἐκτίθεται εἰς τὸ κεφάλαιον τοῦ ηλεκτρομαγνητισμοῦ, ἂν καὶ τὸν τρόπον ἐφαρμογῆς τούτου εἰς τὸν μαγνητισμὸν ἐγκυρίωμεν.

Τὸ ηλεκτροστατικόν σύστημα μονάδων, ὅπερ ἀπὸ μηχανικῆς ἀπόψεως ὑπόκειται εἰς τὸ C. G. S (ὡς τὸ ηλεκτρομαγνητικόν), ἔχει ὡς ἀπαραχὴν τὸν νόμον τοῦ Coulomb εἰς τὸν ηλεκτρισμὸν καὶ ὀρίζει ὡς πρῶτην μονάδα τὴν τοῦ ηλεκτρικοῦ φορτίου. Ἄν ὀνομάσωμεν K_0 τὴν διηλεκτρικὴν σταθερὰν τοῦ κενοῦ (ἴσῃ, κατὰ προσέγγισιν, μὲ τὴν τοῦ ἀέρος) καὶ θεωρήσωμεν εἰς ἀπόστασιν R δύο ἴσα ηλεκτρικὰ φορτία, Q ἕκαστον, τότε ὁ νόμος τοῦ Coulomb γράφεται: $F = \frac{1}{K_0} \cdot \frac{Q^2}{R^2}$. Θετόμεν (διὰ τὸ κενόν) $K_0 = 1$ (καθαρός ἀριθμὸς) ὁπότε: $F = \frac{Q^2}{R^2}$ (2). Ἄν $R = 1 \text{ cm}$ καὶ $F = 1 \text{ dyn}$, τότε ἀριθμητικῶς $Q = 1$. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ὀρίζομεν τὴν ηλεκτροστατικὴν μονάδα ηλεκτρικοῦ φορτίου (1 Η.Σ.Μ. - φορτίου) ὡς ἀκολουθῶν: Ἡ ηλεκτροστατικὴ μονάδα φορτίου εἶναι τὸ φορτίον, τὸ ὁποῖον εἰς τὸ κενόν καὶ εἰς ἀπόστασιν 1 cm ἀπὸ ἴσου φορτίου, ἐξασκᾷ ἐπ' αὐτοῦ δύναμιν ἴσῃν μὲ μιαν δύνῃν,,.

Δι' ἕτερον περιβάλλον μέσον ἢ σταθερὰ K εἶναι πάντοτε μεγαλύτερα τῆς K_0 καὶ ϵ^* φορὰς, ἥτοι: $K = \epsilon^* \cdot K_0$ καὶ ἐπομένως $\epsilon^* = \frac{K}{K_0}$. Τὸ ϵ^* εἶναι καθαρός ἀριθμὸς καὶ καλεῖται ἐκεκμηθεὶς διηλεκτρικὴ σταθερὰ. Διὰ τὸ ὕδωρ π.χ. εἶναι: $\epsilon^* = 81$. Ἐπομένως εἰς τὸ Η.Σ.Σ.Μ δι' ἕν μέσον $K = \epsilon^*$, ἀφοῦ $K_0 = 1$ (καθαρός ἀριθμὸς).

Ὅταν ἐπομένως ἐφαρμόζωμεν τὸν νόμον τοῦ Coulomb (τύπος 1, § 25), θετόντες τὰ Q_1 καὶ Q_2 εἰς Η.Σ.Μ. - φορτίου καὶ τὴν ἀπόστασιν R εἰς cm, θὰ ἀνευρίσκωμεν τὴν δύναμιν F εἰς dyn (μὲ τὴν σταθερὰν K ὡς καθαρόν ἀριθμὸν καὶ μάλιστα διὰ τὸ κενόν: $K_0 = 1$).

Ἡ ἐξίωσις διαστάσεων τοῦ ηλεκτρικοῦ φορτίου εἰς τὸ Η.Σ.Σ.Μ, ἀνευρίσκεται ἐκ τῆς σχέσεως (2), ἐξ ἧς προκύπτει: $Q = F^{1/2} \cdot R$ καὶ ἐπομένως: $[Q] = [L^{3/2} \cdot M^{1/2} \cdot T^{-1}]$. Ἄρα: 1 Η.Σ.Μ. - φορτίου $\equiv 1 \text{ cm}^{3/2} \cdot \text{gr}^{1/2} \cdot \text{sec}^{-1}$. Εἰς τὸς ὅμως τῶν ἀνωτέρω ἀναφερθέντων δύο συστημάτων (Η.Μ.Σ.Μ καὶ Η.Σ.Σ.Μ), ἅτινα ἐντάσσονται εἰς τὸ C. G. S, ἐν τῇ πράξει ἀποβιβαστικῶς ἐπιχειροῦται τὸ καλούμενον πρακτικὸν σύστημα μονάδων, τὸ ὁποῖον ἐντάσσεται εἰς τὸ Μ.Κ.Σ (σύστημα

(εργασί) και καλείται επίσης: διεθνές ηλεκτροτεχνικών σύστημα μονάδων (H.T-M.K.S) ή και M.K.S.A. Η μονάς φορτίου εις το σύστημα τούτο καλείται Coulomb (Cb) και ισούται με $3 \cdot 10^9$ Η.Σ.Μ. φορτίου. Ήτοι: $1 \text{ Cb} = 3 \cdot 10^9 \text{ Η.Σ.Μ. φορτίου}$. Εις το σύστημα τούτο θεμελιώδεις μονάδες λαμβάνονται αι του μηχανικού συστήματος M.K.S (1m, 1kg, 1sec) και η μονάς έντασεως ηλεκτρικού ρεύματος: Αμπέρε (1A), την οποίαν θα γυαρίσωμεν εις το κεφάλαιον του Δυναμικού ηλεκτρισμού ($1 \text{ A} = \frac{1 \text{ Cb}}{1 \text{ sec}}$).

Εάν εις περιβάλλον μέσον το κενόν θεωρήσωμεν δύο ίσα ηλεκτρικά φορτία, έκαστον $Q = 1 \text{ Η.Σ.Μ. φορτίου}$ εις απόστασιν $R = 1 \text{ cm}$, τότε επειδή $K_0 = 1$ (εις Η.Σ.Σ.Μ) αναγκαστικώς θα είναι $F = 1 \text{ dyn}$. Ο τύπος όμως: $F = \frac{1}{K_0} \cdot \frac{Q^2}{R^2}$, λυόμενος ως προς K_0 , δίδει: $K_0 = \frac{Q^2}{F \cdot R^2}$ μηδ' αν αλλάξωμεν τας μονάδας θέτοντες $Q = 1 \text{ Η.Σ.Μ. φορτίου} = \frac{1}{3 \cdot 10^9} \text{ Cb}$

$$F = 1 \text{ dyn} = \frac{1}{10^5} \text{ Nt} \quad \text{και} \quad R = 1 \text{ cm} = \frac{1}{10^2} \text{ m}, \text{ ευρίσκομεν:}$$

$$K_0 = \frac{\frac{1}{9 \cdot 10^{18}} \text{ Cb}^2}{\frac{1}{10^5} \text{ Nt} \cdot \frac{1}{10^4} \text{ m}^2} = \frac{1}{9 \cdot 10^9} \frac{\text{Cb}^2}{\text{Nt} \cdot \text{m}^2}. \quad \text{Παρατηρούμεν ότι}$$

εις το πρακτικόν σύστημα μονάδων (M.K.S.A) η διηλεκτρική σταθερά του κενού (K_0) ούτε μονάς είναι, ούτε καθαρός αριθμός.

Επομένως, εις τον νόμον του Coulomb, αποδίδοντες την ανωτέρω τιμήν (με τας μονάδας της) διά το K_0 και θέτοντες τα φορτία (Q_1, Q_2) εις Cb καθώς και την απόστασιν των (R) εις m, θα ανευρίσκωμεν την δύναμιν (F) εις Nt. Δι' άλλο περιβάλλον μέσον, π.χ. το ύδωρ, πρέπει, εις το πρακτικόν σύστημα, να τίθεται ως διηλεκτρική σταθερά (K) η ανωτέρω τιμή του κενού, αφού όμως αυτή πολλαπλασιασθῇ ἐπί τήν σχετική διηλεκτρικήν σταθεράν του μέσου (ϵ^*). Ούτω π.χ. διά το ύδωρ, εις μέτ το Η.Σ.Σ.Μ. είναι: $K = 81$ (καθαρός αριθμός) εις δέ το πρακτικόν σύστημα

$$(M.K.S.A) \text{ είναι: } K = \frac{81}{9 \cdot 10^9} \frac{\text{Cb}^2}{\text{Nt} \cdot \text{m}^2} \text{ (αφού διά το ύδωρ είναι: } \epsilon^* = 81).$$

Σημ. Ο νόμος του Coulomb διά το κενόν υπό την μορφήν: $F = \frac{1}{K_0} \cdot \frac{Q_1 Q_2}{R^2}$ δέν δεικνύει την άκτινικήν συμμετρίαν, ήτις προϋποθέτε κατανομήν της επιδράσεως ενός έκαστου των επιδράστων κεντρικώς φορτίων εις τον περίξ χώρον ισοτρόπως εις τα 4π

ετερεακτίνα. Διά τούτο σήμερα, ή διηλεκτρική σταθερά τού κε-
 τού τίθεται υπό τήν μορφήν : $K_0 = 4\pi \epsilon_0$, ἔνθα ϵ_0 ή καλουμένη

Θεμελιώδης διηλεκτρική σταθερά τού κετού τής οποίας ή τιμή
 $\epsilon_0 = \frac{K_0}{4\pi}$ εἰς μέν τὸ ΗΣΣ μοιάδων εἶναι : $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi}$ (καθαρός
 ἀριθμός), εἰς δὲ τὸ πρακτικὸν σύστημα μοιάδων (Μ.Κ.Σ.Α.)
 εἶναι : $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{Cb^2}{Nt.m^2}$, ὁπλοῦθι :

$$\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \frac{Cb^2}{Nt.m^2}$$

Ἐπομένως ὁ νόμος τού Coulomb δια τὸ κενὸν λαμβάνει τήν μορφήν :

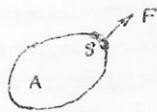
$F = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{R^2}$ καί δι' ἕτερον περιβάλλον μέσον, σχετικῆς

διηλεκτρικῆς σταθερᾶς ϵ^* , ὁ νόμος γράφεται : $F = \frac{1}{4\pi \epsilon^* \epsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{R^2}$

§ 27 ΠΥΚΝΩΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ. Ὀνομάζομεν πυκνότη-
 τα ἠλεκτρικοῦ φορτίου (d), περίξ ἑνός σημείου Σ τής ἐπιφανείας
 ἠλεκτρισμένου ἀγωγού, τὸ πηλικόν τού ἠλεκτρικοῦ φορτίου (Q), ὅ-
 περ εὔρισκεται εἰς στοιχειώδη ἐπιφάνειαν, ἔχουσης κέντρον τὸ ση-
 μεῖον Σ, πρὸς τὸ ἐμβρᾶδόν (S) ταύτης. Ἦτοι : $d = \frac{Q}{S}$ (β).
 Διά ὁμοιόμορφον φόρτιον, ή πυκνότης τού ἠλεκτρικοῦ φορτίου ἐ-
 γούται πρὸς τὸ φορτίον τής μονάδος ἐπιφανείας. Διά τῷ δοκι-
 ματικῷ ἐπιπέδου καί τῷ ἠλεκτροσκοπίου ἐλέγχομεν, ὡς εἶδομεν
 (§ 24), τήν κατανομήν τού φορτίου εἰς τὰ διάφορα σημεῖα τής
 ἐπιφανείας ἠλεκτρισμένου ἀγωγού. Ἐκεῖ ὅπου ὁ ἠλεκτρισμός συ-
 σωρεύεται, ὡς εἰς τὰς ἀκίδας, ἐκεῖ καί ή πυκνότης τού ἠλεκτρικοῦ
 φορτίου εἶναι μεγαλύτερα. Εἰς τήν ἐπιφάνειαν ἠλεκτρισμένου σφαιρι-
 κού ἀγωγού, ή πυκνότης τού ἠλεκτρικοῦ φορτίου εἶναι εἰς ὅλα τὰ
 σημεῖα ή αὐτή. -

Ἡ διανομή τού φορτίου ἐπὶ τής ἐπιφανείας ἀγωγού καί ἐπομένως
 ή πυκνότης τού ἠλεκτρικοῦ φορτίου εἰς τὰ διάφορα σημεῖα ταύτης,
 ἐξαρτᾶται, ἐκτός ἀπὸ τὸ σχῆμα τού ἀγωγού καί ἐκ τῶν παρακειμέ-
 νων ἀγωγῶν, διότι τότε, ὡς θά γινώρισωμεν, ἐμφανίζονται φαινό-
 μενα ἐπαγωγῆς.

§ 28 ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΠΙΕΣΙΣ. Θεωρήσωμεν
 ὅτι ὁ ἀγωγός Α (Σχ. 25) εὔρισκεται ἠλεκτρισμέ-
 νος ἐν ἰσορροσίᾳ. Τὸ εἰς στοιχειώδη τινὰ ἐπιφά-



(Σχ. 25)

εάν S ένυπόρκον φορτίον άπωθείται ύφ' όλων τών λοιπών φορτίων τής έπιφανείας τού άγωγού. Έκ τών άπόσεων τούτων γεννάται δύναμις F κάθετος επί τήν στοιχειώδη έπιφάνεια, καθ' όσον εάν ήτο πλαγια ό ήλεκτρισμός δέν θα εύρίσκετο έν ίσορροπία. Τό φορτίον τής έπιφανείας S τείνει νά έκδιωχθή ύπό τής δυνάμεως F , άλλ' αύτη έξουδετέρούται ύπό τής αντίστασεως τού μή άγωγού άέρος.

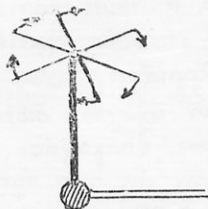
Αν ό άήρ είναι άγωγός (ύγρός), τότε ή δύναμις F ύπεριεχέει και ό ήλεκτρισμός διαρρέει.

Καλούμεν ήλεκτρικήν πίεσην (P), ές π σημείον τής έπιφανείας τού άγωγού, τόν λόγον τής δυνάμεως F , ήτις άσκειται είς τό φορτίον στοιχειώδους έπιφανείας έμβραδού S , έχούσης κέντρον τό έν λόγω σημείον, πρós τό έμβραδόν τής έπιφανείας ταύτης. Ητοι: $P = \frac{F}{S}$ (4).

Αύτη ίσούται αριθμητικώς πρós τήν δύναμιν, ήτις άσκειται επί τού φορτίου τού εύρισκομένου είς τήν μονάδα τής έπιφανείας τού άγωγού. Αποδεικνύεται όπι ή ήλεκτρική πίεσις είναι ανάλογος τού τετραζώνου τής ήλεκτρικής πυκνότητος. Εάν d ή ήλεκτρική πυκνότης, τότε:

$$P = 2\pi d^2 \quad (5) \quad (\pi = 3,14) . -$$

Η πίεσις εκδηλούται κυρίως είς τά όξεία άκρα (ώς είς τας άκίδας), διότι εκεί ή πυκνότης είναι μεγάλη. Είς τας άκίδας έχομεν ήλεκτρισμόν διαρροήν, ό δέ άήρ ήλεκτριζόμενος άπωθείται και άντιπυθίζεται ύπό έτέρου είς τρόπον ώστε παράγεται τό λεγόμενον φύσημα. Παράγεται δηλαδή ρεύμα ήλεκτρισμένου άέρος, όπερ φαίνεται εάν νά προέρχεται εκ τής άκίδας. Τό ρεύμα πολλακίς είναι άρκετά ίσχυρόν ώστε δύναται νά εβείση φύλλα κηρίου. Λόγω άντιδράσεως ή άκίς, αν είναι κινητή, τίθεται είς άντίθετον πρós τό ρεύμα τού άέρος κίνησιν. Τούτου έφαρμογή είναι ό ήλεκτρικός στρόβιλος (Σχ. 26), όστις αποτελείται άπό στελέχη τεθέντα άκτινωσίως, άντιθέτως κεκαμμένα κατά τά άκρα και άπολήγοντα είς άκίδας. Τό όλον εύσημα σπυρίζεται επί κατακορύφου μεταλλικού άξονος σπυριζομένου επί πόλου ήλεκτρικής μηχανής. Όταν διεγείρομεν τήν μηχανήν ό στρόβιλος τίθεται είς περιετροφικήν κίνησιν. Έκ τών άνωτέρω συμπεραίνομεν όπι, πρós διατήρησιν τού ήλεκτρισμού



(Σχ. 26)

πρέπει ο άγωγός να μη έχει αΐδας, αΐ δέ επιφανείαι του άγωγού να είναι όμολαι.

ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΠΕΔΙΟΝ.

§ 29. Ηλεκτρικόν πεδιον καλεΐται ο χώρος περίξ ηλεκτρισμένου σώματος, εντός του οποίου άσκούνται δυνάμεις επί ηλεκτρικων φορτίων, τά όποια φέρονται εις οιοδήποτε σημείον του χώρου τούτου.

Όνομάζομεν έντασιν (\vec{E}) του ηλεκτρικού πεδίου εις τι σημείον αυτου τό πληκτον της δυνάμεως (\vec{F}), ητις άσκειται επί θετικου ηλεκτρικου φορτίου ($+q$), τεθέντος εις τό εν λόγω σημείον, δια του φορτίου τούτου. Ητοι:
$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{+q} \quad (1)$$

Αν τό πεδιον έχει την αυτην έντασιν (κατά μέγεθος, διεύθυνσιν και φοράν) εις όλα τά σημεία του, τότε καλεΐται όμογενές, άλλως τό πεδιον καλεΐται άνομοιογενές. Πεδιον όμοιογενές έντάσεως E άρα επί ηλεκτρικου φορτίου q μετά δυνάμεως: $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$.

Η έντασις E ηλεκτρικου πεδίου είναι διανυσματικόν μέγεθος, έχον την διεύθυνσιν και την φοράν της δυνάμεως (\vec{F}).

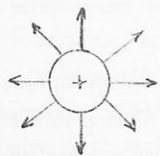
Η μονάς έντάσεως, εις τό ηλεκτροστατικόν σύστημα μονάδων, είναι η έντασις σημείου ηλεκτρικου πεδίου, τό όποιον επί 1 ΗΣΜ - φορτίου άσκει δύναμιν ίσην μέ 1 δύνην. Ητοι:

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

§ 30. ΔΥΝΑΜΙΚΑΙ ΓΡΑΜΜΑΙ. Τό ηλεκτρικόν πεδιον καθίσταται αντιληπτόν αν παρασταθῆ γραφικώς δια των δυναμικων του γραμμων.

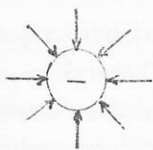
Καλοῦμεν δυναμικὴν γραμμὴν, την γραμμὴν της οποίας η έραπτομένη, εις κάθε σημείον αυτης, έχει την διεύθυνσιν της έντάσεως του πεδίου εις τό σημείον τούτο. Ηλεκτρική μάζα $+Q$, άφισμένη ελευθερα εντός ηλεκτρικου πεδίου, κινείται (υπό την επίδρασιν μόνον των ηλεκτρικων δυνάμεων) διαγράφουσα τροχιδν, η όποια είναι δυναμική γραμμὴ του πεδίου. Τό σύνολον των δυναμικων γραμμων αποτελεΐ τό φάσμα του πεδίου. Πράγματι τό ηλεκτρικόν πεδιον διατρέκεται από άπειράν δυναμικων γραμμων, τας οποίας θεωρούμεν συμβατικώς ότι αρχίζουσι από θετικά φορτία και καταλήγουσι εις αρνητικά. Την διάταξιν των δυναμικων υλοποιούμεν πειραματικώς, φέροντες εις τό ηλεκτρικόν πεδιον οριζοντίαν υαλίνην πλάκα και ριπτοντας επ' αυτης κρυστάλλα γύφου, ατινα διατάσσονται εις

σχῆμα ἀλύσεων κατὰ μήκος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν.



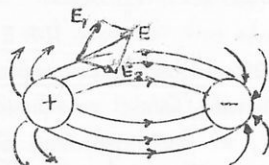
Πεδίον περὶ σφαῖραν ἠλεκτρισμένην θετικῶς.

(Σχ. 27)



Πεδίον περὶ σφαῖραν ἀρνητικῶς φορτισμένην

(Σχ. 28)



Πεδίον γύρω ἀπὸ δύο ἀγωγῶν ἐπερᾶνύμας ἠλεκτρισμένων.

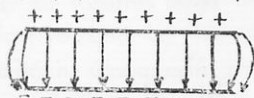
(Σχ. 29)

Εἰς τὰ σχήματα 27 καὶ 28 δεικνύεται, διὰ τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, ἡ μορφή τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου περὶ ἠλεκτρισμένου (θετικῶς ἢ ἀρνητικῶς) σφαιρικοῦ ἀγωγῶ. Τοιοῦτον πεδίον καλεῖται συνήθως πεδῖον Coulomb καὶ αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ ἔχουν τὴν διεύθυνσιν πᾶν ἀκτῖνων τῆς σφαίρας καὶ εἶναι γραμμαὶ ἀνοικταί.

Εἰς τὸ σχῆμα 29 ὑπάρχουν δύο σφαῖραι φορτισμέναι μὲ ἴσα ἀλλ' ἐπερᾶνυμα φορτία. Ἡ ἔντασις τοῦ πεδίου εἰς κάθε σημεῖον τοῦ χώρου θά εἶναι ἡ συνισταμένη (\bar{E}) τῶν δύο ἐντάσεων (\bar{E}_1 καὶ \bar{E}_2) τῶν δύο ἠλεκτρικῶν πεδίων (ἐξ ἐκάστου φορτίου χωριστὰ) καὶ συνεπῶς αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ θά εἶναι καμπύλαι, ἀναχωροῦσαι ἐκ τῆς ἐπιφανείας τῆς θετικῆς σφαίρας καὶ καταλήγουσαι εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς ἀρνητικῆς.

Εἰς ὁμογενές πεδῖον, ὅπως εἶναι μεταξὺ δύο φορτισμένων μεταλλικῶν πλακῶν (Σχ. 30) μὲ ἴσα ἀλλ' ἐπερᾶνυμα φορτία, αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι παράλληλοι καὶ ἰσόπυκνοι.

Γενικῶς, αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ ἀναχωροῦν καθέτως ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τῶν θετικῶς φορτισμένων ἀγωγῶν καὶ καταλήγουσιν ἐπίσης καθέτως εἰς τὴν ἐπιφάνειαν ἀρνητικῶς φορτισμένων ἀγωγῶν.



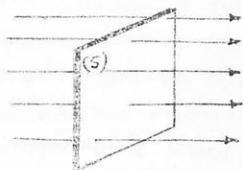
(Σχ. 30)

Εἰς τὸ ἑσωτερικόν φορτισμένου ἀγωγῶ ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι ἴση μὲ μηδέν. Τοῦτο διότι, ἂν φαντασθῶμεν ἐντός αὐτοῦ φορτίον $+q$, ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ συνισταμένη δύναμις ἐκ μέρους τῶν φορτίων, τῶν εὐρισκόμενων ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγῶ, εἶναι μηδενική, ἀνεξαρτήτως τῆς ἐντός τοῦ ἀγωγῶ θέσεως τοῦ $+q$.

Επομένως εντός του άγκυρού δεν υφίσταται ηλεκτρικόν πεδίου. Διά τούτο εντός ηλεκτρισμένης κώνης σφαίρας δεν άσκούνται ηλεκτρικαί δυνάμεις επί φορτίων φερομένων εντός αυτής π.κ. διά τού δοκιμαστικού επιπέδου.

Άπό κεντρικῷ φορτίου Q καί εἰς ἀπόστασιν R ἀπ' αὐτοῦ, ἄν πεθῆ φορτίον $+q$ θά δέχεται, μέ περιβάλλον τό κενόν καί εἰς ΗΣΣΜ, δύναμιν $F = \frac{Q \cdot q}{R^2}$ καί ἐπομένως ἡ ἔντασις E , εἰς τό ἐν λόγω σημεῖον θά εἶναι: $E = \frac{F}{q} = \frac{Q}{R^2}$, ἦτοι: $E = \frac{Q}{R^2}$ (2)

§ 31. ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΡΟΗ. Θεωρήσωμεν ἐπίπεδον ἐπιφάνειαν ἔμβραδου S εὐρισκομένην εντός ἁμογενούς ηλεκτρικῷ πεδίου (εἰς τό κενόν ἢ εἰς τόν ἀέρα) ἔντασεως E καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς αὐτοῦ (Σχ. 31). Εἰς τὴν περὶ-
 πτασιν ταύτην ὀνομάζομεν ηλεκτρικὴν
 (ἢ δυναμικὴν) ροήν (Φ) τὸ γινόμενον τῆς ἔντασεως (E) τοῦ ηλεκτρικῷ πεδίου ἐπὶ τὸ ἔμβραδόν (S) τῆς ἐπιφάνειας, ἦτοι:



Σχ. 31.

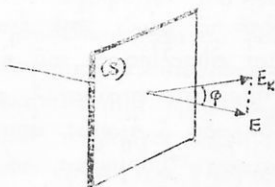
ἠλεκτρικὴ ροή: $\Phi = E \cdot S$ (3)

Προφανές εἶναι ὅτι, εἰς τό ΗΣΣΜ, θά εἶναι:

1 ΗΣΜ - ἠλεκτρικῆς ροῆς = 1 ΗΣΜ - ἔντασεως πεδίου · 1cm²

Συμβατικῶς ἡ ἔντασις E τοῦ ηλεκτρικῷ πεδίου ἐκφράζει τὸν ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὅσαι διέρχονται καθέτως ἀπὸ τὴν μονάδα ἐπιφάνειας (1cm²). Επομένως ἡ καθέτως ἠλεκτρικὴ ροή, εἰς ἐπιφάνειαν ἔμβραδου S , ἐκφράζει καί τὸ πλῆθος τῶν διὰ τῆς ἐπιφάνειας (S) καθέτως διερχομένων δυναμικῶν γραμμῶν.

Ἐάν ἡ ἐπιφάνεια (S) δὲν εἶναι καθέτος πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ ηλεκτρ. πεδίου (Σχ. 32), τότε, διά τὸν ὑπολογισμὸν τῆς ἠλεκτρικῆς ροῆς, λαμβάνεται ἡ καθέτος πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν συντεταῶσα τῆς ἔντασεως τοῦ ηλεκτρικῷ πεδίου, ὁπλαδῆ ἡ



Σχ. 32

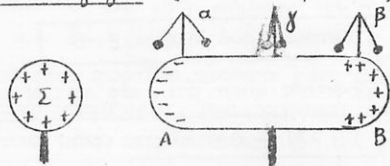
$E_k = E \cos \varphi$ καί ἐπομένως: $\Phi = E \cdot S \cos \varphi$ (4)

§ 32. ΘΕΜΕΛΙΩΔΗΣ ΝΟΜΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΡΟΗΣ. Πέριξ εμβαδούς ηλεκτρικού φορτίου Q υφίσταται, ως γνωστόν, ηλεκτρικόν πεδίου (πεδίου Coulomb). Είς απόστασιν R από τῷ φορτίου ἡ έντασις εἶναι: $E = \frac{Q}{R^2}$ (εἰς ΗΣΣΜ, § 30). Αὕτη ἐκφράζει καί τόν ἀριθμόν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, αἱ ὁποῖαι διέρχονται καθέτως δι' ἐπιφανείας ἐμβαδού 1 cm^2 . Ἄς θεωρήσωμεν, μέ κέντρον τό φορτίον, τήν σφαιρικὴν ἐπιφάνειαν ἀκτίνας R . Αὕτη διατέμεται ὀρθογωνίως ὑπό τῶν δυναμικῶν γραμμῶν καί ἐπειδή ἔχει ἐμβαδόν $S = 4\pi R^2$ θά διαπεράται ὑπό ὁλίγης ροῆς $\Phi = S \cdot E = 4\pi R^2 \cdot \frac{Q}{R^2}$, ἦτοι: $\Phi = 4\pi Q$ (5). Ἡ ὁλική αὕτη ροή ἀντίκει καί εἰς οἰανδήποτε ἄλλην κλειστὴν ἐπιφάνειαν περιβάλλουσαν τό φορτίον Q εἰς τό ὁποῖον καί ἀφείλεται αὕτη.

Ὁ τύπος (5) ἀποτελεῖ τόν θεμελιώδη νόμον τῆς ηλεκτρικῆς ροῆς κατὰ τόν ὁποῖον: «Ἡ ηλεκτρική ροή (ἀποτέλεσμα) εἶναι ἀνάλογος πρὸς τό ηλεκτρικόν φορτίον τό ὁποῖον τήν παράγει (αἴτιον)», Ὁ συντελεστής ἀναλογίας 4π ἰσχύει διὰ τό Η.Σ.Σ. μονάδων.—

ΗΛΕΚΤΡΙΣΙΣ ΕΙΣ ΕΠΑΓΩΓΗΣ

§ 33. Ὀνομάζομεν ηλεκτρίσιν ἐξ ἐπαγωγῆς (ἢ ἐξ ἐπιδράσεως) τό φαινόμενον κατὰ τό ὁποῖον, ὅταν ὁ ἀγωγός εὐρεθῇ ἐντός ηλεκτρικοῦ πεδίου, ἀναπτύσσονται ἐπ' αὐτοῦ ἴσα καί ἑτερόνυμα ηλεκτρικά φορτία.



(Σχ. 33)

Ἄν π.χ. πλησιάσωμεν ηλεκτρισμένην σφαῖραν Σ (σχ. 33) εἰς μεμονωμένον οὐδέτερον ἀγωγόν AB παρατηροῦμεν, διὰ τῶν ηλεκτροσκοπιῶν α, β καί γ , ὅτι τὰ ἄκρα A καί B τοῦ ἀγωγῶ ἠλεκτρίζονται, καθ' ὅσον τὰ α καί β ἀποκλίνουσι, ἐνῶ τό μέσον τοῦ ἀγωγῶ δέν ἠλεκτρίζεται, ὡς ἐμφαίνεται ἐκ τῆς μή ἀποκλίσεως τοῦ ηλεκτροσκοπίου γ . Ἄν ἀπομακρύνωμεν τήν ηλεκτρισμένην σφαῖραν Σ τότε τὰ ηλεκτροσκοπία α καί β δέν ἀποκλίνουσι, δηλαδή ὁ ἀγωγός ἐπαύρκεται εἰς τήν ἀρχικὴν του οὐδετέραν κατάστασιν. Ἐπομένως, τὰ ἐξ ἐπαγωγῆς ἢ ἐπιδράσεως ἐπὶ τοῦ ἀγωγῶ AB ἀναπτυσσόμενα φορτία εἶναι ἴσα καί ἑτερόνυμα. Ὁ ἀγωγός AB , ἐπὶ τοῦ ὁποῖου ἀναπτύσσονται ἐξ ἐπαγωγῆς φορτία (ἴσα καί ἑτερόνυμα), καλεῖται ἐπαγωγίμιον, ἐνῶ ἡ φορτισμένη σφαῖρα Σ , ἣτις παρέχει τό ηλεκτρικόν πεδίου, καλεῖται ἐπάγον. Ὁ ἔλεγ-

κος τῶν ἐξ ἐπαγωγῆς ἀναπτυσσόμενοι φορτίον δεικνύει ὅτι, εἰς τὸ ἄκρον τοῦ ἐπαγωγίμου, τὸ πλησιέστερον πρὸς τὸ ἐπάγον ἀναπτύσσεται ἑτερόνυμον πρὸς τὸ τοῦ ἐπάγοντος φορτίον. Αἱ, κατὰ νόμον Coulomb, ἀναπτυσσόμεναι δυνάμεις μεταξύ τῶν φορτίων ἐπάγοντος καὶ ἐπαγωγίμου, ἔρμηνεύουν τὴν τοιαύτην κατανομήν τῶν φορτίων τοῦ ἐπαγωγίμου.

*Αν, χωρὶς νὰ φέρωμεν εἰς ἐπαφὴν τὸ θετικῶς φορτισμένον ἐπάγον Σ μὲ τὸ ἐπαγωγίμον ΑΒ, προσχειώσωμεν οἰονδήποτε σημεῖον τοῦ ἐπαγωγίμου, παρατηροῦμεν ὅτι τὰ φύλλα τοῦ ἠλεκτροσκοπίου β καταπίπτουν, δηλαδὴ ἐκφορτίζεται τοῦτα ὡς πρὸς τὸ θετικὸν φορτίον (ὁμόσημον τοῦ ἐπάγοντος). Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ὁ ἀγωγὸς ΑΒ παραμένει ἀρνητικῶς φορτισμένος, δηλ. ἑτερόνυμος πρὸς τὸ ἐπάγον. Ἄν ἐν συνεχείᾳ, ἀφοῦ διακόψωμεν τὴν προσχείωσιν τοῦ ἐπαγωγίμου, ἀπομακρύνωμεν τὸ ἐπάγον, παρατηροῦμεν ὅτι καὶ τὰ τρία ἠλεκτροσκόπια ἀποκλίνουν, διότι ὁ ἀπομείνας ἐπὶ τοῦ ἐπαγωγίμου ἀρνητικὸς ἠλεκτρισμὸς διασκορπίζεται ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας αὐτοῦ. Ἡ τοιαύτη ἠλεκτρισὶς ἀγωγὸς πινος καλεῖται ἠλεκτρισὶς ἐξ ἐπαγωγῆς. Ἄν τὸ ἐπάγον ἦτο ἀρνητικῶς φορτισμένον τότε τὸ ἐπαγωγίμον θὰ ἐφορτίζετο, ἐξ ἐπαγωγῆς, θετικῶς. Πάρεμβάλλοντες, μεταξύ ἐπάγοντος καὶ ἐπαγωγίμου ὑαλίνην πλάκα ἢ οἰονδήποτε ἄλλο μονωτικὸν εἶμα, παρατηροῦμεν ὅτι δέν παρεμποδίζεται ἡ ἐπαγωγή.

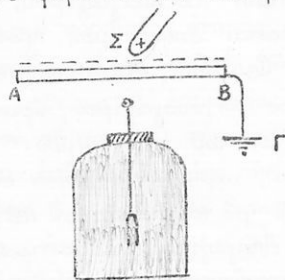
Ἀπὸ τῆς ἀπόψεως ταύτης τὰ μονωτικὰ εἶματα καλοῦνται καὶ διηλεκτρικά.

§ 34. ΕΛΕΓΧΟΣ ΕΙΔΟΥΣ ΦΟΡΤΙΩΝ. Πλησιάζοντες ἀπλῶς εἶμα ἠλεκτρισμένον (π.χ. θετικῶς) πρὸς τὸ εφαιρίδιον τοῦ στελέχους τοῦ ἠλεκτροσκοπίου παρατηροῦμεν ἀπόκλισιν τῶν φύλλων, ἧτις ὀφείλεται εἰς ὁμώνυμον (θετικόν) ἠλεκτρισμὸν ἀναπτυσσόμενον ἐξ ἐπαγωγῆς. Ἐάν συγκοινωνήσωμεν τὸ ἠλεκτροσκόπιον πρὸς τὴν γῆν, τὰ φύλλα καταπίπτουν καὶ ἐάν ἀπομακρύνωμεν τὸ ἐπάγον εἶμα, ἀφοῦ προηγουμένως διακόψωμε τὴν ἐπικοινωνίαν μετὰ τῆς γῆς, παρατηροῦμεν τὰ φύλλα ἀποκλίνοντα ἐκ τοῦ ἐναπομένουτος ἀρνητικῶν φορτίου. Ἦδη ἐλέγχωμεν τὸ ἀγναιστον φορτίον σώματός τινος, πλησιάζοντες αὐτὸ πρὸς τὴν εφάραξιν τοῦ ἀρνητικῶς φορτισμένου ἠλεκτροσκοπίου.

Ἐάν τὰ φύλλα ἀποκλίνουν ἐπὶ μᾶλλον, τὸ σῶμα εἶναι ἀρνητικῶς φορτισμένον, ἐνῶ, ἂν συγχλίνουν, τὸ σῶμα φέρει θετικὸν ἠλεκτρισμὸν.

§ 35. ΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΔΙΑΦΡΑΓΜΑΤΑ.

Ἐάν μεταλλικὴ πλάξ ἢ μεταλλικὸν πλέγμα AB (Σχ. 34), ὁπερ συχκοινωνεῖ πρὸς τὴν γῆν Γ, τεθῆ μεταξὺ ἠλεκτρισμένου σώματος Σ καὶ ἠλεκτροσκοπίου παρατηρούμεν ὅτι τὰ φύλλα δὲν ἀποκλίνουν. Τοῦτο σημαίνει ὅτι ἡ πλάξ AB καταργεῖ τὴν ἐπαγωγὴν τοῦ ἠλεκτρισμένου σώματος Σ ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροσκοπίου.



(Σχ. 34)

Ἡ προσηλωμένη πλάξ ὀρᾷ ὡς ἠλεκτρικὸν διάφραγμα. Πράγματι, τὸ θετικῶς ἑστὼ ἠλεκτρισμένον σῶμα Σ ἐπάγει ἐπὶ τῆς πλακῆς AB ἴσα καὶ ἀντίθετα φορτία, ἔλκει τὸ ἀρνητικὸν καὶ ἀπωθεῖ πρὸς τὴν γῆν τὸ θετικόν. Οὕτω τὸ ἐνσωπομένον ἐπὶ τῆς πλακῆς AB ἀρνητικὸν φορτίον ἐξουδετερῶναι τὴν ἐπίδρασιν τοῦ Σ ἐπὶ τοῦ ἠλεκτροσκοπίου.

Πρὸς προτασίαν διαφόρων σωμάτων ἢ ὀργάνων ἀπὸ ἐξωτερικῶς ἠλεκτρικῶς ἐπιδράσεις, ἐγκλείομεν ταῦτα ἐντὸς μεταλλικῶν πλεγμάτων (κλωβῶν) τὰ ὁποῖα εἶναι προσηλωμένα (κλωβὸς Faraday)..

ΦΥΣΙΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΥ

§ 36. ΘΕΩΡΙΑ ΟΥΔΕΤΕΡΟΥ ΡΕΥΣΤΟΥ. Παλαιότερον, πρὸς ἐρμηνείαν τῶν ἠλεκτρικῶν φαινομένων, ἐδέχοντο ὅτι ἐπὶ τῶν ἠλεκτρικῶς οὐδέτερον σωμάτων ὑπάρχουν ἴσα ποσὴ ἑτερωνύμων φορτίων ἐν ἀγαμίξει καὶ τὸ μίγμα τούτων ἐκάλεον οὐδέτερον ρευστόν. Κατὰ τὴν ἠλεκτρικὴν διατριβήν, ἐδέχοντο ὅτι ἐπέρχεται χωρισμὸς τοῦ οὐδέτερου ρευστοῦ καὶ κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον τὰ τριβόμενα σώματα ἐμφανίζουν ἴσα καὶ ἑτερώνυμα φορτία.

Κατὰ τὴν ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρικὴν, ἐδέχοντο ὅτι τὸ φορτίον τοῦ ἐπαγωγῆτος ἀναλύει τὸ οὐδέτερον ρευστόν τοῦ ἐπαγωγίμου, ἔλκει τὸ ἑτερώνυμον καὶ ἀπωθεῖ τὸ ὁμώνυμον.

Κατὰ τὰς συγχρόνους ἀντιλήψεις τὰ θετικὰ καὶ ἀρνητικὰ φορτία εἶναι στενῶτατα συνδεδεμένα μὲ τὴν εὐστοσίαν τῆς ὕλης.

§ 37. ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΕΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΦΟΡΤΙΟΝ. Κατά την σύγχρονον ατομικὴν θεωρίαν, τὸ ἄτομον οἰοῦνται ποτε στοιχείου ἀποτελεῖται πάντοτε ἀπὸ ἑνα θετικῶς φορτισμένον πυρῆνα, εἰς τὸν ὁποῖον εἶναι συγκεντρωμένη ἐκεδὸν ὅλη ἡ μᾶζα τοῦ ατόμου καὶ ἀπὸ ἄρτιαμένον, δι' ἑκαστον εἶδος ατόμου, ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα περιφέρονται περίξ τοῦ πυρήνα διαγράφοντα ἑλλειπτικὰς καὶ κατὰ προσέγγισιν κυκλικὰς τροχιάς, ὅπως οἱ πλανῆται περί τὸν Ἥλιον.

Τὸ ἠλεκτρονίον εἶναι εωματιδίου ἀπειροελαχίστης μᾶζης (περίπου 9.10^{-28} gr) φέρων ἀρνητικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον. Τὸ φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου καλεῖται στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον (e) καὶ εἶναι ἴσον πρὸς $1,6.10^{-19}$ Cb.

Τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ πυρήνα ἰσοῦται, κατ' ἀπόλυτον τιμὴν, μετὰ τὸ ὅλιν ἀρνητικὸν φορτίον τῶν στρεφομένων ἠλεκτρονίων. Οὕτω τὸ ἄτομον ἐμφανίζεται ἐν τῷ ευνόλω του οὐδέτερον. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία, θετικὰ ἢ ἀρνητικὰ, εἶναι πάντοτε κατ' ἀπόλυτον τιμὴν ἀκέραια πολλαπλάσια τοῦ στοιχειῶδους φορτίου τοῦ ἐνὸς ἠλεκτρονίου. Τὰ θετικὰ φορτία φέρονται ἐπὶ τῶν πυρήνων τῶν ατόμων, ἐνῶ τὰ ἀρνητικὰ ὑπὸ τῶν ἠλεκτρονίων, ἅτινα ἀποτελοῦν κοινὸν ευστατικὸν τῶν ατόμων.

§ 38. ΕΡΜΗΝΕΙΑ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΕΩΣ. Τὰ ἠλεκτρικῶς, ἐν τῷ ευνόλω των, οὐδέτερα ἄτομα, ἐξ ἧν ἡ ὕλη ἀπαρτίζεται, φορτίζονται, ὅταν ἐξ αὐτῶν ἀποσπῶνται ἢ προστίθενται ἠλεκτρόνια. Ὅταν ἐν ἄτομον ἀπωλέσῃ ἐν ἢ περισσότερα ἠλεκτρόνια μεταβάλλεται εἰς θετικὸν ἰόν, ἐνῶ ἐάν προσλάβῃ μεταβάλλεται εἰς ἀρνητικὸν ἰόν. Τὸ φορτίον τοῦ ἰόντος, θετικῶς ἢ ἀρνητικῶς, κατ' ἀπόλυτον τιμὴν, ἰσοῦται μετὰ τὸ φορτίον τῶν ἠλεκτρονίων τὰ ὁποῖα ἐγκατέλειψαν τὸ ἄτομον ἢ προσετέθησαν ἐπὶ πλέον εἰς αὐτό. Ἐν εἶμα ἐμφανίζεται θετικῶς ἠλεκτρισμένον ὅταν ἔχῃ χᾶσιν ἠλεκτρόνια καὶ ἀρνητικῶς ὅταν ἔχῃ περισσότερα ἠλεκτρόνια. Κατὰ τὴν διὰ τριβῆς ἠλεκτρισμὸν τὸ ἐν ἑκτῶν προστριβομένων εωμάτων ἀποβάλλει ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα μεταβαίνουν εἰς τὸ ἄλλο. Οὕτω τὰ δύο εἶματα ἐμφανίζονται μετὰ ἴσο καὶ ἑτερόνυμον ἠλεκτρικὰ φορτία. Ὅταν π.χ. προστριβῆται ὑαλινὴ ράβδος διὰ μαλλίνου ὑφάσματος, παραχωρεῖ αὐτῇ εἰς τὸ ὑφάσμα ἠλεκτρόνια καὶ κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον τοῦτο φορτίζεται ἀρνητικῶς, ἐνῶ

η ύσλος φορτίζεται θετικώς. Ο έβροντις αντίστροφως παραλαμβάνει εκ του ύφασματος ηλεκτρόνια.

Τέλος, πρέπει να αναφέρωμεν ότι διά τὰ μέταλλα δεχόμεθα πάλιν εις αυτά ύπαρξιν λίαν εύκινήτων ηλεκτρονίων, τὰ όποια και έλευθερα ηλεκτρόνια καλούνται. Διά του όρου τούτου χαρακτηρίζομεν άφριεμένα ηλεκτρόνια των άτόμων του μετάλλου, τὰ όποια κινούνται άτάκτως εντός αυτού κατά παρόμοιον τρόπον όπως κινούνται και μόρια ενός αερίου. Το πλῆθος των έλευθερών ηλεκτρονίων είναι τεράστιον. Η ηλεκτρις μεμονωμένου ουδέτερου μεταλλικού άγωγού, όταν ούτος έρχεται εις έπαφήν με έτερον ηλεκτρισμένον σώμα (ηλεκτρις εξ έπαφης) έρμηνεύεται διά της μετακινήσεως ηλεκτρονίων. Αν το ηλεκτρισμένον σώμα φέρη άρνητικόν φορτίον, τότε, κατά την έπαφήν του με τον ουδέτερον άγωγόν, μέρος των πλεονάζοντων εις αυτό ηλεκτρονίων μεταβαίνει εις τον άγωγόν και ούτω ούτος φορτίζεται άρνητικώς. Αν, αντίθετως, το σώμα φέρη θετικόν φορτίον τότε, κατά την έπαφήν του με τον άγωγόν, κινείται μέρος των έλευθερών ηλεκτρονίων του άγωγού εξ αυτού προς το θετικώς ηλεκτρισμένον σώμα και ούτω, ο άγωγός εμφανίζει θετικόν φορτίον και μάλιστα τόσον, όσον φαίνεται ότι άπώλεσε το ηλεκτρισμένον σώμα (λόγω προσλήψεως ηλεκτρονίων). Αλλά και η εξ έπαγωγης ηλεκτρις άριστα έρμηνεύεται. Όταν π.χ. πλησιάζομεν εις τον άγωγόν AB (Σχ. 33) την θετικώς ηλεκτρισμένην σφαιράν Σ τότε τὰ έλευθερα ηλεκτρόνια του άγωγού AB έλκονται προς το μέρος της σφαιράς και κατ' αυτόν τον τρόπον το άκρον Α αυτού του θά έχη περίσσευμα ηλεκτρονίων (άρνητική φόρτις) ενώ εις το έτερον άκρον Β θα παρουσιασθῆ έλλειμα ηλεκτρονίων (θετική φόρτις). Η εξ έπαγωγης έπομένως ηλεκτρις οφείλεται εις την μετακίνησιν των έλευθερών ηλεκτρονίων του άγωγού (έπαγωγόν μου) υπό την επίδρασιν του ηλεκτρικού πεδίου του έπαγωγόντος. Έν αντίθεσει προς τους άγωγούς, εις τους μονώτας ως γνωστόν ηλεκτρικά φορτία διατηρούνται έντοπισμένα. Όταν εις μίαν περιοχή του μονώτου συμβῆ έλλειμα ή περίσσεια ηλεκτρονίων, εμφανίζεται έντοπισμένη εις την περιοχήν ταύτην θετική ή άρνητική φόρτις. Αίτιον τούτου είναι ή έλλειψις έλευθερών ηλεκτρονίων εις τους μονώτας.

§ 39. ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΔΙΑΤΗΡΗΣΕΩΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΥ. Αν εις μεμονωμένον σύστημα σωμάτων εμφανισθῆ ποσότης τρις ηλεκτρισμού εις

ως εμφανίζεται ἐν αὐτῷ ἴση καὶ ἑτερώνυμος ποσότης.

Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν μεταβολῶν τῆς ἠλεκτρικῆς ποσότητος εἶναι μηδέν. Τοῦτο ἀποτελεῖ τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, ἥτις διατυπῶται ὡς ἑξῆς:

“ Τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων τὰ ὁποῖα περιέχονται εἰς μεμονωμένον σύστημα εωρτάων παραμένει σταθερὸν, οἷαι-
δήποτε ἠλεκτρικαὶ μεταβολαὶ καὶ ἂν συμβῶν εἰς τὸ σύστημα τοῦτο, .
Γενικεύοντες τὴν ἀρχὴν δυνάμεθα γὰρ εἰπῶμεν ὅτι: “ Τὸ συνολικὸν ἄ-
θροισμα τῶν ἐν τῇ φύσει ἠλεκτρικῶν φορτίων παραμένει σταθερὸν, .
Δεχόμεθα προσέτι, ὅτι τὸ ἄθροισμα αὐτὸ ἰσοῦται μὲ τὸ μηδέν.

ΠΕΡΙ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ.

§ 40. ΟΡΙΣΜΟΣ. Ὄταν ἠλεκτρικὸν φορτίον q μετατοπίζεται ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πεδίου (ὄφαιλομένου εἰς ἕτερον φορτίον Q), τότε, ἐκ τῆς δυνάμεως πού δέχεται τὸ μετακινούμενον φορτίον q , προκύπτει ἔργον θετικὸν ἢ ἀρνητικόν, καθ' ὅσον ἢ μετακίνησις τοῦ φορτίου q γίνεται κατὰ τὴν φοράν τῆς ἐπ' αὐτοῦ ἀσκουμένης δυνάμεως ἢ ἀντιθέτως. -

“ Δυναμικόν (V), εἰς π σημείον Σ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, καλεῖται τὸ πηλίκον τοῦ ἔργου (W) ὅπερ παράγεται ἢ δαπανᾶται ὑπὸ τῶν δυνάμε-
ων τοῦ πεδίου κατὰ τὴν μεταφορὰν θετικοῦ φορτίου ($+q$) ἀπὸ τοῦ ση-
μείου Σ μέχρι τοῦ ἀπειρου, διὰ τοῦ φορτίου τούτου ($+q$)”. Ἐπομένως:

$$V = \frac{W}{+q} \quad (1)$$

Ἐὰν $q = +1$ τότε ἀριθμητικῶς $V = W$, δηλαδὴ τὸ δυναμικὸν εἰς ἓν σημεῖον Σ ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἰσοῦται μὲ τὸ ἔργον πού παράγεται ἢ δαπανᾶται κατὰ τὴν μετακίνησιν τῆς μονάδος θετικοῦ (κατὰ συν-
θήκην) φορτίου ($+1$) ἀπὸ τοῦ σημείου Σ μέχρι τοῦ ἀπειρου.

Τὸ δυναμικὸν εἶναι ἀριθμητικὸν (μονόμετρον) ποσὸν καὶ ἐκφράζει τὴν δυναμικὴν ἐνέργειαν τὴν ὁποῖαν ἔχει ἡ μονὰς τοῦ θετικοῦ φορτίου, ὅ-
ταν αὐτὴ κατέχη τὴν θέσιν τοῦ σημείου τοῦ πεδίου διὰ τὸ ὁποῖον ἀναφέρεται τὸ δυναμικόν.

§ 41. ΜΟΝΑΔΕΣ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ. Ἀπὸ τὸν τύπον (1), ὅστις ὀρίζει τὸ δυναμικόν, προκύπτουν αἱ μονάδες αὐτοῦ. Θέτοντες εἰς Η.Σ.Σ.Μ, $w = 1 \text{ erg}$ καὶ $q = +1$ Η.Σ.Μ - φορτίου, ὀρίζομεν τὴν ἠλεκτροστατικὴν μονάδα δυναμικῶ (1 Η.Σ.Μ - δυναμικῶ), δηλαδὴ:

$$1 \text{ Η.Σ.Μ δυναμικῶ} = \frac{1 \text{ erg}}{1 \text{ Η.Σ.Μ. φορτίου}}$$

Επομένως: "Ηλεκτροστατική μονάδα δυναμικῶν εἶναι τὸ δυνάμικόν, τὸ ὁποῖον ὑφίσταται εἰς σημεῖον ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ὅταν, κατὰ τὴν ἐξ αὐτοῦ μετακίνησιν τῆς ἠλεκτροστατικῆς μονάδας φορτίου μέχρι τοῦ ἀπείρου, παράγεται ἔργον ἴσον μὲ 1 ἔργον." -

Εἰς τὸ πρακτικόν σύστημα (M.K.S.A) ἡ μονάδα δυναμικῶν καλεῖται Volt (1 volt). "Ἐν volt εἶναι τὸ δυνάμικόν, τὸ ὁποῖον ὑφίσταται εἰς σημεῖον ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ὅταν, κατὰ τὴν ἐξ αὐτοῦ μετακίνησιν φορτίου 1 Coulomb μέχρι τοῦ ἀπείρου, παράγεται ἔργον ἴσον μὲ 1 Joule." - Επομένως:

$$1 \text{ Volt} = \frac{1 \text{ Joule}}{1 \text{ Coulomb}} = \frac{10^7 \text{ erg}}{3.10^9 \text{ Η.Σ.Μ. - φορτίου}} = \frac{1}{300} \text{ Η.Σ.Μ. - δυναμικῶν}$$

Ἐπειδὴ: $V = \frac{W}{q}$, εἰς τὸ Η.Σ.Σ.Μ. θὰ ἔχωμεν: $[V] = \frac{[L^2 \cdot M \cdot T^{-2}]}{[L^{3/2} \cdot M^{1/2} \cdot T^{-1}]}$
καὶ ἐπομένως $[V] = [L^{1/2} \cdot M^{1/2} \cdot T^{-1}]$. Επομένως:

$$1 \text{ Η.Σ.Μ. - δυναμικῶν} \equiv 1 \text{ cm}^{1/2} \cdot \text{gr}^{1/2} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

§ 42. ΔΙΑΦΟΡΑ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ἢ ΤΑΣΙΣ. Ἄν δύο σημεῖα Α καὶ Β

ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἔχουν ἀντιτακτικῶς δυνάμικα V_1 καὶ V_2 τότε λέγομεν ὅτι μεταξὺ τῶν Α καὶ Β ὑφίσταται διαφορὰ δυναμικῶν $V_1 - V_2$. Αὕτη καλεῖται καὶ τάσις μεταξὺ τῶν ἐν λόγῳ σημεῖων καὶ μετρεῖται προφανῶς μὲ τὰς γνωστὰς μονάδας δυναμικῶν.

Ἀποδεικνύεται ὅτι, κατὰ τὴν μεταφορὰν ἠλεκτρικοῦ φορτίου q ἀπὸ σημείου (Α) ἠλεκτροστατικῶν πεδίου πρὸς ἕτερον σημεῖον (Β) αὐτοῦ, παράγεται ἔργον (W) ἴσον μὲ τὸ γινόμενον τοῦ φορτίου q ἐπὶ τὴν διαφορὰ δυναμικῶν $V_1 - V_2$, ἥτις ὑφίσταται μεταξὺ τῶν δύο τούτων σημείων (Α καὶ Β). Ἄρα: $W = q \cdot (V_1 - V_2)$ (2). Τὸ ἔργον δηλαδὴ τῶν ἠλεκτρικῶν δυνάμεων ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ μετακινούμενον φορτίον q καὶ ἀπὸ τὴν διαφορὰν δυναμικῶν $V_1 - V_2$ τῶν ἄκρων θέσεων, ἐνῶ εἶναι ἀνεξάρτητον τῆς μορφῆς τῆς τροχιάς τοῦ μετακινουμένου φορτίου. -

Ἡ διαφορὰ δυναμικῶν (τάσις) ἀποτελεῖ τὴν αἰτίαν κινήσεως τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων, κατ' ἀνάλογον τρόπον ὅπως ἡ διαφορὰ θερμοκρασιῶν εἶναι ἡ αἰτία κινήσεως τῆς θερμότητος ἢ ἡ διαφορὰ πίεσεως εἶναι ἡ αἰτία κινήσεως ρευστοῦ. Κατὰ τὸν τύπον (2) τὸ ἔργον (W) εἶναι θετικόν (κινητήριον) ὅταν τὰ q καὶ $(V_1 - V_2)$ εἶναι ὁμόσημα. Επομένως, θετικὰ φορτία τείνουσι αὐτομάτως εἰς κινήσασιν ἐξ ὑψηλοτέρου δυναμικῶν πρὸς χαμηλότερον ἢ ἀρνητικὰ φορτία ἀντιθέτως.

§ 43. ΔΥΝΑΜΙΚΟΝ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΟΥ ΛΕΓΩΓΟΥ. Ἀγωγὸς ἐλαστικῶς φορτι-

μένος με ηλεκτρικόν φορτίον Q ἔχει ἕως ὅλα του τὰ σημεῖα τὸ αὐτὸ δυναμικόν. Ἄλλως θὰ σπεύβαινε κινήσεις τῶν φορτίων ἐπὶ τοῦ ἀγωγού. Ἐπομένως τὸ ἔσωτερικόν ἀγωγού καὶ ἡ ἐπιφάνεια αὐτοῦ ἔχου πάντοτε τὸ αὐτὸ δυναμικόν. Τὸ κοινόν δυναμικόν, ὅλων τῶν σημείων τοῦ ἀγωγού, καλεῖται δυναμικόν τοῦ ἀγωγού. Τοῦτο εἶναι ἀνάλογον τοῦ φορτίου (Q) τοῦ ἀγωγού, ἀφοῦ κατὰ τὸν νόμον τοῦ Coulomb ἡ ἐπὶ τοῦ μετακινουμένου φορτίου ($+q$) ἐκάστοτε ἀσκουμένη δύναμις εἶναι ἀνάλογος τοῦ Q . Κατὰ συνέπειαν καὶ τὸ προκύπτον ἔργον (W) εἶναι ἀνάλογον τοῦ Q καὶ ἐπομένως, κατὰ τὸν ὀρισμὸν τοῦ δυναμικοῦ ($V = \frac{W}{+q}$) καὶ τοῦτο θὰ εἶναι ἀνάλογον τοῦ Q .

Ἐν τῇ πράξει ἐνδιαφέρουσι πάντοτε διαφοραὶ δυναμικοῦ καὶ ὅχι αἱ ἀπόλυτοι τιμαὶ τούτου. Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῶν διαφορῶν δυναμικοῦ εἶναι ἀδιάφοροι ποῖοι σημεῖοι τοῦ πεδίου δεχόμεθα ὅτι ἔχει δυναμικόν μηδέν. Πρὸς εὐκολίαν λαμβάνομεν κατὰ συνθήκην τὸ δυναμικόν τῆς γῆς ἴσον πρὸς μηδέν. Ὅταν ἕνας ἀγωγὸς ἀγαγίματος προσγειοῦται ἀποστὰ τὸ δυναμικόν τῆς γῆς, δηλ. μηδέν.

Συνοψίζοντες δυναμέθα νὰ εἴπωμεν ὅτι, τὸ δυναμικόν ἀγωγού εἶναι: α) Τὸ αὐτὸ εἰς ὅλα τὰ σημεῖα του, β) ἀνάλογον τοῦ φορτίου του καὶ γ) μηδέν (συμβρατικῶς) ὅταν ὁ ἀγωγὸς ἔχη προσγειωθῇ.

§ 44. ΙΣΟΔΥΝΑΜΙΚΑΙ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΙ. Ὅλα τὰ σημεῖα τῆς ἐπιφάνειας ἀγωγού στατικῶς φορτισμένου ἔχου τὸ αὐτὸ δυναμικόν.

Λέγομεν ὅτι ἡ ἐπιφάνεια αὕτη εἶναι ἰσοδυναμικὴ ἐπιφάνεια.

Ἐνικώτερον: "ἰσοδυναμικὴ ἐπιφάνεια ἠλεκτρικοῦ πεδίου καλεῖται ὁ γεωμετρικὸς τύπος τῶν σημείων τοῦ πεδίου τῶν ὁποίων τὸ δυναμικόν ἔχει τὴν αὐτὴν τιμὴν". Κατὰ τὸν τύπον (2), ὅταν ἠλεκτρικόν φορτίον μετακινήται ἐπὶ ἰσοδυναμικῆς ἐπιφάνειας, τότε τὸ ἔργον εἶναι πάντοτε ἴσον μὲ τὸ μηδέν. Πρὸς τοῦτο πρέπει ἡ ἐπὶ τοῦ μετακινουμένου φορτίου ἀσκουμένη δύναμις νὰ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸν δρόμον. Ἄρα, αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι εἶναι ὀρθογώνιοι ὡς πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς. Ἐνεκα τούτου, ἂν τὸ πεδίου ἀφίεται εἰς κεντρικόν φορτίον Q (πεδίου Coulomb), τότε αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι εἶναι σφαιρικαί, ὁμοκέντροι, μὲ κέντρον τὸ σημειῶδες (κεντρικόν) φορτίον Q .

Ἐν τῷ ὁμογενεῖ ἠλεκτρικοῦ πεδίου (δυναμικαὶ γραμμαὶ παράλληλοι καὶ ἰσοκίνητοι) αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι εἶναι ἐπίπεδα κάθετα ἐπὶ τὴν κενθύνειν τοῦ πεδίου.

Κατὰ τὴν μετακίνησιν ἠλεκτρικοῦ φορτίου q ἀπὸ ἐν οἰονδήποτε σημεί-

ον ισοδυναμικῆς ἐπιφανείας, πρὸς ἕτερον σημεῖον ἄλλης ισοδυναμικῆς ἐπιφανείας καὶ καθ' οἰονδήποτε δρόμον, τὸ ἔργον εἶναι πάντοτε τὸ αὐτό: $W = q(V_1 - V_2)$, ἔνθα V_1 καὶ V_2 τὰ δυναμικὰ τῶν δύο ισοδυναμικῶν ἐπιφανειῶν. Ἐπομένως ἂν μεταξύ δύο ἀγωγῶν ὑπάρχη διαφορὰ δυναμικοῦ $V_1 - V_2$ τότε κατὰ τὴν μετακίνησιν φορτίου q ἀπὸ τὸν πρῶτον εἰς τὸν δεῦτερον παράγεται ἔργον (W), ὅπερ εἶναι ἀνεξάρτητον τῆς τροχιάς καὶ δίδεται ὑπὸ τοῦ τύπου: $W = q \cdot (V_1 - V_2)$.

§ 45. ΥΠΟΛΟΠΣΜΟΣ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ. Ἀποδεικνύεται ὅτι διὰ ἠλεκτρικῶν πεδίων ὀφειλόμενοι εἰς κεντρικὸν φορτίον Q (πεδίων Coulomb) καὶ διὰ σημεῖον τοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον εὐρίσκεται εἰς ἀπόστασιν r ἀπὸ τοῦ φορτίου Q , τὸ δυναμικὸν V αὐτοῦ ἰσοῦται μὲ τὸ πηλικὸν τοῦ φορτίου Q διὰ τῆς ἀποστάσεως r . Ἐπομένως:

$$V = \frac{Q}{r} \quad (3)$$

Γενικώτερον ὁ τύπος (3) γράφεται:

$$V = \frac{1}{k} \cdot \frac{Q}{r} \quad (3')$$

ἔνθα k ἡ διηλεκτρικὴ σταθερὰ τοῦ περιβάλλοντος τοῦ φορτίου μέσου. Εἰς Η.Σ.Μ καὶ διὰ τὸ κενόν ($k=1$) ὁ τύπος λαμβάνει τὴν μορφήν (3).

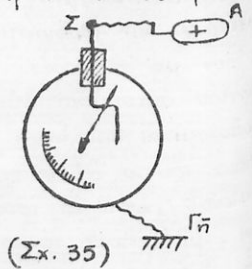
Ἄν σφαιρικός ἀγωγὸς ἀκτίνας R ἔχη φορτίον Q , ἀποδεικνύεται ὅτι τοῦτο συμπεριφέρεται ὡς κεντρικόν, εὐρισκόμενον εἰς τὸ κέντρον τῆς σφαίρας, διὰ σημεία τοῦ πεδίου τῶν ὁποῖων αἱ ἀποστάσεις (r) ἀπὸ τοῦ κέντρου τοῦ σφαιρικοῦ ἀγωγῶν εἶναι $r \geq R$. Ἐπομένως κατὰ τὸν τύπον (3) τὸ δυναμικὸν (V) τῶν σημείων τῆς ἐπιφανείας τοῦ σφαιρικοῦ ἀγωγῶν, καὶ κατὰ συνέπειαν ὅλων τῶν σημείων του, εἶναι:

$$V = \frac{Q}{R} \quad (4)$$

καὶ γενικώτερον:

$$V = \frac{1}{k} \cdot \frac{Q}{R} \quad (4')$$

§ 46. ΜΕΤΡΗΣΙΣ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ. - Διὰ τὴν μέτρησιν τοῦ δυναμικοῦ ἢ καὶ διαφορᾶς δυναμικοῦ (τάσεως) γίνεται χρῆσις ὀργάνων, τὰ ὁποῖα καλοῦνται ἠλεκτρομέτρα. Ἀπλουστάτη μορφή ἠλεκτρομέτρου εἶναι ἐμπειρικῶς βαθμολογημένον ἠλεκτροσκόπιον μὲ προστάτευτικὸν περίβλημα μεταλλικόν. Ἄντι φύλλων δύναται νὰ ἔχη μεταλλικὸν δείκτην στρεπτόν ἐκπέριον κλίμακας (ε.χ. 35). Ἡ ἐμπειρικὴ βαθμολογία τοῦ ὀργάνου γίνεται τῇ βοήθειᾳ πηγῶν γνωστῆς σταθερᾶς τάσεως, ὅπως εἶναι π.χ. οἱ συσσωρευταί. Πρὸς τοῦτο συνδέομεν τὸν ἕνα τῶν πόλων τῆς μηχανῆς μὲ τὸ



ετέλεχος Σ , ενώ τὸ περίβλημα τοῦ ὄργάνου καθὼς καὶ ὁ ἕτερος πόλος τῆς πηγῆς προσηγυῖνται. Ἡ ἀπόκλιση τῆς βελόνης ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν γνωστὴν τάσιν τῆς πηγῆς, ἥτις καταγράφεται ἐπὶ τῆς κλίμακος. Ἐπαλαμβάνομεν τὸ πείραμα μὲ ἄλλας γνωστὰς τάσεις καὶ καταγράφομεν ἐπὶ τῆς κλίμακος ταύτας. Τὸ περίβλημα ἔχει πάντοτε δυναμικὸν μηδέν, ἀφοῦ εἶναι προσηγυμένον. Ἡ κρῆσις τοῦ ὄργάνου εἶναι ἀηλουεταίτη.

Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ δύο ἀγωγῶν μετρεῖται ἐὰν συνδέσωμεν τὸν μὲν εἰς ἀγωγὸν μὲ τὸ ετέλεχος Σ τοῦ ὄργάνου, τὸν δὲ ἕτερον μὲ τὸ μεταλλικὸν περίβλημα αὐτοῦ. Τὸ δυναμικὸν ἑνὸς ἀγωγοῦ A μετρεῖται ἐὰν συνδέσωμεν αὐτὸν μὲ τὸ ετέλεχος Σ καὶ προσηγιάσωμεν τὸ περίβλημα τοῦ ὄργάνου (Σχ. 35). Ὁ δείκτης ἀποκλίνει καὶ δεικνύει ἐπὶ τῆς κλίμακος, εἰς μὲν τὴν πρώτην περίπτωσιν τὴν διαφορὰν δυναμικῶν δύο ἀγωγῶν, εἰς δὲ τὴν δευτέραν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ τοῦ ἀγωγοῦ A καὶ τῆς γῆς, δηλ. τὸ δυναμικὸν τοῦ A , ἀφοῦ τῆς γῆς εἶναι μηδέν.

ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΣ ΑΓΩΓΟΥ - ΠΥΚΝΩΤΑΙ

§ 47. ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΣ. Ὄταν φορτίζωμεν ἀγωγὸν τινὰ δι' ἠλεκτρικοῦ φορτίου Q τότε οὗτος λαμβάνει σταθερὰν τινα τιμὴν δυναμικοῦ ἔστω V , ἐὰν ἴδῃ διπλασιάσωμεν, τριπλασιάσωμεν κ.ο.κ τὸ φορτίον Q , τότε καὶ τὸ δυναμικὸν τοῦ ἀγωγοῦ διπλασιάζεται, τριπλασιάζεται κ.ο.κ, ἀφοῦ τοῦτο εἶναι ἀνάλογον τοῦ φορτίου τοῦ ἀγωγοῦ (§ 43). Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον διὰ καθὲ ἀγωγὸν θά ὑφίσταται ἐν σταθερὸν πηλίκον τοῦ φορτίου τοῦ πρὸς τὸ ἀντίστοιχον δυναμικὸν του. Τοῦτο ἀποτελεῖ ἐν νέον ἠλεκτρικὸν μέγεθος, τὸ ὁποῖον καλεῖται χωρητικότητα (C) τοῦ ἀγωγοῦ. Ἐπομένως "χωρητικὸτης ἀγωγοῦ καλεῖται τὸ σταθερὸν πηλίκον τοῦ φορτίου διὰ τοῦ δυναμικοῦ τοῦ ἀγωγοῦ".

$$C = \frac{Q}{V} \quad (1)$$

Ἡ τιμὴ τῆς χωρητικότητος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ γεωμετρικὸν σχῆμα τοῦ ἀγωγοῦ, τὸ περιβάλλον μέσον, καθὼς ἐπίσης ἀπὸ τὸ σχῆμα καὶ τὰς ἐκτετακτάς (θέσεις) τυχόν εὐρισκόμενων ἄλλων γείτονικῶν ἀγωγῶν.

§ 48. ΜΟΝΑΔΕΣ ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΟΣ. Ἀπὸ τὸν τύπον (1), ὅστις ὀρίζει τὴν χωρητικότητα, προκύπτουσι αἱ μονάδες ταύτης. Θέτοντες, ὡς Η.Σ.Σ.Μ., $Q = 1 \text{ Η.Σ.Μ.}$ - φορτίον καὶ $V = 1 \text{ Η.Σ.Μ.}$ - δυναμικὸν, ὀρίζομεν τὴν ἠλεκτροστατικήν μονάδα χωρητικότητος (1 Η.Σ.Μ. - χωρητικότητος), δηλαδὴ 1 Η.Σ.Μ. - χωρητικότητος = $\frac{1 \text{ Η.Σ.Μ. φορτίου}}{1 \text{ Η.Σ.Μ. δυναμικοῦ}}$. Ἐπομένως: ἠλεκ-

τροστατική μονάς χωρητικότητας είναι η χωρητικότης άγωγού, όστις, όταν φέρη 1 ΗΣΜ-φορτίου, παρουσιάζει δυναμικόν 1 ΗΣΜ-δυναμικού, η. Είς τό πρακτικόν σύστημα (Μ.Κ.Σ.Α) η μονάς χωρητικότητας καλεΐται Farad (1F) "Εν Farad είναι η χωρητικότης άγωγού, όστις φορτιζόμενος δι' ενός Coulomb, παρουσιάζει δυναμικόν έν volt".

$$\text{Άρα: } 1F = \frac{1Cb}{1Volt} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ ΗΣΜ-φορτίου}}{\frac{1}{300} \text{ ΗΣΜ-δυναμικόν}} = 9 \cdot 10^{11} \text{ ΗΣΜ-χωρητικότης.}$$

Εν χρήσει υποπολλαπλασία του Farad είναι τό μικροφαράντ (μF) και τό πικοφαράντ (pF): $1\mu F = \frac{1}{10^6} F = 9 \cdot 10^5 \text{ ΗΣΜ-χωρητικότης}$ και $1pF = \frac{1}{10^6} \mu F = \frac{1}{10^{12}} F = 0,9 \text{ ΗΣΜ-χωρητικότης.}$

Επειδή $C = \frac{Q}{V}$, άρα είς ΗΣΜ θα είναι: $[C] = \frac{[L^{3/2}, M^{1/2}, T^{-1}]}{[L^{1/2}, M^{1/2}, T^{-1}]} = [L]$. Άρα:

1 ΗΣΜ-χωρητικότης \equiv 1cm. Διά τούτο την ΗΣΜ-χωρητικότης ονομάζομεν επίσης εκατοστόμετρον (cm).

§ 49. ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΣ ΣΦΑΙΡΙΚΟΥ ΑΓΩΓΟΥ. Ός γνωστόν (§ 45 τύπος 4)

τό δυναμικόν (V) σφαιρικού άγωγού ακτίνας R φέροντος φορτίον Q είναι: $V = \frac{Q}{r}$. Άρα η χωρητικότης αυτού $C = \frac{Q}{V}$ θα είναι ίση πρὸς την ακτίνα του. "Ητοι $C = R$ (2). "Αν π.χ. η ακτίς σφαιρικού άγωγού είναι 10 cm τότε η χωρητικότης πύτου θα είναι 10 ΗΣΜ-χωρητικότης. Διά 1μF απαιτείται σφαιρικός άγωγός ακτίνας: $9 \cdot 10^5 \text{ cm}$.

Σημ. Ο τύπος (2) ισχύει είς τό ΗΣΣΜ μέ περιβάλλον τό κενόν. Γενικώτερον η χωρητικότης σφαίρας δίδεται υπό του τύπου: $C = K \cdot R$ (2').

§ 50. ΜΕΤΡΗΣΙΣ ΤΗΣ ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΟΣ ΑΓΩΓΟΥ. Πειραματικός

δυναμεια να εύρωμεν την άγνωστον χωρητικότητα X άγωγού ως εξής: Φορτιζομεν τούτον μέ φορτίον έστω Q και δι' ήλεκτρομέτρου εύρίσκομεν τό δυναμικόν V αυτού. Έν ευνεχεία, φέρομεν είς έπαφήν τον άγωγόν πρὸς μεμονωμένην ουδέτεραν σφαίραν γνωστής ακτίνας R. Τό φορτίον Q διανέμεται και θα είναι: $Q = Q_1 + Q_2$, αν Q_1 τό φορτίον της σφαίρας και Q_2 τό του άγωγού. Εύρίσκομεν ήδη διά του ήλεκτρομέτρου τό κοινόν δυναμικόν V' του συστήματος σφαίρας-άγωγού.

$$\text{Προφανώς θα είναι: } V' = \frac{Q_1}{R} = \frac{Q_2}{X} = \frac{Q_1 + Q_2}{R + X} = \frac{Q}{R + X}$$

Άρα $Q = V'(R + X)$. Επειδή όμως εκ της αρχικής φορτίσεως είναι:

$Q = VX$, επομένως: $VX = V'(R + X)$ (3). Έκ της εξισώσεως ταύτης, λύοντες ως πρὸς X, εύρίσκομεν την χωρητικότητα του άγωγού.

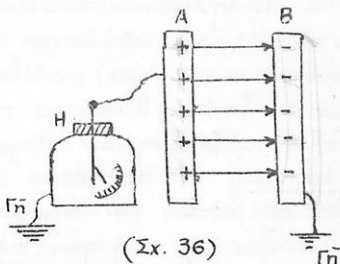
§ 51. ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΟΥ ΑΓΩΓΟΥ. Κατά την φόρτιση αγωγού πίνος δαπανᾶται ἔργον, πρὸς ὑπερήκτισιν τῶν ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον ἰαχυροτέρων ἀπώσεων τῶν ἐπ' αὐτοῦ εὐασταρευομένων φορτίων. Τὸ ἔργον τοῦτο ἀποθηκεύεται εἰς τὸν ἀγωγὸν ὑπὸ ἰδιότυπον μορφήν, ἥτις καλεῖται ἠλεκτροστατική ἐνέργεια ἢ ἀπλῶς ἐνέργεια τοῦ φορτισμένου ἀγωγού. Ἄν Q εἶναι τὸ φορτίον ἀγωγού καὶ V τὸ δυναμικὸν του, ἀποδεικνύεται ὅτι αὗτος περιεκλείει ἐνέργειαν (W) ἴσην μὲ τὸ ἥμισυ τοῦ γινομένου τοῦ φορτίου του ἐπὶ τὸ δυναμικὸν του. Ἦται: $W = \frac{1}{2} Q \cdot V$ (4). Θέτοντες $Q = CV$ εὐρίσκωμεν:

$$W = \frac{1}{2} CV^2 \quad (5) \quad \text{καὶ ἐπειδὴ } V = \frac{Q}{C} \text{ λαμβάνομεν: } W = \frac{Q^2}{2C} \quad (6).$$

Οἱ τύποι (4), (5) καὶ (6) δίδουν τὴν ἐνέργειαν εἰς ἔργια ἐφ' ὅσον τὰ Q , V καὶ C τίθενται εἰς ἠλεκτροστατικὰς μονάδας, ἀλλως, διὰ τὸ πρακτικὸν σύστημα (Cb , volt, F), ἡ ἐνέργεια εὐρίσκεται εἰς Joule.

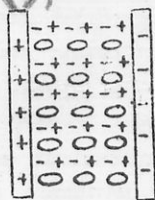
§ 52 ΠΥΚΝΩΤΑΙ. Ἔστω μεμονωμένη μεταλλικὴ πλάξ A (σχ.36) φέρουσα ἠλεκτρικὸν φορτίον, ἔστω Q .

Συνδέοντες ταύτην μὲ ἠλεκτρομέτρον H , εὐρίσκωμεν τὸ δυναμικὸν τῆς, ἔστω V . Ἄν, ἤδη, πλησιάσωμεν εἰς τὴν πλάκα A ἑτέραν ὁμοίαν μεταλλικὴν πλάκα B , ἡ ὁποία εἶναι προεχειωμένη, παρατηροῦμεν, τῇ βοήθειᾳ τοῦ ἠλεκτρομέτρου, ὅτι τὸ δυναμικὸν τῆς A ἐλαττοῦται καὶ γίνεταί ἔστω V' ($V' < V$). Ἐπειδὴ τὸ φορτίον $+Q$ τοῦ ἀγωγού A δέν μετεβλήθη, συνάγομεν ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν $Q = C \cdot V$, ὅτι, ἕνεκα τῆς χητινίας τοῦ ἀγωγού B , πύξηθη ἡ χωρητικότης τοῦ A . Ἰνα ἐπαναφέρωμεν τὴν πλάκα A εἰς τὸ ἀρχικὸν τῆς δυναμικὸν, πρέπει νὰ ἀυξήσωμεν τὸ φορτίον ταύτης.



Ἐκ τοῦ ἀνωτέρω πειράματος συμπεραίνωμεν ὅτι: ἡ χωρητικότης μεμονωμένου καὶ φορτισμένου ἀγωγού αὐξάνεται, ἂν εἰς τὸν ἀγωγὸν τοῦτον πλησιάσῃ ἕτερος ἀγωγός, ὅσως εἶναι προεχειωμένος. Τὸ σύστημα τῶν δύο ὡς ἀνω ἀγωγῶν καλεῖται πυκνωτής, οἱ δὲ ἀγωγοὶ καλοῦνται ὀπλισμοί τοῦ πυκνωτοῦ. Οἱ ὀπλισμοὶ ἔχουν, κατὰ κανόνα, τοιοῦτον σχῆμα, ὥστε ὅλαι αἱ εἰς τοῦ ἐνός ἐξ αὐτῶν ἀναχωροῦσαι δυναμικαὶ γραμμαὶ νὰ καταλήγουν εἰς τὸν ἄλλον

καί επομένως τὰ ἐπὶ τῶν ὀπλισμῶν φορτία νά εἶναι ἴσα καί ἕτε-
 ράνυμα. Ἡ αὐξησης τῆς χωρητικότητος ἐρμηνεύεται ὡς ἐξῆς:
 Τό θετικόν φορτίον (+Q) τῆς πλακῶς Α ἔλκεται ὑπό τοῦ ἐξ ἐπαγωγ-
 ῆς ἐπὶ τῆς πλακῶς Β ἀναπτυχθέντος ἴσου καί ἕτερανύμου φορτίου
 (-Q) καί συσσωρεύεται εἰς τὴν ἐσωτερικὴν ἐπιφάνειαν τῆς πλακῶς.
 Οὕτω ἡ πλάξ Α καθίσταται ἱκανὴ νά συγκρατῆ, ὑπὸ τό αὐτό δυναμι-
 κόν, μεγαλύτερον φορτίον, ὅπερ δεικνύει τὴν αὐξησης τῆς χωρητικώ-
 τητος. Ἄν μεταξύ τῶν ὀπλισμῶν παρεμβάλαμεν πλάκα διηλεκτρικὴν,
 π.χ. ὑαλίνην ἢ ἐξ ἐβονίτου κ.λ.π., παρατηροῦμεν, διὰ τοῦ ἠλεκτρομέ-
 τρου, περαιτέρω ἐλάττωσιν τοῦ δυναμικοῦ τοῦ ὀπλισμοῦ Α καί ἐπο-
 μένως νεάν αὐξησης τῆς χωρητικότητος. Ἀπὸ τῆς ἀπόψεως ταύτης
 κάθε διηλεκτρικόν χαρακτηρίζεται ἀπὸ μίαν σταθεράν (ϵ^*), ἣτις κα-
 λεῖται σχετικὴ διηλεκτρικὴ σταθερά (§ 26). Αὕτη εἶναι καθαρὸς ἀ-
 ριθμὸς καί ὀρίζεται ὡς ἐξῆς: "Σχετικὴ διηλεκτρικὴ σταθερά (ϵ^*)
 εἰσαγωγῆς πινος καλεῖται ὁ λόγος τῆς χωρητικότητος (C) πυκνωτοῦ, ἔ-
 χοντος ὡς διηλεκτρικόν τὸ εἶμα τοῦτο, πρὸς τὴν χωρητικότητα (C_0)
 τοῦ αὐτοῦ πυκνωτοῦ ἔχοντος ὡς διηλεκτρικόν τὸ κενόν (ἢ κατὰ
 προσέγγισιν τὸν ἀέρα)", ἢτοι: $\epsilon^* = \frac{C}{C_0}$. Διὰ τὸ κενόν (ἀήρ)
 εἶναι: $\epsilon^* = 1$. Ἡ αὐξησης τῆς χωρητικότητος πυκνωτοῦ ἐκ τῆς πα-
 ρουσίας τοῦ διηλεκτρικοῦ ἐξηγεῖται διὰ τῆς καλουμένης πολάσεως τοῦ
διηλεκτρικοῦ. Αὕτη εὐχκεῖται εἰς τό ὅτι τὰ μόρια τοῦ διηλεκτρικοῦ,
 ἐντὸς τοῦ μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου,
 καθίστανται ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρικά δίπολα (Σχ. 37), τὰ ὁποῖα
 διατάσσονται κατὰ μῆκος τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πε-
 δίου. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον, εἰς τὰς ἀπέναντι τῶν ὀπλισμῶν ἐπιφανεί-
 ας τοῦ διηλεκτρικοῦ, ἐμφανίζονται ἴσα καί ἕτερά-
 νυμα ἠλεκτρικά φορτία (τὰ ἐνδιάμεσα φορτία τῶν
 ἠλεκτρικῶν δίπολων ἀμοιβαίως ἐξουδετεροῦνται).
 Ταῦτα δημιουργοῦν ἐντὸς τοῦ διηλεκτρικοῦ ἠλεκ-
 τρικό πεδίου, ὅπερ ἔχει ἀντίθετον φοράν ἐν σχέσει
 μέ τὸ ἠλεκτρικόν πεδίου τὸ ὀφειλόμενον εἰς τὰ φορ-
 τία τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ. Οὕτω τὸ διηλεκ-
 τρικόν προκαλεῖ ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ἣ-
 τισ συνεπάγεται ἐλάττωσιν τῆς τάσεως μεταξύ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ
 πυκνωτοῦ (§ 53, τύπος 3). Ἡ ἐλάττωσις αὕτη τῆς τάσεως δικαιολο-
 γεῖ τὴν περαιτέρω, ἐκ τῆς παρουσίας τοῦ διηλεκτρικοῦ, αὐξησης τῆς



(Σχ. 37)

χωρητικότητα αὐτοῦ.

§ 53. ΣΧΕΣΙΣ ΤΑΣΕΩΣ ΚΑΙ ΕΝΤΑΣΕΩΣ ΠΕΔΙΟΥ. - Ὁ πυκνωτής τοῦ Σχ. 36 καλεῖται ἐπιπέδος πυκνωτής. Μεταξύ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ ὑφίσταται ὁμογενές ἠλεκτρικόν πεδίου ἐντάσεως ἔστω E . Μεταξύ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ ὑφίσταται τάσις V . Αὕτη ἰσοῦται μέ τὸ δυναμικόν τοῦ A , ἐφ' ὅσον ὁ ὀπλισμὸς B εἶναι προσηλωμένος. Ἡ ἀπόστασις τῶν ὀπλισμῶν τοῦ ἔστω l . Ἄν φορτίον $+q$ μετακινηθῇ ἀπὸ τὸν ὀπλισμὸν A μέχρι τὸν B , τότε παράγεται ἔργον $w = F \cdot l$, ἐνθα $F = E \cdot q$, ἄρα $w = E \cdot q \cdot l$ (1). Εἶναι ὁμοίως γνωστὸν (§ 42) ὅτι: $w = q \cdot V$ (2).

Ἐκ τῶν (1) καὶ (2) εὐρίσκομεν: $E \cdot q \cdot l = q \cdot V$, ἄρα: $E = \frac{V}{l}$ (3)

Ἐκ τοῦ τύπου (3) ὀρίζεται μόνις ἐντάσεως πεδίου καλουμένη 1 Volt ἀνά cm. Αὕτη εἶναι ἡ ἐντασις ὁμογενοῦς ἠλεκτρικοῦ πεδίου παροουσί-
ζουτος πᾶσιν δυναμικῶν ἴσων μέ 1 Volt ἀνά 1cm μήκους τῆς δυναμι-
κῆς γραμμῆς τοῦ πεδίου. Ἡ μόνις αὕτη ($1 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$) ἰσοῦται μέ $\frac{1}{300}$
H.C.M. - ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου. (Εἰς τὸ πρακτικόν σύστημα μον-
νάδων ἡ μόνις ἐντάσεως ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι τὸ 1 Volt/m).

§ 54. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΟΣ ΕΠΙΠΕΔΟΥ ΠΥΚΝΩΤΟΥ. Ἄν S τὸ ἐμβαδὸν ἐκαστοῦ τῶν δύο ἴσων ὀπλισμῶν ἐπιπέδου πυκνωτοῦ καὶ E ἡ ἐντασις τοῦ μεταξύ τῶν ὀπλισμῶν ὁμογενοῦς πεδίου, τότε ἡ ὀλική ἠλεκτρικὴ ροή (Φ) διὰ τῆς ἐπιφανείας S θά εἶναι: $\Phi = E \cdot S$ (1). Ταύτην παράγει τὸ φορτίον Q τῆς πλατῆς A . Εἶναι ὁμοίως γνωστὸν (§ 32) ὅτι: $\Phi = 4\pi Q$ (2) (εἰς H.C.S.M.). Ἐκ τῶν (1) καὶ (2) λαμβάνο-
μεν: $4\pi Q = E \cdot S$ καὶ ἐπειδὴ (§ 53) $E = \frac{V}{l}$ ἔχομεν: $4\pi Q = \frac{V}{l} \cdot S$
ἄρα: $\frac{Q}{V} = \frac{S}{4\pi l}$. Τὸ πηλικὸν ὁμοίως $\frac{Q}{V}$ καλεῖται χωρητικότης τοῦ

πυκνωτοῦ (κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὸν ὀρισμὸν τῆς χωρητικότητος ἀ-
γωγῆς). Ἐπομένως ἡ χωρητικότης (C_0) ἐπιπέδου πυκνωτοῦ παρέχε-
ται ὑπὸ τοῦ τύπου $C_0 = \frac{S}{4\pi l}$ (4). Ὁ τύπος οὗτος ἰσχύει μέ διη-
λεκτρικὸν τὸ κενόν (ἀήρ) καὶ εἰς H.C.S.M. Γενικώτερον ὁ τύπος (4)

διὰ τὸ κενόν (ἀήρ) λαμβάνει τὴν μορφήν $C_0 = K_0 \cdot \frac{S}{4\pi l}$ (4'), ἐνθα
 K_0 ἡ διηλεκτρικὴ σταθερὰ τοῦ κενοῦ, ἥτις (§ 26) εἰς H.C.S.M. εἶναι:
 $K_0 = 1$ (καθαρὸς ἀριθμὸς) καὶ εἰς τὸ πρακτικόν σύστημα μονάδων

εἶναι: $K_0 = \frac{1}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{\text{Cb}^2}{\text{Nt} \cdot \text{m}^2}$. Ἄν μεταξύ τῶν ὀπλισμῶν τεθῇ διηλεκ-
τρικὸν εὐκλείης διηλεκτρικῆς σταθερᾶς ϵ^* , τότε ἡ χωρητικότης τοῦ
πυκνωτοῦ γίνεται: $C = \epsilon^* \cdot C_0 = \epsilon^* \cdot K_0 \cdot \frac{S}{4\pi l}$ καὶ θέτοντες $\epsilon^* \cdot K_0 = K$
λαμβάνομεν:

$$C = K \frac{S}{4\pi l} \quad (5)$$

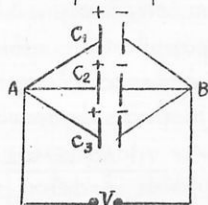
Σημ. Λαμβάνοντας υπ' όψιν την Σημ. της § 26 έχουμε:

$\kappa = \epsilon^* \cdot \kappa_0 = \epsilon^* \cdot 4\pi \epsilon_0$ και ο τύπος (5) λαμβάνει την μορφή: $C = \epsilon^* \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d}$ (5)
 εἴθαι $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \frac{C^2}{Nt \cdot m^2}$ (θεμελιώδης διηλεκτρική σταθερά του κενού).

§ 55. ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΟΥ ΠΥΚΝΩΤΟΥ. Οἱ τύποι της § 51, οἱ ὁποῖοι παρέχουν τὴν ἐνέργειαν φορτισμένου ἀγωγοῦ, δίδουν καὶ τὴν ἐνέργειαν (ἠλεκτροστατική) φορτισμένου πυκνωτοῦ, ἂν Q τὸ φορτίον αὐτοῦ, V ἡ τάσις μεταξὺ τῶν ὀπλιμῶν του καὶ C ἡ χωρητικότης αὐτοῦ.

§ 56. ΣΥΝΔΕΞΙΣ ΠΥΚΝΩΤΩΝ. Τους πυκνωτὰς δυνάμεθα νὰ συνδέσωμεν πρὸς ἀλλήλους κατὰ διαφόρους τρόπους. Διὰ τὴν εὐκολίαν τῆς ἐκφράσεως, θὰ ὀνομάζωμεν τοὺς ὀπλιμῶν ἐσωτερικούς ἢ ἐξωτερικούς.

α) Παράλληλος συνδέσις (ἢ κατὰ ποσότητα ἢ κατ' ἐπιφάνειαν). Συνδέομεν ἀφ' ἑνὸς μὲν ὅλους τοὺς ἐσωτερικούς ὀπλιμῶν πρὸς ἀλλήλους καὶ ἀφ' ἑτέρου ὅλους τοὺς ἐξωτερικούς (Σχ. 38). Χαρακτηριστικὴν διὰ τὴν συνδεσμολογίαν ταύτην εἶναι, ὅτι ὑπάρχει ἡ αὐτὴ τάσις (V) διὰ καθὲ ἐνα πυκνωτῆν, ἥτις εἶναι καὶ ἡ τάσις τοῦ ὅλου συστήματος. Διὰ τὸ παράδειγμα τοῦ σχήματος, τῶν τριῶν πυκνωτῶν ἀντιστοίχως θὰ εἶναι: $Q_1 = C_1 V$, $Q_2 = C_2 \cdot V$ καὶ $Q_3 = C_3 \cdot V$. Ἐπειδὴ τὸ φορτίον ($Q_{ολ}$) τοῦ ὅλου συστήματος εἶναι: $Q_{ολ} = Q_1 + Q_2 + Q_3$ λαμβάνομεν:



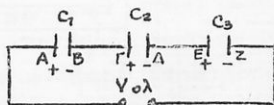
Σχ. 38.

$$C_{ολ} = \frac{Q_{ολ}}{V} = \frac{Q_1 + Q_2 + Q_3}{V} = \frac{C_1 V + C_2 \cdot V + C_3 \cdot V}{V}$$

καὶ ἐπομένως:

$$C_{ολ} = C_1 + C_2 + C_3$$

β) Συνδέσις ἐν σειρά (ἢ κατὰ τάσιν). Συνδέομεν τὸν ἐσωτερικὸν ὀπλιμῶν τοῦ πρώτου πυκνωτοῦ μὲ τὸν ἐξωτερικὸν τοῦ δευτέρου, τὸν ἐσωτερικὸν τοῦ δευτέρου μὲ τὸν ἐξωτερικὸν τοῦ τρίτου κ.ο.κ. (Σχ. 39). Ὀῦτω,



Σχ. 39

διὰ τὸ ὅλον σύστημα, σημασίαν ἐξωτερικοῦ ὀπλιμῶν ἔχει ὁ ἐξωτερικὸς τοῦ πρώτου καὶ ἐσωτερικοῦ ὀπλιμῶν ὁ ἐσωτερικὸς τοῦ τελευταίου. Χαρακτηριστικὴν, διὰ τὴν συνδεσμολογίαν ταύτην, εἶναι ὅτι ὅλοι οἱ πυκνωτὰς φέρουσι τὸ αὐτὸ φορτίον (Q), τὸ ὁποῖον εἶναι καὶ τὸ φορτίον τοῦ συστήματος. Διὰ τὸ παράδειγμα τοῦ σχήματος, τῶν τριῶν πυκνωτῶν μὲ ἀντιστοίχους χωρητικότητας, C_1 , C_2 , καὶ C_3 , ἡ κατανομὴ τῶν φορτίων γίνεται ὡς ἐξῆς: Ἄν ὁ ὀπλιμῶν A λάβῃ φορτίον $+Q$ τότε εἰς τὸν

ὀπλισμόν Β ἐμφανίζεται ἐξ ἐπαγωγῆς φορτίον $-Q$. Οἱ συνδεδεμένοι ὁμοῦς ὀπλισμοὶ Β καὶ Γ ἀρχικῶς ἦσαν οὐδέτεροι. Πρέπει ἐπομένως εἰς τὸν ἀπομακρυσμένον ὀπλισμόν Γ νὰ ἐμφανισθῇ τὸ φορτίον $+Q$ κ.ο.κ.

Οὕτω, ἕκαστος πυκνωτῆς φέρει τὸ αὐτὸ φορτίον Q . Αἱ τάσεις μεταξύ τῶν ὀπλισμῶν τῶν πυκνωτῶν εἶναι: $V_1 = \frac{Q}{C_1}$, $V_2 = \frac{Q}{C_2}$ καὶ $V_3 = \frac{Q}{C_3}$. Ἐπειδὴ ἡ ὀλική τάσις ($V_{ολ}$) εἶναι τὸ ἀθροισμα τῶν μερικῶν τάσεων, ἦτοι:

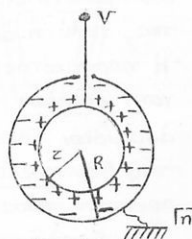
$V_{ολ} = V_1 + V_2 + V_3$, λαμβάνομεν: $V_{ολ} = Q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right)$. Ἡ ὀλική ὁμωσὶς χωρητικότης ($C_{ολ}$) τοῦ συστήματος εἶναι: $C_{ολ} = \frac{Q}{V_{ολ}}$ καὶ ἐπομένως:

$$V_{ολ} = \frac{Q}{C_{ολ}}, \text{ ἄρα } \frac{Q}{C_{ολ}} = Q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right), \text{ ἦτοι: } \boxed{\frac{1}{C_{ολ}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}}$$

γ) Μικτὴ σύνδεσις. Αὕτη προέρχεται ἐκ τοῦ συνδυασμοῦ τῶν δύο προηγουμένων.

§ 57 ΜΟΡΦΑΙ ΠΥΚΝΩΤΩΝ. Πλὴν τοῦ περιγραφέντος ἐπιπέδου πυκνωτοῦ, ἕτερα μορφή εἶναι ὁ σφαιρικός πυκνωτῆς (ε.χ. 40). - Τοῦτου οἱ ὀπλισμοὶ ἔχουν σχῆμα συγκεντρικῶν σφαιρῶν ἀκτίνας r καὶ R . Ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ χωρητικότης τούτου εἶναι:

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

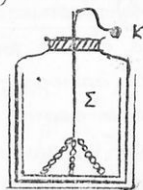


Σχ. 40

Υπάρχουν ὁμοῦς πλείους ἄλλαι μορφαὶ πυκνωτῶν, ἐκ τῶν ὁποίων ἀναφέρομεν τοὺς ἐπουδαιότερους.

Α) Λουξδουκική λάξηνος. Ὁ πυκνωτῆς οὗτος (Σχ. 41) ἀποτελεῖται ἀπὸ ὑαλίνην φιάλην ἧς ἐπενδύεται ἐσωτερικῶς καὶ ἐξωτερικῶς διὰ φύλλον κασιτέρου ἅτινα ἀποτελοῦν τοὺς ὀπλισμούς.

Τὰ φύλλα ταῦτα φθάνουν ὑπεράνω τοῦ ἡμίσεος τοῦ ὕψους τῆς φιάλης. Ὁ ἐσωτερικός ὀπλισμός συγκοινωνεῖ δι' ἀλύσεως μὲ μεταλλινὸν στέλεχος Σ καταλήγον εἰς σφαιρῶν K . Ἡ λουξδουκική λάξηνος δύναται νὰ δεχθῇ μεγάλα ἠλεκτρικὰ φορτία.



(Σχ. 41)

Πρὸς πλήρωσιν αὐτῆς, ἐγγίζομεν τὸ σφαιρίδιον K εἰς τὸν πόλον ἠλεκτροστατικῆς μηχανῆς, ἐνῶ τὸν ἐξωτερικὸν ὀπλισμόν τὸν κρατοῦμεν διὰ τῆς χειρὸς, δηλ. τὸν συγκοινωνοῦμεν μὲ τὴν γῆν. Πρὸς αὐξάνειν τῆς χωρητικότητος ἢ αὐξάνομεν τὰς διαστάσεις τῆς λάξηνου ἢ συνδέομεν παραλλήλως πολλὰς λάξηνους μαζῶ.

Β) Φυλλάτωι πυκνωταὶ. Οὗτοι εἶναι φύλλα λεπτά ἐκ κασιτέρου ἢ ἀργιλίου καὶ κάρτου παραφικωμένου πηθέμενα ἐναλλὰξ καὶ ἱκανῶς

ευμπιεζόμενα. Επίσης πολλές φορές συνίστανται ἐκ φύλλων μαρμαρυγίου φερόντων ἑκατέρωθεν λεπτὸν στρώμα ἀργύρου.

Τὰ περιττῆς τάξεως μεταλλικά στρώματα συνδεόμενα ἀποτελοῦν τὸν ἕνα ὄπλισμόν, ἐκὼ τὰ ἀρτίως τὸν ἕτερον.

Οἱ φυλλοτοὶ πυκνωταί, συμπιεζόμενοι ἰσχυρῶς, φέρονται ἐντὸς ξυλίνων κβατίων, χρησιμοποιοῦμενοι δι' ἠλεκτρικῶς μετρήσεις.

Οἱ καλούμενοι πρότυποι πυκνωταί, ἔχοντες ἀκριβῶς γνωστὴν χωρητικότητα, εἶναι τοιοῦτοι φυλλοτοὶ πυκνωταί. -

γ') Μεταβλητοὶ πυκνωταί. Εἰς αὐτοὺς οἱ ὄπλιμοὶ εἶναι δύο συστήματα παραλλήλων πλακῶν (συνήθως ἡμικυκλικῶν), οὕτω τοποθετημένων ὥστε αἱ πλάκες τοῦ ἑνὸς νὰ εἰσέρχονται εἰς τὰ διάκενα τοῦ ἄλλου. Τὸ ἓν σύστημα στρέφεται περὶ ἄξονα κοινόν δι' ἀμφότερα τὰ συστήματα. Μεταβάλλομεν τὴν χωρητικότητα τοῦ πυκνωτοῦ τούτου, εἰσάγοντες, πολὺ ἢ ὀλίγον, τὸ ἓν σύστημα ἐνὸς τοῦ ἄλλου.

Ἡ χωρητικότης εἶναι ἀνάλογος τῆς γωνίας τὴν ὁποίαν σχηματίζουν τὰ ἀπέναντι ἀλλήλων τμήματα τῶν ἐπιφανειῶν. Χρησιμοποιοῦνται πολὺ εἰς τὴν ἀεύρητον τηλεγραφίαν, ραδιοφωνίαν κ. λ. π.

§ 58. ΕΚΚΕΝΩΣΙΣ ΠΥΚΝΩΤΟΥ. Ἡ ἐκκένωσις, δηλαδή ἡ ἐπαναφορὰ πυκνωτοῦ τινός εἰς τὴν οὐδετέραν κατάστασιν, γίνεται κατὰ τρεῖς τρόπους:

α) Βραδεία ἐκκένωσις. Ἀφίοντες π.χ. φορτισμένην λαγήνην εἰς τὸν ἀέρα ἐπ' ἀρκετὸν χρόνον, παρατηροῦμεν ὅτι αὕτη φαθμηδὸν χάνει τὸ φορτίον της.

β) Τμηματικὴ ἐκκένωσις. Αὕτη συνίσταται εἰς τὴν ἐπί μοναδικῆς πλακῶς τοποθέτησιν τῆς λαγήνου καὶ εἰς τὸ νὰ θέτωμεν διαδοχικῶς τοὺς ὄπλιμοὺς της εἰς ἐπικοινωνίαν μέ τὴν γῆν. Ἐκάστη ἐπαφὴ ἀφαιρεῖ φορτίον τι τοῦ ἀντιστοίχου ὄπλισμοῦ καὶ ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ ὄπλισμῶν μειοῦται μέχρις οὗτο γινῆ μηδέν.

γ) Ἀκαριαία ἐκκένωσις. Αὕτη ἐπιτυγχάνεται διὰ τῆς συνδέσεως τῶν δύο ὄπλισμῶν λ.χ. τῆς λαγήνου. Ὁ εὐδεσμος γίνεται διὰ τοῦ καλουμένου ἐκκενωτοῦ. Οὗτος ἀποτελεῖται ἐκ δύο ἀρθρωτῶν μεταλλικῶν στελεχῶν, ἅτινα καταλήγουσιν εἰς σφαίρας καὶ συγκρατοῦνται διὰ μονωτικῶν λαβῶν. Ἐγγίζομεν τὴν μίαν σφαῖραν εἰς τὸν ἐξωτερικόν ὄπλισμόν τῆς λαγήνου τὴν δὲ ἄλλην πλησιάζομεν εἰς τὸν ἐσωτερικόν ὄπλισμόν. Ὀλίγον πρό τῆς ἐπαφῆς ἐκρήχνονται σπινθήρ, ὅτε τὰ ἴσα καὶ ἀντίθετα φορτία τῶν ὄπλισμῶν ἀκαριαίως ἐξουδετερῶνται.

Ἡ ἐκκένωσις πυκνωτοῦ δύναται νὰ γινῆ καὶ διὰ τοῦ ἀνθρώπινου εἰς

ματος, αν, διά μέν τῆς μιᾶς χειρός ἐπακουμβήσωμεν τόν ἐξωτερικόν ὄπλισμόν, διά δέ τῆς ἑτέρας τόν ἑσωτερικόν. Πολλῶς ὅμως ἡ τῶσαυτή ἐκκένωσις εἶναι ἐπιβλαβής ἢ καί θανατηφόρος διά τόν ἀνθρώπινον ὄργανισμόν.

Παραμένοντα φορτία. Συχνότατα, ἐν τούτοις, τὰ φορτία δέν ἐξαφανίζονται μετά τόν πρῶτον τούτον ἐπιθῆρα. Μετά τινα χρόνον δυνάμεθα νά ἀποσπᾶσωμεν δεύτερον ἐπιθῆρα ἀσθενέστερον, ἔπειτα τρίτον, κ.ο.κ.

Τό φαινόμενον τούτο ὀφείλεται εἰς τήν παρουσίαν τοῦ διπλεκτρικοῦ, ἐπὶ τῶν δύο ἐπιφανειῶν τοῦ ὁποίου παραμένουν (λόγω τῆς πολώσεως αὐτοῦ) φορτία θετικά καί ἀρνητικά. Τούτο δεικνύεται διά τοῦ λυομένου πυκνωτοῦ. Οὗτος (σχ. 42) ἀποτελεῖται ἀπό τρία κωνικά δοχεῖα ἐντός ἀλλήλων κειμένων, ἐξ ὧν τό μεσαῖον εἶναι ὑάλινον καί ὑψηλότερον, ὅπερ ἀποτελεῖ τό διπλεκτρικόν τοῦ πυκνωτοῦ, ἐνώ τὰ δύο ἄλλα εἶναι μεταλλικά, ἀποτελοῦντα τούς ὄπλισμούς. Ὁ ἑσωτερικός ὄπλισμός μέ στέλεχος καταλήγει εἰς σφαίραν. Φορτίζομεν τόν πυκνωτήν καί ἐκκενοῦμεν αὐτόν διά τοῦ ἐκκενωτοῦ. Μετά ταῦτα ἀποκαρίζομεν τὰ μέρη αὐτοῦ καί συσκευαζοῦμεν τούς ὄπλισμούς μέ τήν γῆν, ἵνα αὗτοι τελείως ἐκφορτισθοῦν. Ἀνασυνθέτοντες τόν πυκνωτήν, παρατηροῦμεν ὅτι δυνάμεθα καί πάλιν νά λάβωμεν ἐπιθῆρα. Τούτο σημαίνει ὅτι ἐπὶ τῶν ὄπλισμῶν ἐμφανίζονται φορτία, ἅπαντα δέν δύνανται παρὰ τὰ προέρχονται ἀπό τό διπλεκτρικόν (ὑάλον).



(Σχ. 42)

ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΑΙ ΜΗΧΑΝΑΙ

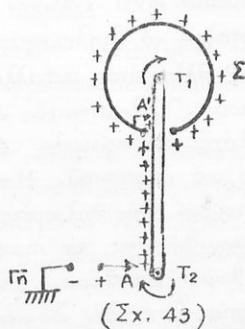
§ 59. ΓΕΝΙΚΑ. Ἡλεκτροστατικά μηχαναί καλοῦνται πηγαί ἠλεκτρικῶν φορτίων, τὰ ὅποια ἀναπτύσσονται διά τριβῆς ἢ ἐξ ἐπαγωγῆς. Ὡς γνωστόν καί εἰς τὰς δύο ταύτας περιπτώσεις ἡ ἀνάπτυξις τῶν ἠλεκτρικῶν φορτίων ἀφείλεται εἰς τήν ἐκκένωσιν τῶν ἠλεκτρονίων. Ὅταν ἀπό οὐδέτερον σῶμα ἀποβάλλονται ἠλεκτρόνια τούτο φορτίζεται θετικῶς, ἐνῶ, ὅταν τό οὐδέτερον σῶμα προσλαμβάνηται ἠλεκτρόνια φορτίζεται ἀρνητικῶς.

Κατά καιρούς κατασκευάσθησαν διάφοροι τύποι ἠλεκτροστατικῶν μηχανῶν. Σήμερον χρῆσιμοποιοῦνται καί ἀκόλουθοι δύο:

§ 60 ΜΗΧΑΝΗ τοῦ Wimshurst. Εἰς ταύτην τὰ πρῶτα ἠλεκτρικά φορτία παράγονται διά τριβῆς μεταλλικῶν ψεκτρῶν ἐπὶ φύλλων ἐκ καθεύτερου διατεταγμένων ἀετινοειδῶς κατά τήν περιφέρειαν δύο ὑάλι-

νων δίσκων. Οί δίσκοι εϋρίσκονται ἀπέναντι ἀλλήλων καί κατά τήν λειτουργίαν τῆς μηχανῆς στρέφονται κατ' ἀντίθετον φοράν. Ἐξ ἐπαγωγῆς, τά πρῶτα ἀναπτυσσόμενα φορτία, πολλαπλασιάζονται καί διοχετεύονται πρὸς δύο μεταλλικῶ σφαιρίδια, τοὺς πόλους τῆς μηχανῆς, ὅπου συγκεντρώνονται ἴσα καί ἑτερόνυμα ἠλεκτρικά φορτία. Μεταξϋ τῶν πόλων ἀναπτύσσεται μεγάλη τάσις, ἥτις εἶναι ἱκανή νά προκαλέσῃ ἐξ ἀποστάσεως ἠλεκτρικούς σπινθῆρας πολλῶν ἐκατοστομέτρων.

§ 61. ΜΗΧΑΝΗ ΤΟΥ Van de Graaff. Ἡ ἀρχή ταύτης εἶναι ἡ ἑξῆς: Ἐάν ἐντός μεμονωμένου κωίλου ἀγωγοῦ φέρωμεν ἠλεκτρικά φορτία ταῦτα κατανέμονται ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀγωγοῦ (§ 24). Εἰς τήν μηχανήν τοῦ Van de Graaff (Σχ. 43) ὁ κωῖλος ἀγωγός εἶναι μία μεγάλη μεταλλικὴ σφαῖρα Σ , μεμονωμένη, ἐντός τῆς ὁποίας φέρονται φορτία τῇ βοήθειᾳ ἀτέρμονος ταινίας ἐκ μονωτικοῦ σώματος (χάρτου, ἐλαστικοῦ) κινουμένης διὰ δύο στρεφομένων τροχαλιῶν T_1 καὶ T_2 . Εἰς τὸ κάτω μέρος ἡ ταινία διέρχεται πρὸ μιᾶς ἀκίδος A συνδεδεμένης μέ τὸν ἓνα πόλον, π.χ. τὸν θετικόν, ἠλεκτρικῆς μηχανῆς συνεχοῦς τάσεως τῆς ὁποίας ὁ ἕτερος εἶναι προσγειωμένος. Λόγῳ ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως κατὰ τὸ σῆκρον τῆς ἀκίδος A , ἡ ταινία φορτίζεται ὁμοιῶς πρὸς ταύτην καί μεταφέρει τὰ φορτία ἐντός τῆς κωίλης σφαίρας Σ .

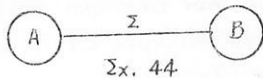


Ἐκεῖ ὑπάρχει ἕτερα ἀκίς A' , συνδεδεμένη μέ τὸ ἐσωτερικόν τῆς κωίλης σφαίρας, ἥτις συλλέγει τὰ φορτία τῆς ταινίας, ἅπνα κατανέμονται ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας τῆς σφαίρας. Οὕτω ἡ σφαῖρα παχιδεύει συνεχῶς τὰ φορτία πού φέρει ἡ ταινία καί τὸ δυναμικόν τῆς αὐξάνεται διαρκῶς. Ἐπιτυγχάνεται οὕτω τάσις, ἥτις δύναται νά ὑπερβῇ τὰ $2 \cdot 10^6$ volt, ἕνεκα τῆς ὁποίας ἡ ἐν λόγῳ μηχανὴ εϋρίσκει εἰήμερον εϋρυτάτην χρῆσιν κατὰ τὰς πειραματικὰς ἐρεῦνας τῆς διασπάσεως τοῦ ἀτόμου. -

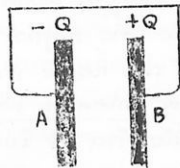
ΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΤΩΝ ΣΤΕΡΕΩΝ

§ 62. ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΡΕΥΜΑ. "Εστωσαν δύο άγωγοί Α και Β (Σχ.44) φορτισμένοι υπό διάφορον δυναμικόν ($V_A \neq V_B$). Αν συνδέσωμεν αυτούς διά εύρημας Σ, τότε οί άγωγοί Α και Β, καθώς και τό εύρημα Σ, αποτελοῦν ένα άγωγόν, του οποίου όλα τά σημεία δέν έχουν τό αυτό δυναμικόν. Ίσορροπία επομένως δέν δύναται νά υφίσταται και θα έχωμεν κίνησιν ήλεκτρικῶν φορτίων, ἐκ τοῦ Α πρὸς τόν Β ἢ ἀντιθέτως, μέχρις ὅτου εἰς ὅλα τά σημεία τοῦ ευετήματος : (Α, Β καί Σ) ἀποκατασταθῆ τό αυτό δυναμικόν. Συνεπῶς, μέχρις ὅτου ἀποκατασταθῆ ἰσορροπία τό εύρημα Σ διαρρέεται υπό ήλεκτρικῶν φορτίων. Τήν κίνησιν ἐν γένει ήλεκτρικῶν φορτίων ὀνομάζομεν ήλεκτρικόν ρεύμα.



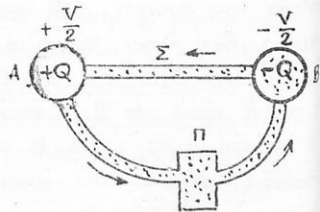
Τά φαινόμενα, ἅπανα συνδέουσι τήν ροήν τῶν ήλεκτρικῶν φορτίων, ἐξετάζονται εἰς τό κεφάλαιον τοῦ δυναμικοῦ ήλεκτρισμοῦ. Πλέον ἐνδιαφέρον εἶναι τό ήλεκτρικόν ρεύμα, τό ὁποῖον διατρέχει ἐπιμήκεις μεταλλικοῦς άγωγούς, ὀπλαδή εύρηματα. Εἰς τήν περίπτωσιν ταύτην πρόκειται, ὡς θα γωρῖσωμεν, περί ροῆς ήλεκτρονίων. Εἰς τό ἀνωτέρω παράδειγμα τό ήλεκτρικόν ρεύμα, τό ὁποῖον διατρέχει τό εύρημα Σ (Σχ.44), εἶναι ἐλάχιστης χρονικῆς διάρκειας, ὡς λέγομεν στιγμιαῖον. Τοιοῦτον (στιγμιαῖον) εἶναι ἐπίσης τό ρεύμα τό διατρέχον εύρημα, οὔτινος τά ἄκρα ἐνδεδόνται μέ τοῦς ὀπλισμοῦς φορτισμένου πυκνωτοῦ (Σχ.45). Εἰς τήν περίπτωσιν ταύτην, τά πλεονάζοντα ἐλεύθερα ήλεκτρόνια τοῦ ὀπλισμοῦ Α κινουῦνται μέσῳ τοῦ εύρηματος Σ καί ἐξουδετερώνουσι τό ἔλλειμμα τῶν ἐλευθέρων ήλεκτρονίων τοῦ ὀπλισμοῦ Β. Οὕτω οἱ ὀπλισμοί μεταπίπτουσι εἰς οὔδετέραν κατάστασιν καί ὁ πυκνωτής ἐκφορτίζεται.



Σχ. 45

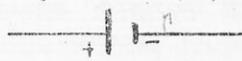
"Αν θέλωμεν νά ἔχωμεν ρεῦμα διάρκειας πρέπει νά διατηροῦμε τὸ αἶπιον τούτου, ὅπερ εἶναι ἡ διαφορά δυναμικοῦ (τάσις) εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ (εὐρματος). Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται μὲ τὴν βοήθειαν τῶν ἠλεκτρικῶν πηγῶν, ὡς εἶναι: τὰ ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα, οἱ εὐθεωρεῦται καὶ αἱ ἠλεκτρικαὶ μηχαναὶ (γεννήτριαι).

Εἰς σχετικὰ κεφάλαια θὰ περιγραφῆ ὁ τρόπος λειτουργίας εἰς ἑστis τῶν ἀνωτέρω ἠλεκτρικῶν πηγῶν. Κατ' ἀρχὴν ὅμως, δυνάμει θα νά εἴπωμεν ὅτι ἡ ἠλεκτρικὴ πηγή π ὁρᾷ ὡς ἀντλία ἠλεκτρονίων (Σχ. 46).



Σχ. 46

Εἰς κάθε ἠλεκτρικὴν πηγήν διακρίνομεν δύο ἀγωγούς A καὶ B, τοὺς πόλους τῆς πηγῆς, εἰς τοὺς ὁποίους διατηρεῖται ἀριεμένη διαφορά δυναμικοῦ τάσις καὶ ἐπομένως, ἂν τοὺς συνδέσωμεν διὰ εὐρματος Σ, θὰ ἔχωμεν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται διότι ἡ πηγή συνεχῶς ἀφαιρεῖ ἠλεκτρόνια ἀπὸ τὸν πόλον A, τὰ ὅποια φέρει εἰς τὸν πόλον B. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ὁ εἰς πόλος διατηρεῖται εἰς ὑψηλότερον δυναμικόν ($+\frac{V}{2}$) καὶ καλεῖται θετικὸς πόλος (A), ὁ δὲ ἕτερος εἰς χαμηλότερον δυναμικόν ($-\frac{V}{2}$) καὶ καλεῖται ἀρνητικὸς πόλος (B). Ἡ διαφορά δυναμικοῦ $V [\frac{V}{2} - (-\frac{V}{2})]$ εἰς τοὺς πόλους ἀποκαθιστᾷ τὴν ροπὴν τῶν ἠλεκτρονίων διὰ τοῦ εὐρματος Σ ἐκ τοῦ ἀρνητικοῦ πόλου πρὸς τὸν θετικόν. Συμβολικῶς ποριστῶμεν καθὲ ἠλεκτρικὴν πηγήν διὰ δύο ἀνίσων παραλλήλων εὐθυγράμμων τμημάτων (Σχ. 47), τὰ ὅποια συμβολίζουν καὶ τοὺς πόλους τῆς πηγῆς. Ἄν συνδέσωμεν τοὺς πό-



Σχ. 47

λους τῆς πηγῆς διὰ εὐρματος, λέγομεν ὅτι ἔχομεν κλειστὸν κύκλωμα, ὅπερ διαρρέεται ὑπὸ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος γενικῶς, ἵνα τὸ κύκλωμα εἶναι κλειστὸν πρέπει μεταξὺ τῶν πόλων τῆς πηγῆς νά παρεμβάλλεται ἀγωγὸς ἢ σειρά ἀγωγῶν. Ἄν εἰς ἓν σημεῖον τοῦ κυκλώματος ἐπέλθῃ διακοπή, διὰ παρεμβολῆς μονωτοῦ, τότε τὸ κύκλωμα καλεῖται ἀνοικτὸν καὶ ρεῦμα δέν κυκλοφορεῖ ἐν αὐτῷ.

Πρὸς διακοπὴν ἢ ἀποκατάστασιν (ἀνοίξιμα ἢ κλείσιμο) κυκλώματος χρῆσιμοποιοῦνται οἱ διακόπται.

§ 63. ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ. Ἄφου τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα εἴ-

γαι κινήσεις ηλεκτρικών φορτίων, τούτο θα οφείλεται είτε εις κινήσει θετικών φορτίων κατά μίαν φοράν, είτε εις κινήσει αρνητικών φορτίων κατ' αντίθετόν φοράν, είτε τέλος εις τήν σύγχρονον κινήσει θετικών και αρνητικών φορτίων κατ' αντιθέτους φοράς.

Πράγμασι όλαι αι περιπτώσεις παρατηρούνται κατά τήν μελέτην τῆς αγωγιμότητος τῶν στερεῶν, ὑγρῶν και ἀερίων. Κατωτέρω ἀναφέρονται τά εχεπικά τῆς αγωγιμότητος τῶν στερεῶν, ἐνώ διά τά ὑγρά και ἀέρια θα ἀεχοληθῶμεν βραδύτερον.

§ 64. ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΣΤΕΡΕΩΝ. Ἡ αγωγιμότης τῶν στερεῶν εἶναι κατά κανόνα ἠλεκτρονική, ὀφειλομένη εις τήν κινήσει ἠλεκτρονίων. Κλασικόν παράδειγμα ἠλεκτρονικῆς αγωγιμότητος ἔχομεν εις τά μέταλλα εις τά ὁποία οἱ μόνοι φορεῖς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ εἶναι τά ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια.

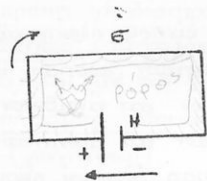
Όταν π.χ. συνδέωμεν τά ἄκρα σύρματος μέ τούς πόλους ἠλεκτρικῆς πηγῆς, τότε ἐντός τοῦ ἀγωγῶ προκαλεῖται ἠλεκτρικόν πεδίων και τά ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια αὐτοῦ, ὑπό τήν ἐπίδρασειν τῆς ἐπ' αὐτῶν ἐξασκουμένης δυνάμεως, τίθενται εις ὁμαδικήν κινήσει ἀποκτῶντα, λόγῳ τριβῆς, ὀρικτήν ταχύτητα μέ τήν ὁποίαν ἐξασκολουθῶν τά κινουῦνται. Λόγῳ τῆς μικρῆς τῶν μάζης, τά ἠλεκτρόνια ἀποκτοῦν τήν ὀρικτήν τῶν ταχύτητα ἀκαριαίως. Ἐπομένως διά τῶν μεταλλικῶν ἀγωγῶν τό ἠλεκτρικόν ρεῦμα εἶναι ροή ἠλεκτρονίων (ἠλεκτρονικοί ἀγωγοί).

Ἡ ὀρικτή ταχύτης μέ τήν ὁποίαν κινουῦνται τά ἠλεκτρόνια εἶναι πάντοτε πολύ μικρά (π.χ. τάξεως μεγέθους 10^{10} cm/sec) και δέν πρέπει νά συχρῆται μέ τήν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεῦματος, τό ὁποῖον, ὡς διαταραχή, διαδίδεται κατά μήκος τοῦ κυκλώματος πρακτικῶς ταυτοχρόνως μέ τό κλείσιμον τούτου, (ἀκριβέστερα μέ τήν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ἴσην μέ τήν τοῦ φωτός: $3 \cdot 10^{10}$ cm. sec⁻¹).

Τό λόγῳ τριβῆς καταναλισκόμενον ἔργον μετατρέπεται εις θερμότητα, ἡ ἐμφάνισις τῆς ὁποίας (θερμότης Joule) ἀποτελεῖ τό κυριώτερον ἀποτέλεσμα τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεῦματος εις τήν περίπτωσειν ταύτην.

§ 65. ΦΟΡΑ ΤΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Συνδέοντες τούς δύο πόλους πηγῆς Η (Σκ. 48) διά σύρματος σ κλειόμεν κύκλωμα. Κατά συνθή-

κιν η δεχόμενα ότι το ηλεκτρικόν ρεύμα, το έποσον διαρρέει το σύρμα σ, έχει φοράν εκ του θετικου πόλου της πηγης προς τον άρνητικόν πόλον και ότι η φορά αυτή συνεχίζεται εντός της πηγης. Η φορά αυτή του ρεύματος καλεϊται συμβατική φορά αυτού και νοούμεν, κατ' αυτήν την φοράν, κίνησιφ θετικων φορτίων.



(Σχ. 48)

Η συμβατική φορά δέν ανταποκρίνεται προς την πραγματικόν κίνησιν των φορτίων εις τους μεταλλικούς (ήλεκτρονικούς) άγωγούς. Πράγματι εις το σύρμα σ έχομεν ροήν ηλεκτρονίων εκ του άρνητικου πόλου προς τον θετικόν και έπομένως έχομεν κίνησιν άρνητικων φορτίων άντιθέτως προς την συμβατικήν φοράν.

Η παραδοχή της συμβατικής φοράς εγένετο πριν διευκρινισθῆ η φύσις του ηλεκτρικου ρεύματος. Καί σήμερον όμοια χρησιμοποιούμεν την συμβατικήν φοράν, άφού ταυτο δέν εμποδίζει την μελέτη όλων των συναφών φαινομένων. Εις το σχήμα 48 σημειούται η συμβατική φορά και αυτήν, εν τοις έπομένοις, πάντοτε θά θεωρούμεν

Ρεύματα των όποιων η φορά παραμένει διαρκώς η αυτή καλοῦνται συνεχή ρεύματα.

§ 66. ΕΝΤΑΣΙΣ ΤΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. "Ενταση (I) του ηλεκτρικου ρεύματος καλεϊται το ηπλίον της διά τινος τομής του άγωγου δ ερχομένου φορτίου (Q) διά του άντιστοιχου χρόνου t".

Επομένως: $I = \frac{Q}{t}$ (1). Διά t=1 τότε I=Q (άριθμητικώς).

Άρα: η ένταση του ρεύματος ίσοῦται άριθμητικώς μέ το ηλεκτρικόν φορτίον, το όποσον διέρχεται διά τινος τομής του άγωγου εις την μονάδα του χρόνου.-

Η Η.Σ.Μ - έντάσεως ρεύματος όρίζεται άπό την εξίσωσιν (1) ως ένταση ρεύματος μεταφέροντος 1 ΗΣΜ - φορτίου ανά sec.

Ητοι: 1 ΗΣΜ - έντάσεως = $\frac{1 \text{ ΗΣΜ - φορτίου}}{1 \text{ sec}}$

Η μονάς έντάσεως πρακτικου συστήματος (MKSA) καλεϊται Αμπέρε (A). Αυτή είναι η ένταση ρεύματος μεταφέροντος φορτίου 1 Coulomb εις έν sec. Έπομένως: $1 A = \frac{1Cb}{1sec} = 3 \cdot 10^9 \text{ ΗΣΜ - έντάσεως}$

Συνήθη ύποπλλαπλασία του Αμπέρε είναι το 1 milliampère

$(1 \text{ mA}) = \frac{1}{10^3} \text{ A}$ και το 1 μικροαμπέρε (1 μA) = $\frac{1}{10^6} \text{ A}$.

Επειδή: $I = \frac{Q}{t}$ έπεται: $[I] = \frac{[L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}]}{[T]} = [L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}]$

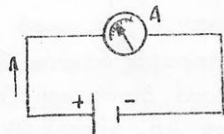
Άρα: 1 ΗΣΜ - έντασης $\equiv 1 \text{ cm}^{3/2} \text{ gr}^{1/2} \text{ sec}^{-2}$.

Επίσης εκ του τύπου: $Q = I \cdot t$ ορίζεται ως μονάς ηλεκτρικού φορτίου ή καλουμένη Άμπεράριον (Αή). "Εν Αή είναι το ηλεκτρικόν φορτίον, το οποίον διέρχεται εις 1 άραν δι' άγωγού διαρροεόμενα υπό ρεύματος έχοντος έντασιν 1 Αμπέρε.

Επομένως: 1 Αή = 1 Α · 1 ή = 1 $\frac{\text{Cb}}{\text{sec}}$ · 3600 sec = 3600 Cb.

Σημ. Ονομάζομεν πυκνότητα ρεύματος (J) τὸ πηλίκον τῆς έντάσεως τοῦ ρεύματος διὰ τοῦ έμβραδοῦ (S) τῆς τομῆς τοῦ άγωγού "Ἦτοι: $J = \frac{I}{S}$. -

§ 67. ΜΕΤΡΗΣΙΣ ΤΗΣ ΕΝΤΑΣΕΩΣ. Το ηλεκτρικόν ρεύμα επίδρα επί τῆς μαγνητικῆς βελόνης ἐπιφέρων έκτροπή ταύτης. Επί τῆς ταύτης μαγνητικῆς ιδιότητος τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος στηρίζεται ἡ κατασκευὴ ὀργάνων τὰ ὁποῖα καλοῦνται γαλβανόμετρα. Μὲ ταῦτα διαπιστοῦται ἡ ύπαρξις ηλεκτρικοῦ ρεύματος. "Αν ταῦτα εἶναι βαθμολογημένα εις Αμπέρε καλοῦνται άμπερόμετρα. Τὸ άμπερόμετρον παρεμβάλλεται κατὰ σειρὰν εις τὸ κύκλωμα τοῦ ὁποίου θέλομεν τὰ μετρήσωμεν τὴν έντασιν (Σχ. 49). Μὲ τὴν βοήθειαν άμπερομέτρου διαπιστοῦται ὅτι: κατὰ μήκος άγωγού, συνδέοντος τοὺς πόλους ηλεκτρικῆς πηγῆς, ἡ έντασις τοῦ ρεύματος εἶναι σταθερά.



(Σχ. 49)

Σημ. Γαλβανόμετρον βαθμολογημένον εις Volt καλεῖται βολτόμετρον και κρημνίζει διὰ τὴν μέτρειν διαφορᾶς δυναμικοῦ (τάσεως) μεταξύ δύο σημείων άγωγού διαρροεόμετου υπό ρεύματος. Τὸ βολτόμετρον παρεμβάλλεται κατὰ διακλάδωσιν (έν παράλληλῳ) μεταξύ τῶν δύο τούτων σημείων τοῦ κυκλώματος.

§ 68. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Ἡ διέλευσις τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος διὰ τῶν άγωγῶν συνοδεύεται ἀπό διάφορα ἀποτελέσματα:

α) Τὸ ρεύμα θερμαίνει τοὺς άγωγούς. Οὗτα ἐν εύρῳ δύναται

νά θερμανθῆ ἢ καί νά πυρρακωθῆ (ἠλεκτρική λυχνία).

β) Τό ρεῦμα προκαλεῖ χημικά φαινόμενα. Παράδειγμα ἡ ἠλεκτρόλυσις ὀξυγεμένου ὕδατος ἢ ἄλλων διαλυμάτων (ὀξέων, βάσεων, ἁλῶν) περὶ τῶν ὁποίων βραδύτερον λεπτομερῶς θά πραγματοποιεῦσθαι.

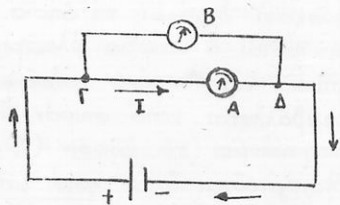
γ) Τό ρεῦμα προκαλεῖ μαγνητικά ἀποτελέσματα. Παράδειγμα ἡ ἐπίδρασις κλάδου κλειστοῦ κυκλώματος ἐπὶ τῆς μαγνητικῆς βελόνης ἥτις ἐστρέφεται.

δ) Τό ρεῦμα προκαλεῖ φυσιολογικά φαινόμενα. Οὕτω π.χ. τὸ ρεῦμα διερχόμενον διὰ τοῦ ἀνθρώπινου σώματος προκαλεῖ τιναχμούς, παραλύσεις, ἐγκαύματα ἢ ἀκόμη καὶ τὸν θάνατον, ἂν εἶναι πολὺ ἰσχυρόν.

ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ ΟΗΜ

§ 69. ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ ΟΗΜ ΔΙΑ ΤΜΗΜΑ ΑΓΩΓΟΥ. Ἄς θεωρήσωμεν ἓνα ἄγωγόν (εὐρμα) ΓΔ (Σχ. 50), ὅπερ ἀποτελεῖ τμήμα κλειστοῦ κυκλώματος. Εἰς τὰ ἄκρα τούτου ὑπάρχει διαφορὰ δυναμικοῦ V

($V_{\Gamma} - V_{\Delta} = V$), τὴν ὁποίαν μετροῦμεν μετὰ τὴν βοήθειαν βολτομέτρου Β (ἐν παραλλήλῳ πρὸς τὸν ἄγωγόν ΓΔ). Διὰ τοῦ ΓΔ διέρχεται ρεῦμα ἐντάσεως I , τὴν ὁποίαν μετροῦμεν τῇ βοήθειᾳ τοῦ ἀμπερομέτρου Α (ἐν σειρά εἰς τὸν ΓΔ).



Σχ. 50

Τὸ πείραμα δεικνύει ὅπ, ὅταν ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ (τάσις), ἥτις ἐφαρμόζεται εἰς τὰ ἄκρα τοῦ ἄγωγου ΑΒ, γίνεται 2V, 3V, 4V, ... (δι' ἀλλαγῆς π.χ. τῆς πηγῆς), τότε ἡ διὰ τοῦ ἄγωγου ΓΔ διερχομένη ἐντασις καθίσταται ἀντιστοίχως 2I, 3I, 4I, ... Ἐπομένως: τὸ πηλικόν τῆς τάσεως (αἴτιον) διὰ τῆς ἐντάσεως (ἀποτέλεσμα) δι' ἓνα ἄγωγόν (εὐρμα) παραμένει σταθερόν. Τὸ βασικόν τοῦτο πειραματικόν συμπέρασμα δύναται νὰ ἐκφρασθῆ ὡς ἐξῆς:

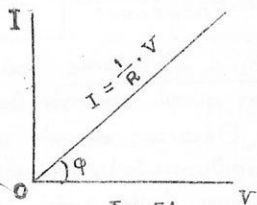
« Τὸ πηλικόν τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ (V), ἥτις ἐφαρμόζεται εἰς τὰ ἄκρα ἑνὸς ἄγωγου, διὰ τῆς ἐντάσεως (I) τοῦ διαρρέοντος αὐτὸν ρεύματος, εἶναι ἐκτισθρόν καὶ καλεῖται ἀντίστασις (R) τοῦ ἄγωγου, ἥτοι:

$$R = \frac{V}{I} = \text{σταθ.} \quad (1)$$

Επομένως : $I = \frac{V}{R}$ (2). Η εκέσις (2) εκφράζει τὸν νόμον τοῦ Ohm, διὰ τμήμα (εύρμα) κλειστοῦ κυκλώματος, ὅστις διατυπώνεται ὡς ἑξῆς :

« Η έντασις τοῦ ρεύματος, τοῦ διαρρέοντος ἀγωγῶν (εύρμα), εἶναι ἀνάλογος τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ (τάσεως) εἰς τὰ ἄκρα αὐτοῦ καὶ ἀντεστράφως ἀνάλογος τῆς ἀντιστάσεως τοῦ ἀγωγοῦ ».

Συμφώνως μὲ τὸν νόμον τοῦ Ohm ἢ ἐξέσις μεταξύ έντάσεως καὶ τάσεως εἶναι ἐξέσις πρώτου βαθμοῦ καὶ ἐπομένως αὕτη θά παρίσταται γραφικῶς ὑπὸ εὐθείας γραμμῆς (Σχ. 51). Προφανῶς $e\phi\phi = \frac{1}{R}$ (ἀριθμητικῶς).



Σχ. 51

§ 70 ΜΟΝΑΔΕΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΕΩΣ. Ἐκ τοῦ τύπου (1) ὁρίζεται ἡ μὴνός ἀντιστάσεως.

Θέτοτες $I=1$ καὶ $V=1$ εὐρίσκομεν $R=1$ (ἀριθμητικῶς).

Ἡ Η.Σ.Μ ἀντιστάσεως ἰσοῦται μὲ τὴν αντίστασιν ἀγωγῶν, ὅπως διαρρέομενος ἀπὸ ρεύμα έντάσεως ἴσης πρὸς τὴν ΗΣΜ-έντάσεως παρουσιάζει εἰς τὰ ἄκρα διαφορᾶν δυναμικοῦ ἴσην πρὸς τὴν ΗΣΜ-δυναμικῶν.

Ἐπειδὴ : $[R] = \frac{[V]}{[I]} = \frac{[L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}]}{[L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}]} = [L^{-1} T]$, ἄρα :

1 ΗΣΜ (ἀντιστάσεως) $\equiv 1 \text{ cm}^{-1} \text{ sec.}$

Ἡ πρακτικὴ μόνος ἀντιστάσεως καλεῖται : Ohm (Ω), αὕτη εἶναι ἡ αντίστασις ἀγωγῶν, ὅστις διαρρέομενος ὑπὸ ρεύματος ένος ampère παρουσιάζει εἰς τὰ ἄκρα διαφορᾶν δυναμικῶν ένος Volt.

Κατὰ διεθνή σύμφασιν ἔχει καθορθῆ ὡς πρότυπον ἀντιστάσεως ένος Ohm ἡ αντίστασις, εἰς 0° , σπῆλκς Hg ἐκούσης μήκος : $106,3 \text{ cm}$ καὶ τομῆν : 1 mm^2 .

Εἰς τὴν πράξιν χρησιμοποιεῖται ἐπίσης ἡ μόνος microohm ($1 \mu\Omega$) = $\frac{1}{10^6} \Omega$ καὶ ἡ μόνος megohm ($1 \text{ M}\Omega$) = $10^6 \Omega$.

$1 \Omega = \frac{1 \text{ Volt}}{1 \text{ Ampère}} = \frac{1}{300 \cdot 3 \cdot 10^9} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}}$ ΗΣΜ - ἀντιστάσεως.

Τὸ ἀντίστροφον τῆς ἀντιστάσεως ($1/R$) καλεῖται ἀγωγιμότης καὶ ἡ μόνος ταύτης εἰς τὸ πρακτικὸν σύστημα, εἶναι τὸ $1 \Omega^{-1}$ καλουμένη πηθ (ἐξ ἀντιστροφῆς τῆς λέξεως Ohm) ἢ καὶ Siemens (S).

§ 71. ΕΞΑΡΤΗΣΙΣ ΤΗΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΕΩΣ. "Αν ὁμογενῆς ἀγωγός ἔχη τὴν μορφήν σύρματος, ἡ ἀντίστασις (R) αὐτοῦ πειραματικῶς εὐρίσκεται ὅτι εἶναι:

- α) ἀνάλογος τοῦ μήκους (l) τοῦ ἀγωγοῦ
 β) ἀντιεπιτρόπως ἀνάλογος τοῦ ἐμβαδοῦ (S) τῆς τομῆς του καί
 γ) ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἀγωγοῦ.

Ἐπομένως: $R = \rho \cdot \frac{l}{S}$ (3). Ὁ συντελεστὴς ρ καλεῖται εἰ-

δική ἀντίστασις τοῦ ὕλικου τοῦ ἀγωγοῦ καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν αὐτοῦ καὶ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀγωγοῦ.

Θέτοντες εἰς τὸν τύπον (3), $l=1$ καὶ $S=1$, εὐρίσκομεν: $R=\rho$ (ἀριθμητικῶς). Ἐπομένως: ἡ εἰδική ἀντίστασις (ρ) τοῦ ἀγωγοῦ εἶναι ἀριθμητικῶς μὲ τὴν ἀντίστασιν τὴν ὁποίαν ἔχει ἀγωγὸς μήκους $l=1\text{cm}$ καὶ τομῆς ἐμβαδοῦ $S=1\text{cm}^2$ (δηλ. ἀγωγὸς ἐκὼς ματος κύβου πλευρᾶς 1cm), ὅταν τὸ ρεῦμα εἰσέρχεται ἐκ μίας ἑδρας του καὶ ἐξέρχεται ἐκ τῆς ἀπέναντι.

Ἐκ τοῦ τύπου (3) λαμβάνομεν: $\rho = R \cdot \frac{S}{l}$. Ἀπὸ τὸν τύπον αὐτὸν ὀρίζονται αἱ μονάδες εἰδικῆς ἀντιστάσεως. Εἰς τὸ πρακτικὸν εὐ-
 ἴσημα αὕτη εἶναι τὸ: $1\Omega \cdot \text{m}$ ($1\Omega \cdot \frac{1\text{m}^2}{1\text{m}}$). Συνηθέστερον ὁμως χρησιμοποιοῦνται αἱ μονάδες: $1\Omega \cdot \text{cm}$ ($1\Omega \cdot \frac{1\text{cm}^2}{1\text{cm}}$) ἢ $1\mu\Omega \cdot \text{cm}$ ($1\mu\Omega \cdot \frac{1\text{cm}^2}{1\text{cm}}$) καὶ κυρίως: $1\Omega \cdot \frac{\text{mm}^2}{\text{m}}$ ($1\Omega \cdot \frac{1\text{mm}^2}{1\text{m}}$).

Τὸ ἀντίστροφον τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως ($\frac{1}{\rho}$) καλεῖται εἰδική ἀγωγιμότης τοῦ ἀγωγοῦ.

Ἡ ἀντίστασις ἑνὸς ἀγωγοῦ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν αὐτοῦ. Οὕτω ἡ ἀντίστασις τοῦ μεταλλικοῦ νήματος ἑνὸς λαμπτήρος φθορίου εἶναι περίπου 10 φορές μεγαλύτερα εἰς θερμὴν παρά εἰς ψυχρὰν κατάστασιν.

Πειραματικῶς εὐρίσκεται ὅτι: $R = R_0 (1 + \alpha\theta)$ (4), ἔνθα R_0 ἡ ἀντίστασις τοῦ ἀγωγοῦ εἰς 0°C καὶ R εἰς $\theta^\circ\text{C}$. Ὁ συντελεστὴς α , ἐξαρτᾶμενος ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἀγωγοῦ, καλεῖται θερμικὸς συντελεστὴς τῆς ἀντιστάσεως. Διὰ τὰ μέταλλα ὁ συντελεστὴς α εἶναι θετικῶς, περίπου $\alpha \approx 0,004 \text{ grad}^{-1}$ (Κελσίου).

Ἐντελῶς ἀνάλογος τύπος πρὸς τὸν (4) ἱσχύει καὶ διὰ τὴν εἰδικὴν ἀντίστασιν (ρ) ἑνὸς ἀγωγοῦ, ἥτοι: $\rho = \rho_0 (1 + \alpha\theta)$ (4'). Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ μεταβολὴ τῆς ἀντιστάσεως ἑνὸς ἀγωγοῦ μὲ τὴν θερμοκρασίαν

οφείλεται εἰς ἀνολόγους μεταβολάς τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως, ἐπειδὴ πρακτικῶς τὸ μήκος καὶ ἡ τομὴ μένουσιν αἰσθητῶς ἀμετάβλητα.

Ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία ἐνὸς μετάλλου τότε ἐπέρχεται αὐξήσις τῆς ἀντιστάσεως (R) αὐτοῦ. Ἀντιθέτως, διὰ τοὺς ἡμισαγωγούς (ἄνθραξ, ὀξειδία θορίου, Δημητρίου κ.λ.π) ὁ συντελεστὴς α εἶναι ἀρνητικῶς. Τὸ αὐτὸ συμβαίνει ὡς θὰ γνωρίζωμεν καὶ εἰς τοὺς ἠλεκτρολύτας. Εἰς ταῦτα, ὅταν ἡ θερμοκρασία αὐξάνεται, ἐπέρχεται ἐλάττωσις τῆς ἀντιστάσεως. Ὀρισμένα κράματα, ὡς ἡ Κονταντάνη (Cu, Ni), ἡ μαγνητὴ (Cu, Mn, Ni) κ.τ.λ. ἔχουν ἀσήμαντον συντελεστὴν α , διὰ τοῦτο χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν κατασκευὴν ἀντιστάσεων ἐλάχιστα μεταβαλλομένων μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Τὸ μεταλλικὸν σελλήνιον (Se) παρουσιάζει τὴν ἀξιοσημειώτατον ἰδιότητα νὰ μειοῦται ἡ εἰδικὴ του ἀντίστασις, ὅταν αὐξάνεται ὁ φωτισμὸς του. Ἐπὶ τῆς ἰδιότητος ταύτης ἐπιρρίζεται ἡ λειτουργία τοῦ φωτοκυττάρου ελληνίου, τὸ ὁποῖον εὐρίσκει ἐφαρμογὴν εἰς πολλὰς αὐτομάτους διατάξεις, εἰς τὴν ἀσύρματον μεταβίβασιν εἰκόνων, εἰς τὰς φωτομετρικὰς συσκευὰς κ.λ.π.

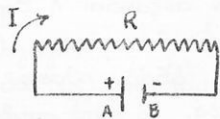
§ 72. ΥΠΕΡΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ. Διὰ τὰ μέταλλα (α θετικῶν) ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις, ἐπομένως καὶ ἡ ἀντίστασις, ἐλαττοῦται ταπεινούμενης τῆς θερμοκρασίας. Δι' ἄρισμένα μέταλλα εἰς πολὺ ταπεινὴν θερμοκρασίαν, πλησίον τοῦ ἀπολύτου μηδενός, παρατηρεῖται ὅτι ἡ ἀντίστασις τῶν γίνεταί ἀποτόμως μηδενική. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται ὑπεραγωγιμότης. Ὁ μόλυβδος (Pb) π.χ. καθίσταται ὑπεραγωγὸς εἰς $-270^{\circ}C$.

§ 73. ΠΤΩΣΙΣ ΤΑΣΕΩΣ. Κατὰ μήκος σύρματος AB διαρρεομένου ὑπὸ ρεύματος ἐντάσεως I συμβαίνει συνεχῆς ἐλάττωσις τοῦ δυναμικοῦ ἀπὸ τῆς τιμῆς V_A μέχρι τῆς τιμῆς V_B . Λέγομεν ὅτι κατὰ μήκος τοῦ σύρματος συμβαίνει πτώσις τάσεως (V). Αὕτη κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ὀhm, εἶναι: $V = IR$, ἂν R ἡ ἀντίστασις μεταξὺ τῶν σημείων ὅπου συμβαίνει ἡ πτώσις τάσεως V .

§ 74. ἩΛΕΚΤΡΕΓΕΡΤΙΚΗ ΔΥΝΑΜΙΣ. Χαρακτηριστικὸν μέγεθος μιᾶς ἠλεκτρικῆς πηγῆς εἶναι ἡ ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις (E) ταύτης. Αὕτη ὀρίζεται ὡς ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ, ἣτις ὑφίσταται μεταξὺ τῶν πόλων τῆς πηγῆς, ὅταν τὸ κύκλωμα εἶναι ἀνοικτὸν καὶ ἐπομένως δὲν διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος. Αὕτη προφανῶς μετρεῖται

εις τας γνωστας μοναδας δυναμικου.

§ 75. ΠΟΛΙΚΗ ΤΑΣΙΣ ΠΗΓΗΣ. Εάν συνδέσωμεν τους πόλους πηγής διά μιας αντίστασης R (Σχ. 52), αυτή θα διαρρέεται υπό τίνος ρεύματος έντασεως I και ή τάσις $V_A - V_B = V$ εις τους πόλους A και B τής ηλεκτρικής πηγής θα είναι μικροτέρα τής ηλεκτρικής δυνάμεως E ταύτης, λόγω τής πτώσεως τάσεως τής προκαλουμένης εκ τής έσωτερικής αντίστασεως (r) τής πηγής. Θα είναι δηλαδή:



(Σχ. 52)

$$V = E - I r \quad (1)$$

Η διαφορά δυναμικου (V) εις τους πόλους πηγής εν κλειστῳ κυκλωματι καλεῖται πολική τάσις τής πηγής.

Εκ του τύπου (1) φαίνεται ὅτι, αν $I = 0$ τότε $V = E$, ὅπερ συμφωνεῖ με τον ὀρισμὸν τής ηλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως (§ 74).

Η έσωτερική αντίστασις (r) πηγής ἀποτελεῖ χαρακτηριστικὸν μέγεθος αὐτῆς καὶ μετρεῖται εις τας γνωστας μοναδας αντίστασεως.

Επομένως εις μίαν ηλεκτρικὴν πηγὴν χαρακτηριστικὰ μεγέθη εἶναι:

α) ἡ ηλεκτρεγερτικὴ δύναμις (E) καὶ β) ἡ έσωτερικὴ αντίστασις (r). Η πολικὴ τάσις ταύτης V εξαρτᾶται ἀπὸ τὴν έξωτερικὴν αντίστασιν R .

§ 76. ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ ΩΗΜ ΔΙΑ ΚΛΕΙΣΤΟΝ ΚΥΚΛΩΜΑ. Θεωρήσωμεν κλειστὸν κύκλωμα (Σχ. 52) περιλαμβάνον ηλεκτρικὴν πηγὴν ἢλ. γ. δ. E καὶ έσωτερικῆς αντίστασεως r καθὼς καὶ έξωτερικὴν αντίστασιν R . Τοῦτο θα διαρρέεται υπό ρεύματος έντασεως I , ἥτις κατὰ τὴν εξίσωσιν (1) τής προηγουμένης παραγράφου θα εἶναι: $I = \frac{E - V}{r}$ (2), ἐνθα V ἡ πολικὴ τάσις τής πηγής. Εξ ἄλλου, κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ωημ, διό μόνον τὴν έξωτερικὴν αντίστασιν (R), θα ἔχωμεν: $I = \frac{V}{R}$ (3).

Εκ τῶν σχέσεων (2) καὶ (3) λαμβάνομεν:

$$I = \frac{E - V}{r} = \frac{V}{R} = \frac{E}{R + r}$$

Η σχέση:

$$I = \frac{E}{R + r} \quad (4)$$

ἐκφράζει τὸν νόμον τοῦ Ωημ, διό κλειστὸν κύκλωμα περιλαμβάνον ηλεκτρικὴν πηγὴν καὶ έξωτερικὴν αντίστασιν:

" Εἰς κλειστόν κύκλωμα, περιλαμβανόν πηγὴν καὶ ἑξωτερικὰ ἀντίστασιν, ἢ ἔντασις τοῦ ρεύματος (I) ἴσουςται μὲ τὸ πλῆθος τῆς ἠλεκτροδυναμικῆς δυνάμεως τῆς πηγῆς (E) διὰ τῆς ὀλικῆς ἀντιστάσεως ($R_{ολ}$) τοῦ κυκλώματος, δηλαδὴ τοῦ ἀθροίσματος ἑξωτερικῆς (R) καὶ ἑσωτερικῆς (r) ἀντιστάσεως αὐτοῦ, " Ἦτοι:

$$I = \frac{E}{R_{ολ}} \quad (5) \quad \text{ἐνθα } R_{ολ} = R + r.$$

Ὁ νόμος οὗτος ἐπαληθεύεται πειραματικῶς διὰ διαδοχικῆς ἐξαγωγῆς εἰς τὸ κύκλωμα πηγῆς διαφορῶν γινωστῶν ἀντιστάσεων.

Κατὰ τὸν τύπον (4) διὰ δεδομένην πηγὴν (E καὶ r σταθερὰ) ἢ ἔντασις γίνεται μεγίστη ὅταν $R=0$. Δηλαδή, ὅταν συνδέσωμεν τοὺς πόλους πηγῆς δι' ἀγωγὸν ἀμελητέας ἀντιστάσεως, τότε λαμβάνομεν τὴν μεγίστην ἔντασιν τοῦ ρεύματος:

$$I_{\max} = \frac{E}{r} \quad (6).$$

Τότε λέγομεν ὅτι ἡ πηγὴ ἔχει βραχυκυκλωθῆ. Διὰ τοὺς εὐθεωρουμένους π.χ., τῶν ὁποίων ἡ ἑσωτερικὴ ἀντίστασις εἶναι πολὺ μικρὰ, ἢ βραχυκύκλωσις δίδει ρεῦμα πολὺ μεγάλου ἔντασεως, τὸ ὅποσον προκαλεῖ τὴν καταστροφὴν τοῦ εὐθεωρουμένου. Τοῦτο δὲν συμβαίνει εἰς τὰ ἠλεκτρικὰ στοιχεῖα, τῶν ὁποίων ἡ ἑσωτερικὴ ἀντίστασις εἶναι οὐκ ὀλίγως μεγάλη καὶ ἐπομένως ἡ βραχυκύκλωσις δὲν καταστρέφει τὴν πηγὴν.

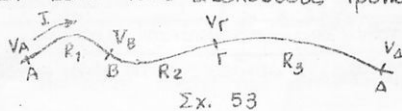
Σημ. Διὰ συγκριτικῆς τῶν τύπων (2), (3) καὶ (4) διαβρίσκομεν:

$$I = \frac{V}{R} = \frac{E}{R+r} = \frac{E-V}{r}$$

Οὕτω κατὰ σειράν βλέπομεν πῶς πρέπει νὰ ὑπολογίζεσθαι ἡ ἔντασις (I) τοῦ ρεύματος εἰς κλειστόν κύκλωμα ἀπὸ μόνον τὴν ἑξωτερικὴν ἀντίστασιν, ἀπὸ ὅλον τὸ κύκλωμα καὶ ἀπὸ μόνον τὴν πηγὴν. Ἡ πηγὴ ἐπομένως δὲν εἶναι ἀπλὴ ἀντίστασις (ὡς ἡ ἀντίστασις εὐρέματος) καὶ διὰ τὸ εὐρῆμα τὴν ἔντασιν, ἐκ μόνου τῆς πηγῆς (τύπος 2), πρέπει νὰ διαιροῦμεν τὴν πᾶσιν τάσεως ἐντὸς τῆς πηγῆς ($E-V$) διὰ τῆς ἑσωτερικῆς τῆς ἀντιστάσεως (r).

§ 77. ΣΥΝΔΕΣΜΟΛΟΓΙΑ ΑΝΤΙΣΤΑΣΕΩΝ. Αἱ ἀντιστάσεις δύναται νὰ συνδεθοῦν μεταξὺ των κατὰ τοὺς ἀκόλουθους τρόπους:

1) Ἐν σειρά. Συνδέομεν δηλαδὴ (Σχ. 53) τὸ τέλος τοῦ πρώτου ἀγωγῶν AB



Σχ. 53

μέ την ἀρχήν τοῦ δευτέρου ΒΓ, τό τέλος τούτου μέ την ἀρχήν τοῦ τρίτου κ.ο.κ. Ἐάν ἔχωμεν π.χ. τρεῖς ἀγωγούς ἐν σειρά ἂντιτάσεων R_1, R_2 καί R_3 καί διαβιβάσωμεν ἠλεκτρικόν ρεῦμα ἐντάσεως I τότε $(V_A - V_D) = I \cdot R_{ολ}$ (1) ($R_{ολ}$ ἡ συνολική ἀντίστασις). Ἀφ' ἑτέρου ὁμοῦς ἔχομεν :

$$(V_A - V_B) = IR_1, \quad (V_B - V_\Gamma) = IR_2, \quad (V_\Gamma - V_D) = IR_3$$

Προσθέτοντες τάς τρεῖς ἐξισώσεις κατά μέλη εὐρίσκωμεν :

$(V_A - V_D) = I \cdot (R_1 + R_2 + R_3)$ (2). Ἐκ τῶν ἐξισώσεων (1) καί (2) συμπεραίνομεν : $R_{ολ} = R_1 + R_2 + R_3$.

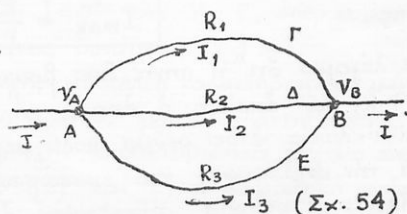
Ἦτοι : « ἡ ὅλική ἀντίστασις συστήματος ἀγωγῶν ἐν σειρά ἰσοῦται μέ τὸ ἄθροισμα τῶν ἀντιτάσεων ἐνός ἐκάστου ἐξ αὐτῶν ».

2) Κατά διακλαδῶσιν ἢ ἐν παραλλήλῳ (Σχ. 54).

Ἔστω ὅτι ρεῦμα ἐντάσεως I ἀπό τοῦ σημείου Α καί πέραν μερίζεται εἰς τρεῖς ἀγωγούς Γ, Δ καί Ε συνεχομένους πάλιν εἰς τό Β.

Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μετώξυ τῶν Α καί Β εἶναι $(V_A - V_B)$.

Ἄν ὑποθετῆ ὅτι ἡ ἀντίστασις τοῦ συνολικοῦ συστήματος ἀπό τοῦ Α μέχρι τοῦ Β εἶναι $R_{ολ}$ τότε $I = \frac{(V_A - V_B)}{R_{ολ}}$ (3). Ἀφ' ἑτέρου ὁμοῦς δι' ἕκαστον κλάδον χωριστά, ἔχομεν :



$$I_1 = \frac{V_A - V_B}{R_1}, \quad I_2 = \frac{V_A - V_B}{R_2}, \quad I_3 = \frac{V_A - V_B}{R_3}$$

Ἐπομένως : $I_1 + I_2 + I_3 = (V_A - V_B) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \right)$.

Ἐπειδή δέ προφανῶς : $I_1 + I_2 + I_3 = I$, ἔπεται ὅτι :

$$I = (V_A - V_B) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \right) \quad (4).$$

Ἐκ τῶν ἐξισώσεων (3) καί (4) συμπεραίνομεν :

$$\boxed{\frac{1}{R_{ολ}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}}$$

Ἦτοι : Εἰς ἀγωγούς ἐν διακλαδῶσει : « ἡ ὅλική ἀγωγιμότης τοῦ συστήματος ($\frac{1}{R_{ολ}}$) ἰσοῦται μέ τὸ ἄθροισμα τῶν ἀγωγιμοτήτων ἐνός ἐκάστου τῶν διακλαδουμένων ἀγωγῶν ».

3) Μικτῶς. Ἡ συνδῆσις αὕτη εἶναι συνδυασμός τῶν δύο προηγουμένων.

Κατά τούτην συνδέομεν μερικάς ἀντιτάσεις ἐν παραλλήλῳ, τὰς δὲ ὁμάδας τούτων συνδέομεν ἐν σειρά.

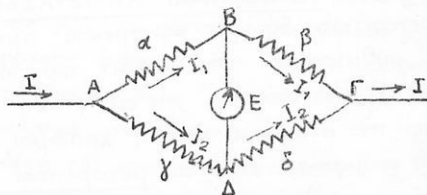
§ 78. ΜΕΤΡΗΣΙΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΕΩΝ - ΓΕΦΥΡΑ τοῦ Wheatstone.

Ἡ ἠλεκτρικὴ ἀντίσταση ἀγωγῷ δύναται νὰ εὑρεθῇ ἐκ τοῦ τύπου: $R = \frac{V}{I}$. Μετροῦντες τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ (V) εἰς τὰ ἄκρο τοῦ ἀγωγῷ καὶ τὴν ἔντασιν (I) τοῦ διαρρέοντος αὐτὸν ρεύματος εὐρίσκωμεν τὴν ἀντίστασιν (R).

Συνθεταίτη ὁμοίως πειραματικὴ μέθοδος εὐρέσεως ἀντιτάσεων εἶναι ἡ καλουμένη τῆς γεφυρᾶς τοῦ Wheatstone.

Κατά τούτην σχηματίζομεν κύκλωμα (Σχ. 55) ἐκ τεσσάρων ἀντιτάσεων α, β, γ καὶ δ ἐκ

τῶν ὁποίων ἡ α ἔστω ἡ ἀγνωστος, ἐνῶ αἱ ἄλλαι εἶναι γνωσταί. Τὸ διαβιβαζόμενον διὰ τοῦ κυκλώματος ρεῦμα, ἐντάσεως I, διχάζεται εἰς τοὺς δύο κλάδους ABΓ καὶ AΔΓ με ἐντάσεις



(Σχ. 55)

ἔστω I_1 καὶ I_2 . Κατὰ μῆκος τῶν ἀγωγῶν ABΓ καὶ AΔΓ τὸ δυναμικὸν πῆγαι ἀπὸ τῆς πηγῆς V_A εἰς τὴν πηγὴν V_Γ . Εἶναι δυνατόν λοιπὸν νὰ ἔχουν καταλλήλως ρυθμισθῇ αἱ ἀντιτάσεις: β, γ, δ, ἐν ἔχει με τὴν ἀγνωστον α, ὥστε: $V_B = V_\Delta$. Τότε ὁ κλάδος ΒΔ (γεφυρᾶ) δὲν θὰ διατρέχεται ὑπὸ ρεύματος καὶ ὁ δείκτης τοῦ γαλβανομέτρου E εὐθεμίαν ἀπόκλισιν θὰ δεῖκνῃ.

Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην, συμφάνως πρὸς τὸν νόμον τοῦ Ohm, θὰ ἔχωμεν:

$$I_1 = \frac{V_A - V_B}{\alpha} = \frac{V_B - V_\Gamma}{\beta} \quad (1) \quad \text{καὶ} \quad I_2 = \frac{V_A - V_\Delta}{\gamma} = \frac{V_\Delta - V_\Gamma}{\delta} \quad (2)$$

Διαιροῦντες κατὰ μέλη τὰς ἐξισώσεις (1) καὶ (2) καὶ λαμβάνοντες εὐχρόνως ὑπ' ὄψιν ὅτι $V_B = V_\Delta$ εὐρίσκομεν:

$$\frac{\gamma}{\alpha} = \frac{\delta}{\beta} \quad \text{ἢ} \quad \alpha \cdot \delta = \beta \cdot \gamma \quad \text{καὶ ἐπομένως:} \quad \boxed{\alpha = \beta \cdot \frac{\gamma}{\delta}}$$

Οὕτω γνωρίζοντες τὰς ἀντιτάσεις β, γ, δ εὐρίσκομεν τὴν α. Συνήθως γνωρίζομεν τὴν ἀντίστασιν β καὶ εὐρίσκομεν τὴν α διὰ μετρήσεως τοῦ λόγου $\frac{\gamma}{\delta}$ (ὅταν $V_B = V_\Delta$).

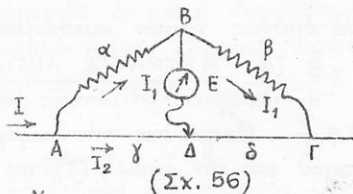
Τὸ σχῆμα 56 δεῖκνύει διάταξιν ὅπου τὰς ἀντιτάσεις γ καὶ δ

ἀντικαθιστώμεν διά λεπτοῦ σύρματος ΑΓ (χορδῆς). Ἡ ἀντίστασις β εἶναι γνωστή ἢ δὲ α ζητεῖται.

Συγκοινοῦμεν τὸ σημεῖον Β μέ σημεῖον τῆς χορδῆς Δ, τοιοῦτον ὥστε διά τοῦ γαλβανομέτρου Ε

νά μὴ διέρχεται ρεῦμα. Τότε $\alpha = \beta \cdot \frac{\gamma}{\delta}$. Ἀλλὰ εἰς τὴν χορδὴν ΑΓ αἱ ἀντιστάσεις εἶναι ἀνάλογοι τῶν μηκῶν αὐτῶν :

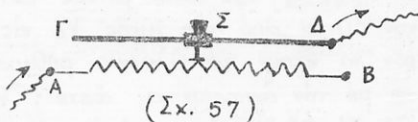
$$\frac{\gamma}{\delta} = \frac{(ΑΔ)}{(ΑΓ)} \quad , \quad \text{ἐπομένως :} \quad \boxed{\alpha = \beta \cdot \frac{(ΑΔ)}{(ΑΓ)}}$$



§ 79. ΜΕΤΑΒΛΗΤΑΙ ΑΝΤΙΣΤΑΣΕΙΣ. Ἐφ' ὅσον διαθέτομεν ἠλεκτροχημικὴν δύναμιν ἀριεμένης πηγῆς Ε, δυνάμεθα κατὰ βούλησιν νὰ ρυθμίσωμεν τὴν ἐντασιν τοῦ παρεχομένου ρεύματος, αὐξάνοντες ἢ ἐλαττοῦντες τὴν ἀντίστασιν τοῦ κυκλώματος ($I = \frac{E}{R_{\text{ολ}}}$). Ἀπὸ τῆς ἀπόψεως ταύτης χρήσιμοι, διά τὴν ρύθμισιν τῆς ἐντάσεως ρεύματος, εἶναι αἱ μεταβληταὶ ἀντιστάσεις, αἵτινες καὶ ροεστάται καλοῦνται.

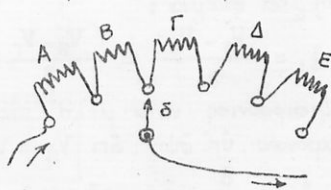
Ἐπὶ τῶν πολλῶν τύπων μεταβλητῶν ἀντιστάσεων. Τὸ ἐκῆμα 57

παριστᾷ μεταβλητὴν ἀντίστασιν ρυθμιζομένην ἐπὶ σύρτου Σ, ὅστις κινεῖται ἐπὶ τῆς μεταλλικῆς ράβδου ΓΔ. Τὸ ρεῦμα ἐκ τοῦ Α ὁδεύει διά μέρους



τῶν σπειρῶν, μέσῳ τοῦ σύρτου Σ, πρὸς τὸ Δ. Ἡ ἀντίστασις ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὰς παρεμβαλλομένας σπειράς. Τὸ ἐκῆμα 58

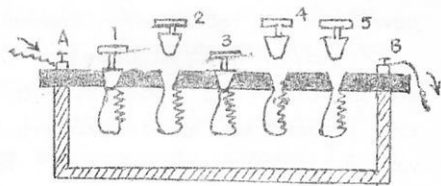
παριστᾷ μεταβλητὴν ἀντίστασιν ρυθμιζομένην διά στρεπτοῦ μεταλλικοῦ στελέχους δ. Παρενθέντες εἰς τὸ κύκλωμα ὅσας θέλομεν ἐκ τῶν σπειρῶν Α, Β, Γ, Δ, Ε μεταβάλλομεν τὴν ἀντίστασιν.



Εἰς τὸ ἐκῆμα ἔχουν παρενθεθῆ αἱ Α καὶ Β

Συνηθέστατα, ὡς γνωστὰ μεταβληταὶ ἀντιστάσεις, χρησιμοποιεῖται τὰ καλούμενα αβέτια ἀντιστάσεων. Εἰς ταῦτα (Σχ. 59) ἐντὸς ἑλίμου κίβωτου περιέχονται πολλὰ πηνία ἐκάστου τῶν

οποίων τὰ ἄκρα καταλήγουν εἰς παχέα τεμάχια ὄρεικαλκου, ἅπανα κείνται ἐπὶ τῆς ἀνω φάσεως τοῦ κυβωτίου.



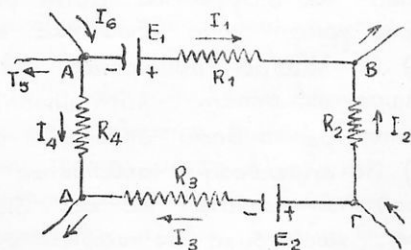
(Σχ. 59)

Κάθε πηλὸν ἔχει γωνιατὴν ἀντίστασιν δι' ἀριεμένην θερμοκρασίαν. Οἱ ἀκροδέκται A καὶ B συνδέονται πρὸς τοὺς ρομφόρους τοῦ κυλώματος. Τὰ ὄρεικαλτενα τεμάχια δύνανται νὰ συνδέωνται μεταξύ των διὰ τῶν γόμφων 1, 2, 3, 4, 5. Ἐάν μεταξύ δύο τεμαχίων δὲν ὑπάρχη γόμφος, τότε τὸ ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ ἀντιστοιχοῦ πηλίου, ἂν ὅμως συνδέσασμεν τὰ τεμάχια ταῦτα διὰ γόμφου τότε τὸ ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ παχέος μεταλλικοῦ ἀγωγῷ. Ἐάν εἰς τὸ κυβώτιον ὑπάρχουν ἐνεφνηνωμένοι ὅλοι οἱ γόμφοι τότε οὐδεμίαν ἀντίστασιν παρεμβάλλομεν. Ἀφαιροῦντες ὁμοίως γόμφους εἰσάγομεν εἰς τὸ κύκλωμα ἀντιστάσεις.

Ἐάν π.χ. κυβώτιόν τι περιέχῃ 8 πηλία ἀντιστάσεων 1, 2, 2, 5, 10, 20, 20, 50 Ωhm, δυνατόν νὰ λάβωμεν οἰανδήποτε ἀκεραίαν ἀντίστασιν μεταξύ 1 καὶ 110 Ωhm, ἀρκεῖ καταλλήλως νὰ ἀφαιροῦμεν ἐκάστην τὸν γόμφον.

§ 80. ΚΑΝΟΝΕΣ ΤΟΥ Κιρςχόφφ. Ἡ βιομηχανικὴ διανομὴ τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας ὁδηγεῖ πολλὰκις εἰς πολυπλόκους διακλαδώσεις ἐξηρατισομένων τῶν καλουμένων δικτύων. Διὰ τὴν μελέτην τούτων οἱ δύο κανόνες τοῦ Κιρςχόφφ, ἐκπεφρασμένοι ὑπὸ γενικὴν μορφήν, προσφέρουν πολὺτίμην ὑπηρεσίαν.

Τὸ Σχ. 60 παριετὰ τμῆμα δικτύου, εἰς τὸ ὁποῖον διακρίνομεν διαφόρους κλάδους (ρεῖθρα), ἕκαστος τῶν ὁποίων διαρρέεται ἀπὸ τὸ αὐτὸ ρεῦμα, ὅπως π.χ. ὁ κλάδος AB διαρρέομενος ἀπὸ ρεῦμα ἐκτάσεως I_1 ἢ ὁ ΓB διαρρέομενος ἀπὸ ρεῦμα I_2 κ.λ.π.



Σχ. 60

Οἱ κλάδοι συντρέχουν εἰς τοὺς κόμβους (κορυφάς) τοῦ δικτύου. Ὁ κόμβος χαρακτηρίζεται σημεῖον τοῦ δικτύου εἰς τὸ ὁποῖον

ευτρέχουν 3 τουλάχιστον κλάδοι, ως είναι τα σημεία Α, Β, κ.λ.π.

1^{ος} Κανών του Kirchhoff. Ούτος αφορά ένα κόμβον δικτύου, εις τόν οποίον τά προσερχόμενα ρεύματα λαμβάνομεν μέ θετικήν έντασιν και τά απερχόμενα μέ αρνητικήν. Ο πρώτος κανών διατυπούται ως εξής: « Τό άλγεβρικών άθροισμα τών έντάσεων τών ρευμάτων, τά όποια ευανταίνονται εις έναν κόμβον δικτύου, ίσοῦται μέ τό μηδέν », . Ήτοι: $\Sigma I = 0$ (1).

Ούτω π.χ. διά τόν κόμβον Α (Σχ. 60) και μέ τάς διά τών βελών σημειουμένας φοράς τών εις αυτόν ευαντωμένων έντάσεων, θά έχωμεν: $I_6 - I_1 - I_4 - I_5 = 0$. - Ο πρώτος κανών δικαιολογείται εκ τού συλλογισμού ότι τά έντός δεδομένου χρόνου προσερχόμενα εις τόν κόμβον φορτία πρέπει να είναι ίσα μέ τά έντός τού αυτού χρόνου απερχόμενα.

Εις έν δίκτυον έχον Κ κόμβους δυνάμεθα να λάβωμεν, εκ τού πρώτου κανόνος, Κ-1 ανεξαρτίτους εξισώσεις.

2^{ος} Κανών του Kirchhoff. Ούτος αφορά έν οιονδήποτε κλειστόν κύκλωμα έντός τού δικτύου, τό όποιον καλεΐται και βρόχος. Ός κλειστόν κύκλωμα νοείται κάθε κλειστή διαδρομή, ήτις δύναται να νοση κατά μήκος συνεχόμενων κλάδων τού δικτύου, ως είναι π.χ. τό κύκλωμα ΑΒΓΔΑ (Σχ. 60).

Ο δεύτερος κανών διατυπούται ως εξής: « Εις οιονδήποτε κλειστόν κύκλωμα τό άλγεβρικών άθροισμα τών ηλεκτρεγερτικών δυνάμεων τού κυκλώματος τούτου ίσοῦται μέ τό άλγεβρικών άθροισμα τών γινόμενων έκάστης τών αντίτάσεων τού κυκλώματος επί τήν έντασιν τού διαρρέοντος αυτήν ρεύματος », Ήτοι: $\Sigma E = \Sigma I \cdot R$ (2)

Πρός γραφήν μιās εξισώσεως εκ τού 2^{ου} κανόνος πρέπει:

- Νά λάβωμεν αυθαίρετως μιαν φοράν εις τό θεωρούμενον κύκλωμα ως θετικήν. Αύτη υποδηλούται από τήν τάξιν τών γραμμάτων μέ τά όποια σημειούται τούτο, π.χ. ΑΒΓΔΑ (Σχ. 60)
- Νά σημειώσωμεν αυθαίρετως διά βελών τάς φοράς (συμβατικής) τών ρευμάτων εις τούς διαφόρους κλάδους τού κυκλώματος (χωρίς όμας εις τυχοῦσαν κορυφήν σύτου να είναι όλα όμορροποι).

γ) Προς εχηματισμόν τών άλγεβρικών άθροισμάτων ΣΕ και ΣΙ. R λαμβάνομεν υή όψιν:

1) η Η.Ε.Δ μιας πηγής θεωρείται θετική, όταν αυτή εις το εν λόγω κύκλωμα τείνει να δώσει ρεύμα εύφανον με την έκλεισαν θετικήν φοράν. Εις αντίθετον περίπτωσιν θεωρείται αρνητική.

2) Η πτώσις τάσεως $I \cdot R$, εις την αντίστασιν R ενός κλάδου του κυκλώματος, θεωρείται θετική όταν η αντίστοιχος έντασις I έχει φοράν εύφανον με την θετικήν φοράν του κυκλώματος. Εις την αντίθετον περίπτωσιν θεωρείται αρνητική.

Ούτω π.χ. διά τό κύκλωμα ΑΒΓΔΑ του σχ. 60 η έντασις του B^e κανόνος είναι: $E_1 - E_2 = I_1 \cdot R_1 - I_2 \cdot R_2 + I_3 \cdot R_3 - I_4 \cdot R_4$.

(εις τας R_1 και R_3 περιλαμβάνονται και οι έσωτερικαί αντίστασεις των πηγών E_1 και E_2 αντίστοιχως).

Αν k οι κόμβοι και λ οι κλάδοι ενός δικτύου, ο δεύτερος κανών παρέχει: $\lambda - k + 1$ ανεξαρτήτους έντασεις. Επομένως και οι δύο κανόνες παρέχουν λ ανεξαρτήτους έντασεις, όσοι δηλαδή είναι οι κλάδοι (ρείθρα) του δικτύου η όσοι είναι οι έντασεις των ρευμάτων. Κατά την επίλυσιν προβλήματος διά των κανόνων Kirchhoff, αν μία έντασις εύρεθῃ αρνητική, τούτο σημαίνει ότι η φορά του ρεύματος είναι αντίθετος προς την αυθαίρετως σπρωθειάν.

Επίσης αν κάποια έντασις εύρεθῃ μηδενική, σημαίνει ότι ο αντίστοιχος κλάδος δέν διαρρέεται υπό ρευμότος.

Σημ. Εάν εις τό θεωρούμετο κύκλωμα ουδεμία ήλεκτρογεννητική δύναμις υπάρχει, τότε ο B^e κανών του Kirchhoff γραφεται: $\sum I \cdot R = 0$.

§ 81. ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΕΠΑΛΛΗΛΙΑΣ. Εις έν δίκτυον, τό όποιον περιέχει περισσοτέρας από μίον πηγάς, τό αποτέλεσμα έκείστης πηγής είναι ανεξάρτητον από την συνύπαρξιν των άλλων πηγών εις τό δίκτυον. Η αρχή αυτή, καλουμένη αρχή της επαλληλίας η της υπερθέσεως δύναται να διατυπωθῃ ως ένξής: « Η έντασις του ρεύματος εις ένα κλάδον (ρείθρον) δεδομένου δικτύου, έχουτος περισσοτέρας της μίας πηγάς, ισούται με τό άλγεβρικό άθροισμα των έντασεων των ρευμάτων, τά όποια θα ανέπτυσσε έκείστη πηγή χωριστά εις τόν θεωρούμενον κλάδον, αν αυτή ύπῆρχε μόνη εις τό δίκτυον, θεωρουμένων έκείσσοτε των υπόλοιπων πη-

χών ως απλών αντιτάσεων και με την αντίσταση εσωτέ-
 ρειν με την εσωτερική της αντίσταση".

Ούτω π.χ. δύναμεθα να επιλύσαμε
 το κύκλωμα του Σχ. 61 και να ανευρω-
 μεν τας εντάσεις I_1 , I_2 και I διά της
 αρχής της επαλληλίας ως εξής:

Θεωρούμεν πρώτον ότι υφίσταται μό-
 νον η πηγή E_1 , ως εις το Σχ. 61α,
 και υπολογίζομεν τας εντάσεις:

$$I'_1 = \frac{E_1}{r_1 + \frac{Rr_2}{R+r_2}} = \frac{50}{2 + \frac{10 \cdot 4}{10+4}} = \frac{50}{2 + \frac{20}{7}} = \frac{175}{17} \text{ A.}$$

*Αρα: $V_A - V_B = E_1 - I'_1 r_1 = 50 - \frac{175}{17} \cdot 2 = \frac{500}{17} \text{ V}$

*Επομένως: $I'_2 = \frac{V_A - V_B}{r_2} = \frac{125}{17} \text{ A}$ και

$$I' = \frac{V_A - V_B}{R} = \frac{50}{17} \text{ A.}$$

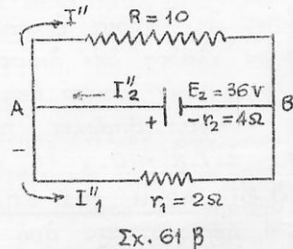
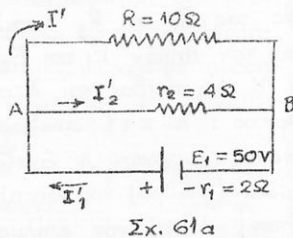
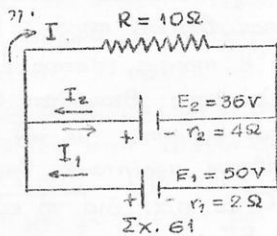
*Εν συνεχεία εργαζόμεθα ὁμοίως, δεχόμενοι ὅτι υφίσταται μὲν
 νον η πηγή E_2 , ὡς εἰς τὸ Σχ. 61β.

*Ἐχομεν: $I''_2 = \frac{E_2}{r_2 + \frac{Rr_1}{R+r_1}} = \frac{36}{4 + \frac{20}{12}} = \frac{36}{4 + \frac{10}{6}} = \frac{108}{17} \text{ A.}$

*Ἢδη: $V_A - V_B = E_2 - I''_2 r_2 = 36 - \frac{108}{17} \cdot 4 = \frac{180}{17} \text{ V.}$

*Αρα: $I''_1 = \frac{180}{17 \cdot 2} = \frac{90}{17} \text{ A}$ και

$$I'' = \frac{180}{17 \cdot 10} = \frac{18}{17} \text{ A.}$$



Συγκρίνοντας ἤδη τὰ εχρήματα 61α καὶ 61β πρὸς τὸ ἀρχικόν
 Σχ. 61 καὶ ἀποδίδοντες ὡς ἐνταῖν εἰς κάθε ρεῖθρον τὸ ἀλγεβ-
 ρικὸν ἄθροισμα τῶν ἐπὶ μέρους ἐντάσεων λαμβάνομεν:

$$I_1 = I'_1 - I''_1 = \frac{175}{17} - \frac{90}{17} = \frac{85}{17} = 5 \text{ A.} \quad \text{Ἐπίσης: } I_2 = I''_2 - I'_2 = \frac{108}{17} - \frac{125}{17} = -1 \text{ A.}$$

(τὸ ἀρνητικόν σημεῖον φανερᾷ ὅτι τὸ ρεῖμα κυκλοφορεῖ κατ' ἀντι-
 τον φερὸν ἐν ἑκείνῃ μετὰ τὸ βέλος τοῦ Σχ. 61). Τέλος:

$$I = I' + I'' = \frac{50}{17} + \frac{18}{17} = 4 \text{ A.}$$

Επαλήθευσις: $I = I_1 + I_2$ (ἀλγεβρικῶς) -

§ 82. ΘΕΩΡΗΜΑ ΑΣΤΕΡΟΣ. Είς περιπτώσεις προβλημάτων με μηχανικὴν συνδεσμολογίαν τριῶν ἀντιστάσεων πολλάκις διευκολύμεθα διὰ μετατροπῆς ταύτης εἰς τὸν λεγόμενον ἰσοδύναμον ἀστέρα.

Οὕτω, δυνατόν ἐστὶ ἀντικαταστήσωμεν τὰς τρεῖς ἐν τριγώνῳ ἀντιστάσεις R_1, R_2, R_3 (Σχ. 62)

διὰ τῶν x, y, z συνδεδεμένων ἀστεροειδῶς. Ἀποδεικνύεται

ἡ ἐκίστη τῶν ἀντιστάσεων τοῦ ἰσοδύναμου ἀστέρος εὐρίσκεται ἂν πολλαπλασιάσωμεν

ἅς δύο προσκειμένας τοῦ

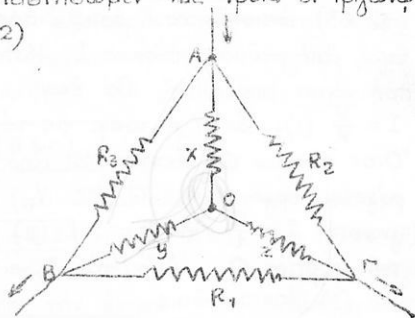
τριγώνου καὶ διαιρέσωμεν

διὰ τοῦ ἀθροίσματος τῶν

τριῶν ἀντιστάσεων τοῦ τρι-

γώνου. Π.χ.

$$x = \frac{R_2 \cdot R_3}{R_1 + R_2 + R_3} \dots$$



Σχ. 62.

Ἀπόδειξις. Ἐστω ὅτι τὸ ρεῦμα εἰσέρχεται ἐκ τοῦ κόμβου Α καὶ ἐξέρχεται ἐκ τῶν κόμβων Β καὶ Γ. Ἄν παρακολουθήσωμεν τὸ ρεῦμα τὸ ὁποῖον ἐξέρχεται ἐκ τοῦ Β, εἰς τὴν τμημα τοῦ εἰσερχομένου ἐκ τοῦ Α, τότε διὰ τὴν ἰσοδυναμίαν τῶν ἀντιστάσεων κατὰ τοὺς δύο τρόπους (τριγώνου καὶ ἀστέρος) θὰ ἔχωμεν:

$$x + y = \frac{(R_1 + R_2) \cdot R_3}{R_1 + R_2 + R_3} \quad (1) \text{ (ἢ } z \text{ δὲν διαρρέεται).}$$

Ὁμοίως, διὰ τὸ ρεῦμα ὅσπερ ἐξέρχεται ἐκ τοῦ Γ, εἰς τὴν τμημα τοῦ εἰσερχομένου ἐκ τοῦ Α, λαμβάνομεν:

$$x + z = \frac{(R_1 + R_3) R_2}{R_1 + R_2 + R_3} \quad (2)$$

(ἢ y δὲν διαρρέεται). Τέλος ἡ θεωρήσωμεν τοὺς ἄλλους δυνα-

τοὺς τρόπους εἰσόδου καὶ ἐξόδου τοῦ ρεύματος καὶ εἰσαγάγωμεν ὁμοί-

ως, λαμβάνομεν ἀκόμη μίαν ἐξίσωσιν τὴν $y + z = \frac{(R_2 + R_3) R_1}{R_1 + R_2 + R_3}$ (3) (ἢ x δὲν διαρρέεται). Ὅταν πληρῶνται καὶ αἱ τρεῖς ἀνωτέρω ἐξέσεις, τὰ δύο συστήματα (τριγώνου καὶ ἀστέρος) εἶναι, εἰς κάθε περιπτώ-

σιν, ἰσοδύναμα.

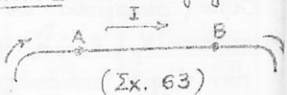
Προσθετόντες τὰς (1), (2) καὶ (3) κατὰ μέλη, λαμβάνομεν:

$$x + y + z = \frac{R_1 R_2 + R_2 R_3 + R_1 R_3}{R_1 + R_2 + R_3} \quad (4) \text{ Ἀφαιρούντες ἀπὸ τὴν (4) ἐκίστην ἀρχικῶν λαμβάνομεν:}$$

$$x = \frac{R_2 R_3}{R_1 + R_2 + R_3}, \quad y = \frac{R_1 R_3}{R_1 + R_2 + R_3} \quad \text{καὶ} \quad z = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2 + R_3} \dots$$

ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΚΑΙ ΙΣΧΥΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

§ 83. - ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Έστω άγωγός ΑΒ (Σχ. 63) αντίστασης R όπως διορθώνεται από ρεύμα έντασης I. Κατά τον νόμον του Ohm, θα έχουμε:



$I = \frac{V}{R}$ (1), αν V ή τάσις εις τὰ άκρα τούτου, δηλ. $V = V_A - V_B$. Όταν φορτίον Q μετακινήται από τὸ δυναμικόν V_A εἰς τὸ V_B , παράγεται ἔργον: $W = Q(V_A - V_B)$, ἤτοι: $W = Q \cdot V$ (2). Ἄλλο γνωστὸν $I = \frac{Q}{t}$ ἢ $Q = I \cdot t$ (3), ἔνθα t ὁ χρόνος μεταφοράς τοῦ φορτίου Q. Ἀπὸ τὸ A εἰς τὸ B. Ἐκ τῶν τύπων (1), καὶ (3) ἔπεται ὅτι:

$$W = I \cdot V \cdot t = I^2 R t. \quad (4)$$

Οἱ τύποι (4) παρέχουν τὴν ἐνέργειαν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος εἰς erg ἐφ' ὅσον ἐφαρμόζονται εἰς τὸ ἠλεκτροστατικὸν σύστημα μονάδας. Ἄν τὰ V, I καὶ R μετροῦνται εἰς πρακτικὰς μονάδας (Volt, Ampère, ohm) καὶ τὸ t εἰς δευτερόλεπτα, τότε ἡ ἐνέργεια W τοῦ ρεύματος παρέχεται εἰς Joule. Ἡ ἐνέργεια τοῦ ρεύματος μετατρέπεται καθ' ὁλοκληρίαν εἰς θερμότητα καὶ τὸ εὖρημα θέρνεται.

§ 84. ΙΣΧΥΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Ἄν διαιρέσωμεν ἐνέργειαν (W) τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος διὰ τοῦ ἀντιστοιχοῦ χρόνου t, θα ἀνεύρωμεν τὴν ἰσχύν (P) τούτου. Ἐπομένως:

$$P = I \cdot V = I^2 R \quad (5)$$

Οἱ τύποι (5) παρέχουν τὴν ἰσχύν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος εἰς erg/sec ἂν ἐφαρμόζονται εἰς τὸ ἠλεκτροστατικὸν σύστημα μονάδων. Ἄν τὰ V, I καὶ R μετροῦνται εἰς πρακτικὰς μονάδας, τότε ἡ ἰσχύς P τοῦ ρεύματος παρέχεται εἰς Watt.

§ 85. ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΚΑΙ ΙΣΧΥΣ ΕΙΣ ΚΛΕΙΣΤΟΝ ΚΥΚΛΩΜΑ. Ἀνατέρω (§ 83 καὶ 84) ἐδόθησαν οἱ τύποι ὑπολογισμοῦ ἐνέργειας καὶ ἰσχύος τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, ὅπερ διατρέχει πλὴν ἀντίστασιν, ἥτις ἀποτελεῖ τμήμα κλειστοῦ κυκλώματος. Οἱ τύποι οὔτοι γενικεύονται καὶ δι' ὁλόκληρον κύκλωμα. Ἄν τὸ εἶναι ἡ ἠλ. γ. ὁ καὶ ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις πηγῆς καὶ

Εξωτερική αντίσταση του κυκλώματος ταύτης, όπερ διαρρέεται, από ρεύμα έντασεως I , τότε ή συνολικώς υπό τής πηγής παρεχομένη ίσχύς (P) είναι άθροισμα δύο ισχύων τής $I^2 \cdot R$, ήτις εμφανίζεται ως θερμότης εις τήν εξωτερικήν αντίστασιν R και τής $I^2 r$, ήτις εμφανίζεται ως θερμότης έντός τής πηγής, λόγω τής εσωτερικής τής αντίστασεως (r) και επομένως:

$$P = I^2 \cdot (R+r) \quad (6)$$

Επειδή όμως βάσει του νόμου του Ohm εις πλήρες κύκλωμα είναι: $E = I(R+r)$, άρα: $P = E \cdot I$ (7). Ήτοι: "ή ίσχύς (P), τήν οποίαν παρέχει μία πηγή εις τό κύκλωμα ίσούται μέ τό γινόμενον τής π.χ.δ ταύτης επί τήν έντασιν του κυκλοφορούντος ρεύματος". Αν τό E και I μετρούνται εις volt και Ampere αντίστοιχως, τότε ή P εύρίσκεται εις watt.

Επειδή ή ενέργεια (w) εις χρόνον (t) είναι $w = P \cdot t$, άρα εις πλήρες κύκλωμα: $w = I^2 \cdot (R+r) \cdot t$ (6') ή $w = E \cdot I \cdot t$ (7').

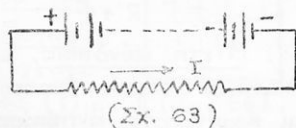
Εις πρακτικόν σύστημα ή ενέργεια άνευρίσκεται εις Joule. -

ΣΥΝΔΕΣΜΟΛΟΓΙΑ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΠΗΓΩΝ

§ 86. ΚΥΚΛΩΜΑ ΜΕ ΣΥΣΤΟΙΧΙΑΝ ΠΗΓΩΝ. Αναλόγως του τρόπου συνδέσεως των ηλεκτρικών πηγών διακρίνομεν τας ακόλουθους περιπτώσεις:

1) Σύνδεσις έν σειρά ή κατά τάσιν. Συνδέομεν τόν άρνητικόν πόλον τής πρώτης πηγής μέ τόν θετικόν πόλον τής δευτέρας, τόν άρνητικόν τής δευτέρας μέ τόν θετικόν τής τρίτης κ.ο.κ. Εμπειρίζεται ούτω ευστοιχία πηγών έχουσα πόλους τόν θετικόν τής πρώτης πηγής και τόν άρνητικόν τής τελευταίας (Σχ. 63).

Όταν κλείσωμεν τό κύκλωμα, τούτο διαρρέεται από ρεύμα έντασεως I . Εκάστη πηγή παρέχει εις τό κύκλωμα ίσχύον: $P_1 = E_1 \cdot I$, $P_2 = E_2 \cdot I$,



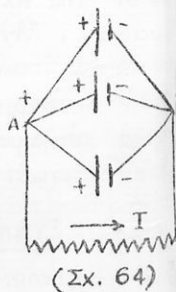
Η όλική επομένως ίσχύς (P), κατά τήν άφάρσιν τής ενέργειας, θα είναι: $P = P_1 + P_2 + \dots = I \cdot (E_1 + E_2 + \dots)$.

Συμπεριφέρεται επομένως ή όλη ευστοιχία των πηγών ως μία πηγή έχουσα π.χ.δ. (E) ίσην μέ τό άθροισμα των π.χ.δ. δυνάμε-

ων των πηγών της ευστοιχίας. Ἦτοι : $E = E_1 + E_2 + \dots$
 Ἄν τὸ κύκλωμα περιέχῃ n ὁμοίας πηγάς, ἢ λ. γ. δυνάμεως ϵ ἐπις ϵ , τότε ἢ λ. γ. δ. τῆς ευστοιχίας εἶναι $n\epsilon$, ἢ δὲ συνολικὴ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος εἶναι $R + nr$ ἔνθα R ἡ ἐξωτερικὴ ἀντίστασις καὶ r ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις ἐκάστης πηγῆς. Κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ὄhm ἡ ἔντασις (I) τοῦ ρεύματος θά εἶναι :

$$I = \frac{n\epsilon}{R + nr}$$

2) Σύνδεσις ἐν παραλλήλῳ ἢ κατὰ ποσότητα ἢ κατ' ἐπιφάνειαν
 Συνδέομεν χωριστὰ ὄλους τοὺς θετικὸν καὶ χωριστὰ ὄλους ἀρνητικὸν πόλους τῶν πηγῶν (Σχ. 64). Ἄν συνδέσωμεν κατὰ τὸν τρόπον αὐτὸν n ὁμοίας πηγάς, ἐκάστης ἢ λ. γ. δυνάμεως ϵ , τότε σχηματίζομεν ευστοιχίαν πηγῶν συνολικῆς ἢ λ. γ. δυνάμεως ϵ , ὅπου ὅσον τῆς μίας πηγῆς, διότι, ὅταν τὸ κύκλωμα εἶναι ἀνοικτὸν, ἢ ὅλη πηγὴ ἐμφανίζει θετικὸν πόλον εἰς τὸ A ἔχοντα δυναμικὸν ἴσον μὲ τὸν θετικὸν πόλον μίας τῶν πηγῶν ($+\frac{\epsilon}{n}$) καὶ ἀρνητικὸν πόλον εἰς τὸ B μὲ δυναμικὸν ἴσον μὲ τὸ δυναμικὸν τοῦ ἀρνητικὸν πόλου μίας τῶν πηγῶν ($-\frac{\epsilon}{n}$).

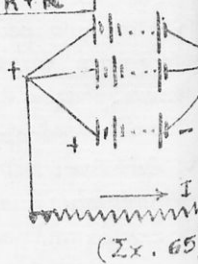


Ἡ ἐσωτερικὴ ὅμας ἀντίστασις τῆς ευστοιχίας εἶναι $\frac{r}{n}$, ἢ ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις ἐκάστης πηγῆς, ἀφοῦ αὐταὶ εἶναι δεδεμέναι ἐν παραλλήλῳ. Ἄν κλείσωμεν κύκλωμα μὲ ἐξωτερικὴν ἀντίστασιν R , τότε, κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ὄhm, ἡ ἔντασις (I) τοῦ ρεύματος θά εἶναι :

$$I = \frac{\epsilon}{R + \frac{r}{n}} \quad \text{Ἦτοι}$$

$$I = \frac{n\epsilon}{nR + r}$$

β) Μικτὴ σύνδεσις. Ἐστωσαν n ὁμοίαι ηλεκτρικαὶ πηγαί, ἐκάστη ἢ λ. γ. δυνάμεως ϵ καὶ ἐσωτερικῆς ἀντιστάσεως r . Συνδέομεν ταύτας ἀνά m ἐν σειρά τὰς δὲ n σειρὰς ἐν παραλλήλῳ (Σχ. 65). Ἡ συνολικὴ ἢ λ. γ. δ. τῆς μικτῆς ευστοιχίας τῶν πηγῶν θά εἶναι ὅσον τῆς μίας σειρᾶς δηλαδή $m\epsilon$, ἢ δὲ εἰς



ολική εσωτερική αντίστασις θά είναι $\frac{m r}{n}$. "Αν κλείσουμε κύκλωμα με εξωτερική αντίστασιν R , τότε, κατά τον νόμον του Ohm, η έντασις (I) του ρεύματος θά είναι:

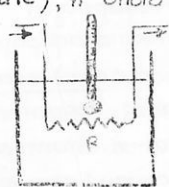
$$I = \frac{m \epsilon}{R + \frac{m \cdot r}{n}} \quad \eta \quad I = \frac{m \cdot n \cdot \epsilon}{n R + m \cdot r}$$

Είς την σχέσιν ταύτην ὁ ἀριθμητικὸς $m \cdot n \cdot \epsilon$ εἶναι σταθερὸς, ὁ δὲ παρονομαστὴς ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο προσθετοῦς $n \cdot R$ καὶ $m \cdot r$, οἱ ὁποῖοι ἔχουν σταθερὸν γινόμενον: $n \cdot m \cdot R \cdot r$. Ἐπομένως ὁ παρονομαστὴς χίνεται ἐλάχιςτας, ἄρα ἡ έντασις (I) μεγίστη, ὅταν $n \cdot R = m \cdot r$, ὁπλοδή ὅταν: $R = \frac{m \cdot r}{n}$. Ἐνταῦθεν ἐπιτεταί ὅτι: "Εἰς τὴν μικτὴν συνδύεσμολογίῳν ἡχηαὶν ἐπιτυχάνομεν τὴν μεγίστην έντασιν ρεύματος, ὅταν ἡ εσωτερικὴ αντίστασις ($\frac{m r}{n}$) τῆς στοιχείας ἴσῶται μετὴν ἐξωτερικὴν αντίστασιν (R)".

Σημ. Τὸ γινόμενον $n \cdot m$ εἶναι σταθερὸν καὶ ποιεῖται τὸ πλοθος τῶν διατεθημένων ἑμοίων ἡχηαὶν. Διὰ δεδομένην ἐξωτερικὴν αντίστασιν R , ἐπιτυχάνεται ἡ μεγίστη έντασις διὰ καταλλήλου συνδυάσεως τῶν m καὶ n , ὡστε γὰ πλοροῦται ἡ εὐρεθεῖσα σχέσις (ἀκριβῶς ἢ κατὰ προεγγίσιν, λόγῳ τοῦ περιορισμοῦ τῶν m καὶ n γὰ εἶναι ἀκέρατοι ἀριθμοί).

ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ JOULE

§ 87. ΘΕΡΜΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ.
 Ὄταν ἀγαγὸς διαρρέεται ὑπὸ ἡλεκτρικοῦ ρεύματος θερμαίνεται. Ὁ Joule εὔρε πειραματικῶς, διὰ θερμιδομέτρων (Σχ. 66), τοὺς νόμους ἐξαρτήσεως τῆς ἀναπτυσσομένης θερμότητος, οἵτινες εἶναι οἱ ἀκόλουθοι: "Ἡ θερμότης Q (θερμότης Joule), ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐντὸς ἀγαγοῦ ἀπαιστάσεως R , διαρρέομένου ὑπὸ ρεύματος έντάσεως I ἐπὶ χρόνον t , εἶναι: α) ἀνάλογος τοῦ τετραγώνου τῆς έντάσεως τοῦ ρεύματος (I^2) β) ἀνάλογος τῆς ἀπαιστάσεως (R) τοῦ ἀγαγοῦ καὶ γ) ἀνάλογος τοῦ χρόνου διόδου τοῦ ρεύματος (t)". (Σχ. 66)



Οἱ νόμοι οὗτοι συνοψίζονται εἰς τὸν τύπον:

$$Q = a \cdot I^2 \cdot R \cdot t \quad (1)$$

Ὁ συντελεστὴς a ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὰς μονάδας. Ὄταν ἡ αντίστασις μετρεῖται εἰς Ohm ἡ έντασις I εἰς Ampere, ὁ χρόνος t εἰς δευτε-

ρόλεται και η αναπτυσσόμενη θερμότης εις μικράς θερμίδας (cal) τότε η τιμή του συντελεστού α, ὅστις καλεῖται ηλεκτρικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος, εὐρίσκεται $\alpha = 0,24 \frac{\text{cal}}{\text{Joule}}$. Τὸ ηλεκτρικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος ἰσοῦται μετὰ τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος τὸ ὁποῖον ἀναπτύσσεται ἐπὶ ἀγωγῷ ἀντιστάσεως 1Ω , ὅταν δι' αὐτὸν διέρχεται ρεῦμα ἐντάσεως 1 Ampère εἰς χρόνον 1 sec.

Ἡ θερμότης Joule προέρχεται ἀπὸ τὴν καθ' ὁλοκλήριον μετατροπὴν τῆς ἐνέργειας τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος πρὸς θερμότητα. Πράγματι ἡ ἐνέργεια (W) τοῦ ρεύματος ὡς γνωστὸν (§ 83, τύπος (4)) εἶναι: $W = I^2 \cdot R \cdot t$ Joule (εἰς πρακτικῶν εὐστηρῶν μονάδων).

Ἐπειδὴ $J = 4,19 \frac{\text{Joule}}{\text{cal}}$ (μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος), ἔπεται ὅτι ἡ ἰσοδύναμος πρὸς τὸ ηλεκτρικὸν ἔργον W θερμότης Q θα εἶναι:

$$Q = \frac{W}{J} = \frac{I^2 R \cdot t}{4,19} \text{ cal} = 0,24 I^2 \cdot R \cdot t \text{ cal}.$$

Θέτοντες τὸν συντελεστὴν 0,24 = αἰ καταλήγομεν εἰς τὸν πειραματικῶς ὑπὸ τοῦ Joule ἀποδειχθέντα τύπον (1).

Ἡ ηλεκτρικὴ φύσις τοῦ ρεύματος ἐρμηνεύει τὸν τρόπον ἀνάπτυξεως τῆς θερμότητος Joule. Κατὰ τὴν ροὴν τῶν ηλεκτρονίων διὰ μέσου τοῦ ἀγωγῷ προκαλεῖται σύγκρουσις τούτων μετὰ τῶν θετικῶν ἰόντων τοῦ μετάλλου, τὰ ὁποῖα ἀποκτοῦν κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον μεγαλυτέραν κινητικὴν ἐνέργειαν. Τοῦτο συνεπάγεται τὴν θέρμανσιν τοῦ ἀγωγῷ.

§ 88. ΕΦΑΡΜΟΓΑΙ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΟΣ Joule. Ἐκ τῶν ποικίλων ἐφαρμογῶν τῶν θερμικῶν ἀποτελεσμάτων τοῦ ηλεκτρικοῦ ρεύματος ἀναφέρονται τὰς ἀκολούθους:

α) Ἀσφάλεια. Κατὰ τὴν διάρκειαν διόδου τοῦ ρεύματος ὁ ἀγωγὸς θερμαίνεται μέχρι μιᾶς ὀριακῆς θερμότητος, καθ' ἣν ἐξίσταται ἡ ἀναπτυσσόμενη θερμότης Joule μετὰ τὴν ἐξ ἀκτινοβολίας διαχεομένην εἰς τὸν αὐτὸν χρόνον. Ὄταν ἡ ἐντάσις τοῦ ρεύματος αὐξάνεται καὶ ἡ ὀριακὴ θερμότης αὐξάνεται.

Πρὸς προφύλαξιν κυλωμάτων ἀπὸ βλάβης ἐκ ρευμάτων μεγάλης ἐντάσεως χρησιμοποιοῦνται αἱ εἰσφάλαια. Αὐτὰ ἀποτελοῦνται ἐκ σύρματος σχετικῶς εὐτόκτου, μήκους 2-3 cm, ὅπερ παρεμβάλλεται εἰς τὸ κύκλωμα καὶ τὸ ὁποῖον, ὅταν αὐξηθῇ πολὺ ἡ θερμότης

τίκεται και κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον προκαλεῖται διακοπή τοῦ κυκλώματος. Οὕτω ἀπαφεύγεται ἡ διάδοσ ρεύματος ἐντάσεως μεγαλύτερας μίας προβλεπομένης πηψ.

β) Λαμπτήρες πυρακτώσεως. Εἰς τούτους, λεπτόν σύρμα ἀπὸ δὺεπηκτοῦ μέταλλον (βολφράμιον, ταγγάλιον) εὑρίσκεται ἐντὸς ὑαλίνου δοχείου ἀερόκενου ἢ εὐηπθέστερον περιέχοντος ἀδρανές ἀέριον (ἀργόν, κρυπτόν). Ὅταν τὸ σύρμα διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος πυρακτοῦται καὶ φωτοβολεῖ. Κάθε λαμπτήρ λειτουργεῖ κανονικῶς ὑπὸ ὀρισμένην τάσιν, ἣτις ἀναγράφεται ἐπ' αὐτοῦ. Διὰ τοῦτο οἱ λαμπτήρες μίας ἐκστατάσεως εὐνδέονται παρᾶλλήλως. Ἐπίσης ἐπὶ τοῦ λαμπτήρος σημειοῦται ἡ ὑπὸ αὐτοῦ καταναλισκομένη ἰσχὺς.

γ) Βολταϊκὸν τόξον. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ράβδους ἐκ συμπαθοῦς ἀνθρακος, αἱ ὁποῖαι κεῖνται ἀπέναντι ἀλλήλων καὶ εὐνδέονται, μέσῳ μίας ἀντιστάσεως, μετ' ἠλεκτρικὴν πηγὴν, τῆς ὁποίας ἡ ἡλ. γ. δ. εἶναι ἀνω τῶν 60 volt. Ἄν φέρωμεν τὰς δύο ράβδους εἰς ἐπαφὴν καὶ ἀκολουθῶς τὰς ἀπομακρύνωμεν ὀλίγον, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ κύκλωμα δὲν διακόπτεται ἐνῶ μετὰ τῶν δύο ράβδων σχηματίζεται ἰσχυρὸν φωτεινὸν τόξον. Τὰ ἐξ ἀνθρακος ράβδια φθείρονται λόγῳ ἐξακνώσεως αὐτῶν. Τὸ θετικὸν ἠλεκτρόδιον φθείρεται ταχύτερον τοῦ ἀρνητικοῦ, διὰ τοῦτο καὶ κοιλοῦται, σχηματιζομένου εἰς τὸ ἄκρον τοῦ κρατήρος.

Ἡ ἔσθλας φωτοβολία ὀφείλεται ἐν μέρει εἰς τὰ μετὰ τῶν ἠλεκτροδίων φωτοβολοῦντα ἀέρια, κυρίως ὅμως εἰς τὰ πυρακτωθέντα ἄκρα τῶν ἠλεκτροδίων καὶ περισσότερον τοῦ τῆς ἀνόδου. Ἡ θερμοκρασία τοῦ τόξου εἶναι περίπου 4000° C. Τὸ βολταϊκὸν τόξον ἀποτελεῖ ἰσχυροτάτην πηγὴν λευκοῦ φωτός καὶ χρησιμοποιεῖται π.χ. εἰς προβολεῖς κ.τ.λ. Ἐπίσης χρησιμοποιεῖται εἰς τὴν ἠλεκτρικὴν κόμινον εἰς τὴν ὁποῖαν ἐπιτυγχάνεται ἡ παρασκευὴ πάλιν ἐνώσεως ὡς τοῦ ἀνθρακωσθεσίου (CaC_2), κρυστάτων π.χ. διαφόρων εἰδῶν κλίμακας κ.λ.π.

δ) Συσκευαὶ Θέρμαντος. Ἡ ἠλεκτρικὴ θέρμανσις χρησιμοποιεῖται ἐν τῇ πράξει διὰ ποικίλους σκοποῦς, π.χ. εἰς ἠλεκτρικὰς θερμάστρας, ἠλεκτρικὰ εἰδηπρατήρια, ἠλεκτρικὰς κουζίνας κ.τ.λ. Εἰς τὰς συσκευὰς ταύτας ἡ θέρμανσις ἐπιτυγχάνεται

διά σφαιρῶν εὐράματος, αἱ ὁποῖα πυρακτοῦνται κατὰ τὴν διόδον τοῦ ρεύματος.

ΑΝΤΙΗΛΕΚΤΡΕΓΕΡΤΙΚΗ ΔΥΝΑΜΙΣ

§ 89. ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΙ ΑΠΟΔΕΚΤΑΙ. Ὄταν τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα διέρχεται ἀπλὴν ἀντίστασιν, ὅπως συμβαίνει π.χ. εἰς τὴν ἠλεκτρικὴν θερμάστραν, τότε ὀλόκληρος ἢ δαπαναζομένη ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια μετατρέπεται εἰς θερμότητα. Μία τοιαύτη συσκευή λέγομεν ὅτι ἀποτελεῖ νεκρὴν ἀντίστασιν. Ὑπάρχουν ὅμως συσκευαί τῶν ὁποίων σκοπὸς εἶναι ἡ μετατροπὴ τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας εἰς ἄλλας μορφὰς ἐνεργείας, ὅπως π.χ. εἰς τὸ βολτάμετρον πρὸς χημικὴν ἐνέργειαν, εἰς τὸν ἠλεκτρικὸν κινητῆρα πρὸς μηχανικὴν ἐνέργειαν κ.λ.π. Τοιαῦτα συσκευαί καλοῦνται ἀποδέκται. Εἰς ὅλους ὅμως τοὺς ἀποδέκτας τμῆμα τῆς δαπαναζομένης ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας μετατρέπεται πρὸς θερμότητα Joule. Αὐτὸς εἶναι ὁ λόγος διὰ τὸν ὁποῖον εἰς τὸν ἠλεκτρικὸν π.χ. κινητῆρα, μόνον μέρος τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας τρέπεται εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν, καθόσον ἓνα, μικρὸν σχετικῶς, τμῆμα ταύτης μετασχηματίζεται πρὸς θερμότητα. Εἰς τὸ παράδειγμα τοῦ ἠλεκτρικοῦ κινητήρος τὸ ρεῦμα εἰσέρχεται ἀπὸ σημεῖον Α αὐτοῦ καὶ ἐξέρχεται ἀπὸ ἕτερον σημεῖον τοῦ κινητήρος Β. Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ $V_A - V_B = V$ εἶναι ἡ τάσις ὑπὸ τὴν ὁποίαν λειτουργεῖ ὁ κινητῆρ. Ἡ ἰσχύς: $P_{\text{κατ}}$, τὴν ὁποίαν καταναλίσκει ὁ κινητῆρ (ἀποδέκτης) εἶναι $P_{\text{κατ}} = V.I$ (1), ἔθθα, I ἢ ἔντασις τοῦ διὰ τοῦ κινητήρος διερχομένου ρεύματος. Διάφορος ὅμως (μικροτέρα) εἶναι ἡ ὑπὸ τοῦ κινητήρος ἀποδιδόμενη ἰσχύς: $P_{\text{ἀποδ.}}$, λόγω τῆς παραγομένης θερμότητος Joule ἐντὸς τοῦ κινητήρος. Ὀνομάζομεν εσωτερικὴν ἀντίστασιν τοῦ κινητήρος τὴν ἀντίστασιν ϵ , ἡ ὁποία πληροῖ τὴν σχέσιν:

$$P_{\text{κατ}} - P_{\text{ἀποδ}} = \epsilon . I^2 \quad (2)$$

Ἡ διαφορὰ: $P_{\text{κατ}} - P_{\text{ἀποδ}}$ παριστᾷ τὴν ἀνά μονάδα χρόνου ἐνέργειαν, ἥτις μετατρέπεται πρὸς θερμότητα ἐντὸς τοῦ κινητήρος. Ἐκ τῶν τύπων (1) καὶ (2) λαμβάνομεν:

$$V.I - P_{\text{ἀποδ}} = \epsilon . I^2 \quad \text{ἢ} \quad P_{\text{ἀποδ}} = VI - \epsilon I^2 \quad \text{ἢ} \quad P_{\text{ἀποδ}} = I(V - \epsilon . I)$$

Τὴν ποσότητα: $(V - \epsilon . I)$ θέτομεν ἴσων πρὸς E' καὶ τὴν καλοῦμεν ἀντιηλεκτρεγερτικὴν δυνάμιν τοῦ κινητήρος. Ἐπομένως:

$$P_{\text{αποδ}} = I \cdot E' \quad (3)$$

• Η ανηλ. γ. δ. : $E' = V - I \cdot r$, αποτελεί χαρακτηριστική σταθερά του αποδέκτη καθώς επίσης έτερα σταθερά αυτού είναι η εσωτερική του αντίσταση (r).

• Έκ του τύπου : $E' = V - I \cdot r$ έλεται : $I = \frac{V - E'}{r}$ (4)

• Έκ του τύπου (4) φαίνεται ότι, ίνα λειτουργήσει ο αποδέκτης, πρέπει : $V > E'$. Ο συντελεστής απόδοσης (α) του κινητήρα (αποδέκτη) ισούται με τον λόγον της αποδιδόμενης ισχύος προς την υπ' αυτού καταναλισκόμενη, ήτοι :

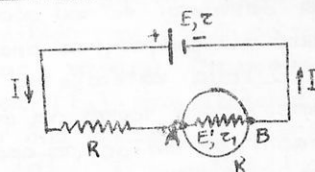
$$\alpha = \frac{P_{\text{αποδ}}}{P_{\text{κατ}}} \quad (5)$$

• Έκ των σχέσεων (1), (3) και (5) λαμβάνομεν :

$$\alpha = \frac{E'}{V} \quad (6)$$

Σημ. Ο τύπος (4) δεικνύει πώς πρέπει να εφαρμόζεται ο νόμος του Ωhm διά μοίον τον αποδέκτην.

§ 90. ΚΥΚΛΩΜΑ ΜΕ ΓΕΝΗΤΗΡΙΑ ΚΑΙ ΑΠΟΔΕΚΤΗΝ. Έστω κύκλωμα (Σχ. 67) περιλαμβάνον πηγήν ηλεκτρεγερτικής δυνάμεως E και εσωτερικής αντίστασης r , καθώς επίσης και αποδέκτην (π.χ. κινητήρα K) ηλεκτρεγερτικής δυνάμεως E' και εσωτερικής αντίστασης r_1 . Οί άνωχοί συνδέσεως έχουν αντίστασιν R .



(Σχ. 67)

• Η ηλεκτρική ισχύς : $E \cdot I$, η δαπανώμενη υπό της πηγής, μετατρέπεται αφ' ενός μόν εις την υπό του αποδέκτη αποδιδόμενην ισχύν : $E' \cdot I$ και αφ' ετέρου προς θερμότητα, η οποία αναφαινεται εις ολόκληρον τὸ κύκλωμα, ισοδύναμον προς ισχύν : $(R + r + r_1) \cdot I^2$. Κατά την άφθαρσίαν της ενέργειας θα είναι : $E \cdot I = E' \cdot I + (R + r + r_1) \cdot I^2$. Άρα :

$$I = \frac{E - E'}{R + r + r_1} \quad (7)$$

• Έκ του τύπου (7) καθίσταται φανερόν ότι, ίνα λειτουργήσει ο αποδέκτης πρέπει $E > E'$. Ο συντελεστής απόδοσης (α) δι' ολόκληρον τὸ κύκλωμα ισούται με τον λόγον της αποδιδόμενης ισχύος υπό

του αποδέκτη ($P'_{\text{αποδ}} = E' \cdot I$) προς την ὀλικῶς (ὕπο τῆς πηγῆς) καταναλισκομένην ἰσχύιν ($P'_{\text{κατ}} = E \cdot I$).

*Ἦτοι:

$$a' = \frac{P'_{\text{αποδ}}}{P'_{\text{κατ}}} \quad (8)$$

δηλαδή: $a' = \frac{E' \cdot I}{E \cdot I}$, ἄρα: $a' = \frac{E'}{E}$ (9)

Σημ. Ὁ τύπος (7) δεικνύει πῶς πρέπει γὰ ἐφαρμόζεται ὁ νόμος τοῦ Ohm εἰς πλῆρες κύκλωμα περιέχον καὶ ἀποδέκτην.

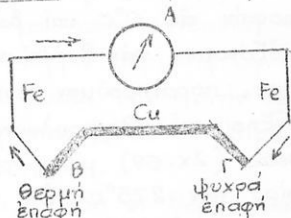
ΘΕΡΜΟΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

§ 91. ΤΑΣΙΣ ΕΠΑΦΗΣ. Ὃταν φέρωμεν εἰς εὐατην ἐπαφήν δύο διαφόρα μέταλλα παρατηροῦμεν ὅτι μεταξὺ αὐτῶν δημιουργεῖται μία διαφορὰ δυναμικοῦ, ἣτις καλεῖται τάσις ἐπαφῆς. Αὕτη εἶναι τάσις μεγέθους 0,5 volt καὶ εἶναι ἀνεξάρτητος τοῦ μεγέθους καὶ τοῦ σχήματος τῶν ἐν ἐπαφῇ ἐπιφανειῶν, ἐξαρτωμένη μόνον ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν δύο μετάλλων καὶ τὴν θερμοσίαν τῆς ἐπαφῆς. Ἡ τάσις ἐπαφῆς ἀφίεται εἰς τὴν μεταβάσει μερικῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων ἐκ τοῦ ἑνὸς μετάλλου εἰς τὸ ἕτερον, ὅποτε δημιουργεῖται ἔλλειψις ἠλεκτρονίων εἰς τὸ ἓν καὶ περίσσεια εἰς τὸ ἕτερον. Ὅτι τοῦτο συμβαίνει δεικνύεται ἐκ τοῦ φορτίου τὸ ὅποιοι παραμένει ἐπ' αὐτῶν εἰς, μετὰ τὴν ἐπαφήν, τὰ ἀποχωρήσωμεν.

Ὁ Volta κατέταξε τὰ διάφορα μέταλλα εἰς τοιαύτην σειράν, ὥστε ἕκαστον τούτων νὰ φορτίζεται ἀρνητικῶς, ὅταν ἔρχεται εἰς ἐπαφήν μὲ ἓνα ἀπὸ τὰ προηγούμενα αὐτοῦ καὶ ἀντιθέτως νὰ φορτίζεται θετικῶς, ὅταν ἔρχεται εἰς ἐπαφήν μὲ ἓνα ἀπὸ τὰ ἐπόμενα αὐτοῦ. Τοῦτο π.χ. συμβαίνει εἰς τὴν σειράν Zn-Pb-Fe-Cu-Ag. Οὕτω ὁ Fe ἐν ἐπαφῇ μὲ τὸν Zn φορτίζεται ἀρνητικῶς, ἐνῶ ἐν ἐπαφῇ μὲ τὸν Cu φορτίζεται θετικῶς.

Νόμος τοῦ Volta: "Εἰς καθὲ κλειστὸν κύκλωμα ἐκ διαφόρων μετάλλων, τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῶν τάσεων ἐπαφῆς εἶναι ἴσον μὲ τὸ μηδέν, ἐφ' ὅσον ὅλαι αἱ ἐπαφαὶ εὐρίσκονται εἰς τὴν αὐτὴν θερμοσίαν". Ὁ νόμος οὗτος εἶναι συνέπεια τῆς ἀφθαρσίας τῆς ἐνεργείας διότι, ἂν τὸ ἄθροισμα τῶν τάσεων ἐπαφῆς ἦτο διάφορον τοῦ μηδενός, θὰ παρήγετο διαρκῶς ἠλεκτρικὸν ρεῦμα καὶ ἐπομένως, χωρὶς ἄλλην τινὰ μεταβολήν, θὰ εἶχωμεν ἐνέργειαν, δηλαδή θὰ ἐνεφανίζετο ἐνέργεια ἐκ τοῦ μηδενός.

§ 92. ΘΕΡΜΟΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΣΤΟΙΧΕΙΟΝ. Ἄν ἐκφρατίσωμεν ὡ-
κλωμο ἐκ δύο διαφόρων μετάλλων,
π.χ. ἐκ Fe καὶ Cu (Σχ. 68), τότε
εἰς δύο σημεῖα τοῦ κυκλώματος
(B καὶ Γ) τὰ δύο μέταλλα εὐρί-
σκονται εἰς ἐπαφὴν.



Σχ. 68.

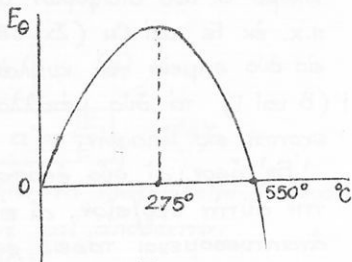
Ἐφ' ὅσον αἱ δύο ἐπαφαὶ ἔχουν
τὴν αὐτὴν θερμότητα, αἱ εἰς αὐτὰς
ἀναπτυσσόμεναι τάσεις ἐπαφῆς (§ 91) εἶναι ἴσαι καὶ ἀντίθετοι
καὶ ἐπομένως τὸ κύκλωμα δὲν διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα.

Ὅταν ὅμως καταλλήλως διατηροῦμεν τὰς ἐπαφὰς εἰς διαφο-
ρους θερμοκρασίας (Σχ. 68), τότε αἱ ἀναπτυσσόμεναι τάσεις
ἐπαφῆς θὰ εἶναι ἀνισοί (ἐπεὶδὴ ἡ τάσις ἐπαφῆς ἐξαρτᾶται
ἐκ τῆς θερμότητος) καὶ ἐκ τούτων εἰς τὸ κύκλωμα ἀναπτύσσεται
μία ἠλεκτρομαγνητικὴ δύναμις, ἣτις καλεῖται θερμοηλεκτρομαγνητικὴ
τάσις (E_{θ}). Συνέπεια ταύτης εἶναι ὅτι τότε τὸ κύκλωμα διαρρέ-
εται ἀπὸ ρεῦμα (θερμοηλεκτρικὸν ρεῦμα), ὡς φαίνεται ἐκ τῆς
ἀποκλίσεως τοῦ δείκτη τοῦ ἀμπερομέτρου A. Εἰς τὸ παράδειγ-
μα τοῦ Σχ. 68, τὸ ρεῦμα ὁδεύει εἰς τὴν ψυχρὰν ἐπαφὴν ἐκ
τοῦ Fe πρὸς τὸν Cu. Ἐν ζεύγος μετάλλων, τὰ ὁποῖα εἰς τὰς
ἐπαφὰς τῶν ἔχουν διαφόρους θερμοκρασίας, καλεῖται θερμοηλεκ-
τρικὸν στοιχεῖον. Ἡ θερμοηλεκτρικὴ τάσις (E_{θ}) εἶναι ἀνάλογος
πρὸς τὴν διαφορὰν θερμοκρασίας ($\Delta\theta$) τῶν δύο ἐπαφῶν, ἐφ' ὅσον εἶ-
ναι μικρά. Ἦτοι εἶναι : $E_{\theta} = C \cdot \Delta\theta$, ὅπου οὐτελεστής C
καλεῖται οὐτελεστής θερμοηλεκτρικῆς τάσεως καὶ ἐξαρτᾶται
ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν μετάλλων καὶ τὴν θερμοκρασίαν.

Ἐπεὶδὴ : $C = \frac{E_{\theta}}{\Delta\theta}$ συμπεραίνομεν ὅτι, ὁ οὐτελεστής θερμο-
ηλεκτρικῆς τάσεως (C) ἐκφράζει τὴν ἡλ. γ. δ ἣτις ἀναπτύσσε-
ται, ὅταν ἡ διαφορὰ θερμοκρασίας τῶν δύο ἐπαφῶν εἶναι 1°C .
Εἰς τὸ ζεύγος : Βιερμούθιον - Κάδμιον ὁ οὐτελεστής οὗτος (C)
ἔχει ἰδιαιτέρως μεγάλην τιμὴν ($C = 10^{-4} \text{ volt. grad}^{-1}$ διὰ συ-
νήθη θερμοκρασίαν).

Ὁ οὐτελεστής θερμοηλεκτρικῆς τάσεως, μεταβαλλόμενος
μετὰ τῆς θερμοκρασίας, δύναται νὰ λάβῃ τὴν τιμὴν μηδέν ἢ
καὶ νὰ ἀλλάξῃ σημεῖον, ὁπότε τὸ ρεῦμα ἀναετρέφεται. Οὕτω

π.χ. εἰς τὸ ζεύγος Fe-Cu, εἰάν διατηροῦμεν τὴν ψυχρὰν ἐπαφὴν εἰς 0°C καὶ βαθμιαίως αὐξάνομεν τὴν θερμότητα τῆς ἄλλης, παρατηροῦμεν κατ' ἀρχάς αὐξήσει τῆς θερμοπλεκτρικῆς τάσεως (Σχ. 69) μέχρι τῆς θερμότητος τῶν 275°C, διὰ τὴν ὁποῖαν ἡ E_{θ} λαμβάνει τὴν μεγίστην τιμὴν. Περαιτέρω αὐξήσει τῆς θερμότητος, τῆς θερμῆς ἐπαφῆς, ἐπιφέρει ἐλάττωσιν τῆς E_{θ} καὶ εἰς τὴν θερμότητα τῶν 550°C ἡ E_{θ} καθίσταται μηδενική. Ἄνω τῶν 550°C ἡ θερμοπλεκτρικὴ τάσις ἀναστρέφεται καὶ τὸ ρεῦμα ἀλλάσσει φοράν, ὁπλοῦς εἰς τὴν ψυχρὰν ἐπαφὴν βαίνει ἐκ τοῦ Cu πρὸς τὸν Fe.



Σχ. 69.

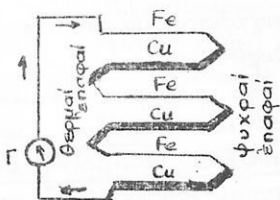
Ἐκαστον ζεύγος μετάλλων ἔχει χαρακτηριστικὴν καμπύλην μεταβολῆς τῆς E_{θ} μετὰ τῆς θερμότητος (λόγω μεταβολῆς τοῦ συντελεστοῦ τῆς θερμοπλεκτρικῆς τάσεως).

Σημ. Εἰς τὸ ζεύγος : λευκόχρυσος - ἱριδιοῦχος λευκόχρυσος, ἡ θερμοπλεκτρικὴ τάσις αὐξάνεται εὐτεχῶς μετὰ τῆς διαφορᾶς τῆς θερμότητος.

§ 93. ΕΡΜΗΝΕΙΑ ΘΕΡΜΟΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ. Ἡ τάσις ἐπαφῆς μεταξύ δύο μετάλλων ὀφείλεται εἰς τὴν διάφορον ἀνά μονάδα ὄγκου περιεκτικότητα, ἑκάστου τούτων, εἰς ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια. Τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια κινεῖται ἐντὸς τοῦ μετάλλου ὡς τὰ μόρια ἀερίου καὶ ἀσκοῦν κάποιαν πίεσιν (ἠλεκτρονικὴ πίεσις). Κατὰ τὴν ἐπαφὴν δύο μετάλλων, λόγω διαφορᾶς ἠλεκτρονικῆς πίεσεως, προκαλεῖται μεταφορὰ ἠλεκτρονίων ἐκ τοῦ ἑνὸς πρὸς τὸ ἕτερον, χωρὶς ὅμως καὶ νὰ ἐπέρχεται τελεία ἐξίσωσις τῶν ἠλεκτρονικῶν πιέσεων, διότι ἔρχεται σπῆμὴ καθ' ἣν ἡ κίνησις τῶν ἠλεκτρονίων ἀναχαιτίζεται ἀπὸ τὴν ἀρνητικὴν φόρτισιν τοῦ μετάλλου εἰς τὸ ὁποῖον μεταβαίνουν ταῦτα. Ἡ ὑπάρχουσα τότε μετὰ τῶν μετάλλων τάσις ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν τάσιν ἐπαφῆς τούτων. Ὄταν ἡ θερμοκρασία τῆς ἐπαφῆς μεταβληθῇ, τότε αὐξάνεται ἡ κίνησις ἐνέργεια τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων, ὅχι ὅμως ἐξ ἴ-

σου εἰς ἀμφότερα τὰ μέταλλα, καὶ ἔνεκα τούτου μεταβάλλεται ἢ διαφορά τῶν ἠλεκτρονικῶν πιέσεων καὶ κατὰ συνέπειαν ἢ τὰς ἐπαφῆς. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον εἰς τὸ θερμοηλεκτρικὸν στοιχεῖον, εἰς τὸ ὁποῖον αἱ ἐπαφαὶ δὲν ἔχουν τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν, προκύπτουν ἀνισοί τὰς ἐπαφῆς καὶ διατηρεῖται ἡ θερμοηλεκτρικὴ τάσις (E_{θ}) τούτου. —

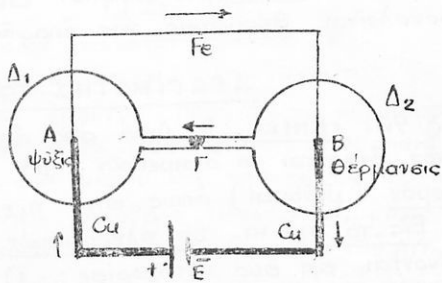
§ 94. ΘΕΡΜΟΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΣΤΗΛΗ. Ἐπειδὴ ἐν θερμοηλεκτρικὸν στοιχεῖον παρουσιάζει μικροτάτην θερμοηλεκτρερμητικὴν δύναμιν διὰ τοῦτο συνδέσμεν πολλά τοιαῦτα ἐν σειρά καὶ σχηματίζομεν θερμοηλεκτρικὴν στήλην (Σχ. 70). Μία τοιαύτη στήλη, συνδεδεμένη μὲ λίαν εὐαίσθητον γαλβανόμετρον Γ, δύναται νὰ διαπιστώσῃ τὴν ὑπαρξίν μικροτάτων διαφορῶν θερμότητος.



(Σχ. 70)

Αἱ θερμοηλεκτρικαὶ στήλαι χρησιμοποιοῦνται κυρίως ὡς θερμομέτρα (θερμοηλεκτρικὰ θερμομέτρα, πυρόμετρα). Ἐπίσης εἰς διαφόρους αὐτομάτους διατάξεις κ.λ.π.

§ 95. ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΝ Peltier. Ὅταν δύο διάφορα μέταλλα εὐρίσκονται εἰς ἐπαφὴν καὶ διέλθῃ δι' αὐτῶν ρεῦμα, τότε παρατηρεῖται ψύξις ἢ θέρμανσις τῆς ἐπαφῆς, ἀναλόγως τῆς φοράς τοῦ ρεύματος. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται φαινόμενον Peltier. Εἰς τὸ Σχ. 71 τὰ δύο δο-



(Σχ. 71)

χεῖα Δ_1 καὶ Δ_2 συγκοινωνοῦν διὰ σωλῆνος ἔχοντος ὡς δείκτην σταγόνα ἐλαίου. τὸ κύκλωμα τῆς πηγῆς E ἀποκαθίσταται διὰ τῶν ἠμετάλλων Cu καὶ Fe, τὰ ὁποῖα ἔρχονται εἰς ἐπαφὴν εἰς τὰ σημεῖα A καὶ B ἐντὸς τῶν δοχείων Δ_1 καὶ Δ_2 . — Εἰς τὴν ἐπαφὴν A, εἰς ἣν τὸ ρεῦμα πορεύεται ἐκ τοῦ Cu

πρός τον Fe προκαλείται ψύξις. Αντιθέτως εἰς τὴν ἐπαφὴν B προκαλείται θέρμεις. Ἔνεκα τούτου παρατηροῦμεν μετακίνησιν τῆς σταγόνας Γ ἐκ τοῦ δοχείου Δ_1 πρὸς τὸ Δ_2 , λόγω ἀντιστοίχου ψύξεως καὶ θερμάνσεως τοῦ ἐντὸς τῶν δοχείων ἀέρος.

Ἡ ἀναπτυσσομένη θερμότης (θερμότης Peltier) εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος (I) καὶ πρὸς τὸν χρόνον (t), ἐξαρτωμένη ἐπίσης ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν ἐν ἐπαφῇ μετάλλων. Ἡ θέρμανσις λόγω τοῦ φαινομένου τούτου δὲν πρέπει νὰ εὐχέεται μὲ τὴν ἐκ τοῦ φαινομένου Joule ἀναπτυσσομένην θερμότητα. -

Τὸ φαινόμενον Peltier εἶναι ἀντίστροφον τοῦ θερμοπλεκτρικοῦ καὶ τὸ ρεῦμα, τὸ ὁποῖον προκαλεῖ τὸ φαινόμενον Peltier, ἐπιφέρει μεταβολὴν θερμοῦ ἀντίθετον πρὸς ἐκείνην, ὡς τὴν ὁποῖαν ὀφείλεται ἢ παραγαγῆ θερμοπλεκτρικοῦ ρεύματος τῆς αὐτῆς φορᾶς (διὰ τὸ αὐτὸ ζεύγος μετάλλων). -

Τὸ φαινόμενον Peltier ἐρμηνεύεται ἂν εὐκρωθῶμεν ὅτι εἰς τὴν περίπτωσιν καθ' ἣν ἡ φορὰ τοῦ ρεύματος εἶναι τοιαύτη ὥστε, τὰ ἠλεκτρόνια νὰ βραίνουσι ἐκ τοῦ μετάλλου μικροτέρας ἠλεκτρονικῆς πιέσεως πρὸς τὸ τῆς μεγαλυτέρας τοιαύτης, τότε ἐπομένον εἶναι νὰ γίνεταί τοῦτο δαπάναις ἔργου καὶ ἐπομένως νὰ προκαλεῖται ψύξις τῆς ἐπαφῆς. Εἰς τὴν ἀντίθετον περίπτωσιν προκαλεῖται θέρμανσις τῆς ἐπαφῆς.

ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΤΩΝ ΥΓΡΩΝ

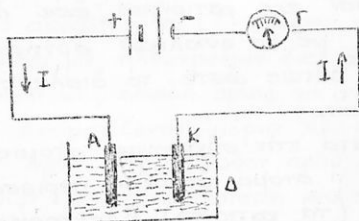
§ 96. ΓΕΝΙΚΑ. Τὰ ὑγρά ἀπὸ ἀπόψεως ἠλεκτρικῆς ἀγωγιμότητος δύνανται νὰ διαιρεθοῦν : α) Εἰς τὰ μὴ ἄγωγα τὸν ἠλεκτριεσμὸν (μόνωται) ὅπως εἶναι π.χ. τὰ ὄρυκτέλαια καὶ β) Εἰς τὰ ἄγωγα τὸν ἠλεκτριεσμὸν (ἀγωγοί), ἅτινα πάλιν διακρίνονται εἰς δύο κατηγορίας : 1) Τὰ ἄγωγα τὸν ἠλεκτριεσμὸν κατὰ τὴν φύσιν νὰ ὑφίστανται χημικὴν ἀλλοίωσιν, ὅπως εἶναι ὁ ὕδρῳχος καὶ ὅλα τὰ τετηκότα μέταλλα. Ταῦτα ὑπάρχουσι εἰς τοὺς ἀγωγούς πρᾶτου εἴδους (ὅπως εἶναι καὶ τὰ στερεὰ μέταλλα) καὶ ἡ ἀγωγιμότης των ὀφείλεται εἰς τὴν διὰ μέσου τῆς μάζης αὐτῶν, κίνησιν τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων. Διὰ τοῦτο τὰ μέταλλα εἰς στερεὰ ἢ ὑγρά κατάσταση κα-

λούνται και ηλεκτρονικοί άγωγοί. 2) Είς τὰ ἄγοντα τὸν ἠλεκτρισμὸν ὑπὸ εὐχρονον χημικὴν ἀποσύνθεσιν. Ταῦτα καλοῦνται ἠλεκτρολύται ἢ ἄγωγοι δευτέρου εἴδους και εἶναι μόνον τὰ ὀξέα, αἱ βάσεις και τὰ ἅλατα, ὅταν εὐρίσκονται εἰς τὴν ὑγρὴν κατάστασιν εἴτε διὰ διαλύσεως τούτων ἐντὸς ὕδατος (συνήθως) ἢ ἄλλου καταλλήλου ὑγροῦ, εἴτε διὰ τήξεως (τῶν βῆσεων και ἁλίτων).

Τὸ φαινόμενον τῆς χημικῆς ἀποσυνθέσεως τῶν ἠλεκτρολυτῶν, κατὰ τὴν δι' αὐτῶν διελεύσειν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος καλεῖται ἠλεκτρόλυσις. Ἐπίσης τὴν ἀγωγιμότητα τῶν ἠλεκτρολυτῶν καλοῦμεν ἠλεκτρολυτικὴν ἀγωγιμότητα.

Ἡ πειραματικὴ ἐρευνα τῆς ἠλεκτρολύσεως γίνεται εἰς συσκευῆς αἱ ὁποῖαι καλοῦνται βολτάμετρα (Σχ. 72). Εἰς ταῦτα, ὃ

ἠλεκτρολύτης τίθεται ἐντὸς μονωτικοῦ δοχείου (Δ) και τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα προσάγεται και ἀπάγεται διὰ δύο ἠλεκτροδίων ἐκ τῶν ὁποίων τὸ συνδεόμενον μετὸν θετικὸν πόλον τῆς πηγῆς καλεῖται ἀνοδος (Α) τὸ δέ συν-



(Σχ. 72)

δεόμενον μετὸν ἀρνητικὸν πόλον καλεῖται κάθοδος (Κ).

§ 97. ΕΡΜΗΝΕΙΑ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΛΥΤΙΚΗΣ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΟΣ. Ἐκ

θεωρητικῆς και πειραματικῆς ἐρευνῆς προῆλθε τὸ συμπέρασμα ὅτι, οἱ φορεῖς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, τῶν ὁποίων ἡ κίνησις συνίσταται τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα διὰ μέσου τοῦ ἠλεκτρολύτου, εἶναι εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια, ὅπως εἰς τοὺς μεταλλικοὺς ἀγωγούς. Κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Arrhenius δεχόμεθα ὅτι οἱ φορεῖς εἶναι ἴοντα, ὁπλοδή ἠλεκτρικῶς φορτισμένα ἄτομα ἢ ρίζαι, τὰ ὁποῖα προέρχονται ἐκ τῆς διάσπασεως τῶν μερῶν τῶν ἠλεκτρολυτῶν (ὀξέων, βῆσεων και ἁλίτων), ἢ ὁποῖα ἐπέρχεται εὐθὺς ὡς γίνῃ ἢ διάλυσις ἢ τήξις τοῦ ἠλεκτρολύτου (ἠλεκτρολυτικὴ διάσπασις). Ἐπομέ-

ως: "Ίοντα καλούνται άτομα ή ρίζαι ηλεκτρικῶς φορτισμένα προερχόμενα από την διάσπασιν των μορίων των ηλεκτρολυτῶν».

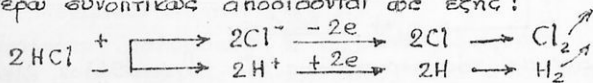
Καλούμεν βαθμὸν διασπάσεως ηλεκτρολύτου τὸν λόγον τοῦ ἐν διασπᾶσει μορίου αὐτοῦ πρὸς τὸν συνολικὸν ἀριθμὸν τῶν μορίων πρὸ τῆς διασπάσεως. Ὁ βαθμὸς διασπάσεως ἐνὸς ηλεκτρολύτου ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν αὐτοῦ καὶ ἀυξάνεται ἀυξανόμενης τῆς θερμοκρασίας καὶ τῆς ἀραιώσεως τοῦ ὀσμώματος. Τὰ θετικῶς φορτισμένα ἰόντα καλοῦνται κατιόντα εἶναι δὲ κυρίως τὰ μέταλλα (Na^+ , Ag^+ , Cu^{++} , κ.τ.λ), τὸ H^+ καὶ ἡ ρίζα NH_4^+ , ἐνῶ τὰ ἀρνητικῶς φορτισμένα καλοῦνται ἀνιόντα καὶ εἶναι τὰ ἀμέταλλα (Cl^- , Br^- , κ.τ.λ) καὶ αἱ ἀρνητικαὶ ρίζαι (NO_3^- , SO_4^{--} , κ.λ.π). Τὸ συνολικὸν θετικὸν φορτίον τῶν κατιόντων ἐνὸς ηλεκτρολύτου ἴσουςται (ἀπολύτως) μετὰ τὸ συνολικὸν ἀρνητικὸν φορτίον τῶν ἀνιόντων αὐτοῦ, οὕτως ὥστε τὸ διάλυμα ἐμφανίζεται ηλεκτρικῶς οὐδέτερον.

Κατὰ τὴν σύγχρονον ἀτομικὴν θεωρίαν, τὰ ἰόντα εἶναι ρίζαι ή άτομα φέροντα περισσότερα (τὰ ἀνιόντα) ή ὀλιγώτερα (τὰ κατιόντα) ηλεκτρόνια ἀπὸ τὴν συνήθη οὐδέτερον κατᾶστασιν. Οὕτω ἐξηγεῖται ἡ ὑπαρξίς ηλεκτρικοῦ φορτίου εἰς ταῦτα, ἕνεκα τοῦ ὁποίου αἱ ἰδιότητες τῶν ἰόντων εἶναι τελείως διάφοροι τῶν ἰδιοτήτων τῶν ἀντιστοίχων οὐδετέρων στοιχείων.

Ὅταν ἐντὸς βολταμέτρου τεθῆ ἐν ὕδατικῶν διάλυμα ὀξεύσας, βάσεως ή ἄλατος καὶ τὰ ηλεκτρόδια τῆς συσκευῆς συνδεθῶν μετὰ τοὺς πόλους ηλεκτρικῆς πηγῆς (ὡς εἰς Σχ. 72) τότε, τὰ προϋπάρχοντα ἐντὸς τοῦ διαλύματος ἰόντα, τὰ ὁποῖα ἀρχικῶς ἐκινῶντο ἀτάκτως πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μεταξὺ τῶν ηλεκτροδίων δημιουργουμένου ηλεκτρικοῦ πεδίου, ἀρχίζουν νὰ προσανατολιζοῦνται ὁδεύοντα τὰ μὲν θετικῶς φορτισμένα πρὸς τὴν ἄνοδον, δι' ἣν καὶ κατιόντα καλοῦνται, τὰ δὲ ἀρνητικῶς φορτισμένα πρὸς τὴν ἰσθμὸν (ἀνιόντα). Μόλις τὰ ἰόντα φθάσῃ εἰς τὰ ἀντίστοιχα ηλεκτρόδια ἐκφορτίζονται ἐξουδετερούμενα

κατ' ουσίαν τὰ θετικά ἰόντα, ὅταν φθάσουν εἰς τὴν κάθοδον προσλαμβάνουσι ἐκ ταύτης τὰ ἐλλείποντα ἠλεκτρόνια, ἐνῶ τὰ ἀρνητικά ἰόντα, ὅταν φθάσουν εἰς τὴν ἀνόδον, ἀποβάλλουσι πρὸς τὸ θετικόν ἠλεκτρόδιον τὰ πλεονάζοντα ἠλεκτρόνια. Ἐπομένως: Ἡ ἠλεκτρολυτικὴ ἀγωγιμότης ἀφείλεται εἰς τὴν, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου, ταυτόχρονον καὶ κατ' ἀντιθέτου φοράς κίνησιν τῶν θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν ἰόντων τοῦ ἠλεκτρολύτου». Κατὰ τὴν κίνησιν ταύτην τὰ ἰόντα κρηαιμεύονται ὡς φορεῖς ἠλεκτρονίων ἐντὸς τοῦ ἠλεκτρολύτου.

§ 98. - ΠΡΟΪΟΝΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΥΣΕΩΣ. Εἰς τὰ ἠλεκτρόδια τοῦ βολταμέτρου (κάθοδον καὶ ἀνόδον) ἐπέρχεται ἡ ἐξουδετέρωσις τῶν ἰόντων καὶ ἡ ἐμφάνισις τῶν προϊόντων τῆς ἠλεκτρολύσεως. Οὕτω π.χ. κατὰ τὴν ἠλεκτρόλυσιν ὕδατικοῦ διαλύματος HCl (μέ ἠλεκτρόδια ἀδρανῆ) τὰ Cl⁻ ὁδεύουσι πρὸς τὴν ἀνόδον ὅπου ἕκαστον ἀποδίδει ἓν ἠλεκτρόνιον (e) καὶ μετατρέπεται εἰς οὐδέτερον ἄτομον Cl, ἐπειδὴ ὅμως τὰ ἄτομα τοῦ χλωρίου ἐνοῦνται ἀνά δύο ἐχηματίζονται μόρια χλωρίου (Cl₂). Ὅμοίως τὰ H⁺ ὁδεύουσι πρὸς τὴν κάθοδον ἔκαστον προσλαμβάνει ἓν ἠλεκτρόνιον καὶ μετατρέπεται εἰς οὐδέτερον ἄτομον H καὶ διὰ συνενώσεως τούτων ἀνά δύο ἐχηματίζονται μόρια ὑδρογόνου (H₂). Οὕτω τελικῶς εἰς μὲν τὴν ἀνόδον ἐκλύεται ἀέριον Cl₂ εἰς δὲ τὴν κάθοδον ἀέριον H₂. Ἡ ἀνωτέρα συνοπτικῶς ἀποδίδονται ὡς ἑξῆς:



Γενικῶς, τὰ προϊόντα τῆς ἠλεκτρολύσεως ἐμφανίζονται πάντοτε ἐπὶ τῶν ἠλεκτροδίων καὶ οὐδέποτε εἰς τὸ μεταξύ τῶν ἠλεκτροδίων ὕγρον. Ἐπίσης, εἰς τὴν κάθοδον ἐμφανίζεται τὸ ὑδρογόνον ἢ ὁ μέταλλος τοῦ μορίου τοῦ ἠλεκτρολύτου καὶ εἰς τὴν ἀνόδον τὸ ὑπόλοιπον τοῦ μορίου τοῦ ἠλεκτρολύτου.

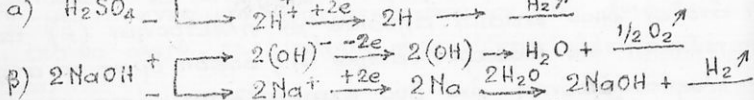
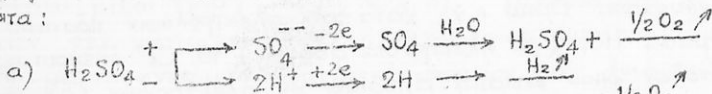
Εἰς πλείστας περιπτώσεις τὰ ἐκ τῆς ἐξουδετερώσεως τῶν ἰόντων ἀρχικά προϊόντα τῆς ἠλεκτρολύσεως ἀντιδρῶν ἐν συστάσει μετὰ τὸ διαλυτικόν μέσον ἢ μετὰ τὸ ὑλικόν τοῦ ἠλεκτροδίου καὶ διὰ τῶν ἀντιδράσεων τούτων, αἱ ὁποῖαι καλοῦνται δευτερογενεῖς, ἐχηματίζονται τὰ τελικά προϊόντα τῆς ἠ-

λεκτρολύσεως.

Σημ. Δέον γὰ τοιοῦτῃ, ὅτι ὁ νόμος τοῦ Faraday ἀφορᾷ τὰ πρῶτα προϊόντα, ἐκ τῆς ἐξουδετερώσεως τῶν ἰόντων, ἐνῶ τὰ δευτερογενῆ δέον γὰ προσδιορίζονται ἐκ τῶν ἐπιτελουμένων χημ. ἀντιδράσεων.

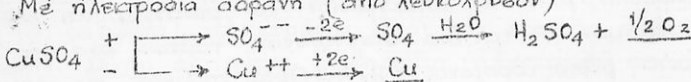
Ὡς παραδείγματα ἠλεκτρολύσεων μετὰ δευτερογενῶν ἀντιδράσεων ἀναφέρονται τὰ ἀκόλουθα :

A) ἠλεκτρολύσις ὕδατος. Αὕτη ἐπιτυγχάνεται διὰ διαλύσεως εἰς τὸ ὕδωρ ὀξυγονικοῦ ὀξέος (π.χ. H_2SO_4) ἢ βάσεως (π.χ. $NaOH$). Κατὰ τὴν ἠλεκτρολύσιν τῶν διαλυμάτων τούτων, μετὰ ἠλεκτροδία ἀδρανῆ, τὸ ὄξύ ἢ ἡ βῆσις ἐπανασηματίζονται, λόγῳ δευτερογενῶν ἀντιδράσεων, καὶ τὰ τελικὰ προϊόντα εἶναι τὰ ἀέρια ὑδρογόνον καὶ ὀξυγόνον ὡς φαίνεται εἰς τὰ κατωτέρω παραδείγματα :

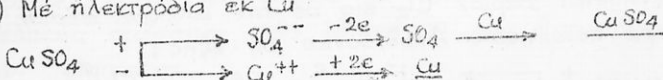


B) ἠλεκτρολύσις διαλύματος $CuSO_4$

a) Μετὰ ἠλεκτροδία ἀδρανῆ (ἀπὸ λευκοχρυσῶν)



a) Μετὰ ἠλεκτροδία ἐκ Cu



Εἰς ἀμφοτέρας τὰς περιπτώσεις εἰς τὴν κάθοδον ἐλευθεροῦνται Cu ἐνῶ εἰς τὴν ἀνόδον ἢ SO_4 , ἥτις, εἰς μὲν τὴν πρῶτην περίπτωση ἀντιδρᾷ μετὰ H_2O σχηματιζομένου H_2SO_4 καὶ ἐκλυομένου ὀξυγόνου, ἐνῶ εἰς τὴν δευτέραν περιπτῶσιν ἀντιδρᾷ μετὰ τὸν O τῆς ἀνόδου καὶ ἐπανασηματίζει $CuSO_4$. Οὕτω, ὅταν τὰ ἠλεκτροδία εἶναι ἐκ Cu , συμβαίνει ὁλόκληρη μεταφορά Cu ἀπὸ τῆς ἀνόδου εἰς τὴν κάθοδον, ἐνῶ ἡ περιεκτικότης τοῦ διαλύματος $CuSO_4$ παραμένει ἀμετάβλητος. -

§ 99. ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ FARADAY. Ἐκ πειραματικῶν μετρήσεων ὁ Faraday εὐνήγησε τὸν ἑξῆς νόμον :

“Ἡ ποσότης ἠλεκτρισμοῦ ἢ ἀπαιτουμένη διὰ νὰ ἐκλυθῇ

ένα γραμμοϊσοδύναμον ιόντος τινός είναι σταθερά και ίση με 96500 Cb. Η ποσότης αυτή καλείται σταθερά του Faraday (F). *Ητοι είναι:

$$\text{σταθερά Faraday : } F = 96500 \text{ Cb} / \text{γραμμοϊσοδύναμον}$$

Η σταθερά του Faraday θεωρείται παγκόσμιος σταθερά, διότι είναι η αὐτή δι' όλα τὰ ἰόντα.

Ἐάν ἐπομένως διά τοῦ ἠλεκτρολύτου διέλθῃ φορτίον Q (εἰς Cb) τότε εἰς κάθε ἠλεκτρόδιον ἐκλύονται $\frac{Q}{F}$ γραμμοϊσοδύναμα τοῦ ἐξουδετερουμένου ἰόντος καί ἐπομένως ἐκλύεται μάζα:

$m = \frac{1}{F} \cdot Q \cdot \frac{A}{n}$ gr, ἂν 1 γραμμοϊσοδύναμον ἰσοῦται πρὸς $\frac{A}{n}$ gr, ὁπλ. ποσότης εἰς gr ἴση με τὸ χημικὸν ἰσοδύναμον τοῦ ἐκλυομένου ἰόντος ἔχοντος ἀτομικὴν βάραι A καί εθενός n.

Ἐπομένως, ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Faraday προκύπτει ὅτι:

$$m = \frac{1}{96500} \cdot Q \cdot \frac{A}{n} \quad \text{ἢ} \quad m = \frac{1}{96500} \cdot I \cdot t \cdot \frac{A}{n} \quad \text{ἐνθα } m$$

ἡ μάζα εἰς gr τοῦ ἐξουδετερουμένου ἰόντος (εἰς ἕκαστον ἠλεκτρόδιον) Q τὸ διαβιβαζόμενον ἠλεκτρικὸν φορτίον εἰς Cb ἢ I ἢ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἰς Amperes καὶ t ὁ χρόνος διόδου τοῦ ρεύματος εἰς Sec. Συνεπῶς ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Faraday προκύπτει ὅτι:
1) ἡ μάζα (m), ἣτις ἀποτίθεται ἐπὶ ἑκάστου ἠλεκτροδίου, εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἔντασιν (I) τοῦ ρεύματος καὶ πρὸς τὸν χρόνον (t) διόδου τούτου, ὁπλαδὴ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ διαβιβαζόμενον ἠλεκτρικὸν φορτίον ($Q = I \cdot t$)).

2) Ἐάν μέσῳ διαλυμάτων (ἢ τευχμάτων) διαφόρων ἠλεκτρολυτῶν διέλθῃ ἡ αὐτὴ ποσότης ἠλεκτρισμοῦ, τότε αἰεὶς τὰ ἠλεκτρόδια ἀποβάλλονται μάζαι (ἐκ τῆς ἐξουδετερώσεως τῶν ἰόντων) εἶναι ἀνάλογοι τῶν χημικῶν ἰσοδυνάμων τούτων.

Ἄν διὰ τοῦ βολταμέτρου διέλθῃ ἠλεκτρικὸν φορτίον $Q = 1 \text{ Cb}$, τότε λαμβάνεται μάζα τοῦ στοιχείου: $m = \frac{1}{96500} \cdot \frac{A}{n}$ gr.

Αὕτη εἶναι σταθερά δι' ἕκαστον εἰσχεῖον καὶ καλεῖται ἠλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον τοῦ στοιχείου. Ἄρα: ἠλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον εἰσχεῖου καλεῖται ἡ μάζα τοῦ στοιχείου, ἣτις ἀποδίδεται κατὰ τὴν διόδον εἰς Cb διὰ τοῦ ἠλεκτρολύτου. Π.χ. τὸ ἠλεκτροχημικὸν ἰσοδύναμον τοῦ Ag εἶναι $\frac{108}{96500}$ gr = 0,001118 gr κ.ο.κ.

§ 100. ΗΛΕΚΤΡΟΛΥΤΙΚΟΙ ΟΡΙΣΜΟΙ. Βάσει τῶν νόμων τοῦ Faraday ὀρίζονται διεθνῶς αἱ πρακτικαὶ μονάδες ἠλεκτρικοῦ φορτίου (Cb) καὶ ἐντάσεως ρεύματος (A) ὡς ἑξῆς :

α) Ἐνα Coulomb εἶναι τὸ ἠλεκτρικὸν φορτίον, ὅπερ διερχόμενον διὰ ὑδατικοῦ διαλύματος $AgNO_3$, ἀποδέτει εἰς τὴν καθόδον μᾶζαν Ag ἴσην πρὸς 0,001118 gr.

β) Ἐνα Ampère εἶναι ἡ ἐνταση εὐνεχοῦς ρεύματος, ὅπερ διερχόμενον διὰ ὑδατικοῦ διαλύματος $AgNO_3$, ἀποδέτει ἐντὸς ἑνὸς δευτερολέπτου εἰς τὴν καθόδον μᾶζαν Ag ἴσην πρὸς 0,001118 gr.

§ 101. ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΦΟΡΤΙΟΝ ΤΩΝ ΙΟΝΤΩΝ. Εἶναι γνωστὸν, ἐκ τῆς Χημείας, ὅτι ἓνα γραμμοστόμον παντὸς στοιχείου περιέχει σταθερὸν ἀριθμὸν ἄτομων : $N = 6,023 \cdot 10^{23}$ (ἀριθμὸς τοῦ Loschmidt). Ἐξ ἄλλου 96500 Cb ἀποδέτουν $\frac{A}{n}$ gr οἰουδήποτε στοιχείου. Ἄν τοῦτο εἶναι μονοθενές ($n=1$) τότε μὲ 96500 Cb ἀποτίθενται A gr. δηλ. N ἄτομα.

Ἄρα ἕκαστον μονοθενές ἄτομον (ἢ ρίζα), ὡς ἰόν, φέρει φορτίον $\frac{96500}{N} = \frac{96500}{6,023 \cdot 10^{23}} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb. Ἄν τὸ στοιχεῖον εἶναι διεθενές τότε μὲ 96500 Cb ἀποτίθενται $\frac{A}{2}$ gr, δηλ. $\frac{N}{2}$ ἄτομα καὶ ἐπομένως : ἄτομον διεθενοῦς στοιχείου (ἢ ρίζα), ὑπὸ μορφὴν ἰόντος, φέρει φορτίον $\frac{2 \cdot 96500}{6,023 \cdot 10^{23}}$ Cb ἢ τοῖς 2. $1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb, δηλ. ὅτι διπλασίον ἐκείνου ποῦ φέρει μονοθενές ἰόν. Ὁμοίως εὕρισκόμεν ὅτι ἓνα ἰόν τριθενοῦς στοιχείου φέρει φορτίον : $3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb κ.ο.κ. Ἐπομένως τὰ ἄτομα (ἢ αἱ ρίζαι), ὑπὸ μορφὴν ἰόντων, φέρουν ἠλεκτρικὸν φορτίον, τὸ ὁποῖον εἶναι πάντοτε ἀκέραιον πολλαπλάσιον στοιχειῶδους φορτίου : $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb τὸ ὁποῖον εἶναι τὸ γνωστὸν (§ 37) στοιχειῶδες φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου. Ἐπομένως τὰ ἰόντα εἶναι ἄτομα (ἢ ρίζαι) φέροντα περισσότερα (τὰ ἀρνητικὰ) ἢ ὀλιγώτερα (τὰ θετικὰ) ἠλεκτρόνια, ἀπὸ τὴν ἐνῆδη οὐδετέραν τῆς κατάστασιν καὶ μάλιστα κατ' ἀριθμὸν ἴσον μὲ τὸ ἀντίστοιχον στοιχειῶδες φορτίον. Ἄν $F = 96500$ Cb (στάθερά τοῦ Faraday) τότε τὸ φορτίον μονοθενοῦς ἰόντος εἶναι : $e = \frac{F}{N}$, διεθενοῦς : $2e = \frac{F}{N/2}$, τριθενοῦς : $3e = \frac{F}{N/3}$ κ.ο.κ, ἄρα $F = N \cdot e$. Ἐπομένως, ἡ στάθερά τοῦ Faraday ἴσούται μὲ τὸ γινόμενον τοῦ ἀριθμοῦ τοῦ Loschmidt ἐπὶ τὸ στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου.

§ 102. ΕΦΑΡΜΟΓΑΙ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΛΥΣΕΩΣ. Ἡ ἠλεκτρόλυσις εὐρίσκει πλείστας ἐφαρμογὰς. Πολλὰ μέταλλα λαμβάνονται εἰς καθάρτην κατάστασιν ἠλεκτρολυτικῶς ἐκ τῶν ἐνώσεών των (ἠλεκτρομεταλλουργία). Οὕτω τὸ Na, K, Ca, Mg λαμβάνονται δι' ἠλεκτρολύσεως τετηχημένων χλωριούχων ἀλάτων αὐτῶν. Τὸ Al, δι' ἠλεκτρολύσεως πήχματος μείγματος βωξίτου καὶ κρυολίθου. Ἄλλα μέταλλα, ὡς ὁ Cu, λαμβάνονται δι' ἠλεκτρολύσεως ὑδατικῶν διαλυμάτων ἀλάτων αὐτῶν. Ἐπίσης πλείστα χημικὰ προϊόντα λαμβάνονται ἠλεκτρολυτικῶς, ὡς εἶναι τὸ H_2 , O_2 , ἄλογόνα, βάσεις (NaOH, KOH) κ.λ.π. Ἄλλη ἐφαρμογὴ εἶναι ἡ ἠλεκτρολυτικὴ καθάρισις τῶν μετάλλων. Κατ' αὐτὴν χρῆσιμοποιούμεν ὡς ἠλεκτρολύτην διάλυμα ἀλατος τοῦ ὑπὸ καθάρτην μετάλλου, ὡς ἄνοδον τὸ ἀκαθάρτον μέταλλον καὶ ὡς καθόδον τεμάχιον τοῦ καθάρου μετάλλου. Ἐπι παραδείγματι διὰ τὴν παρασκευὴν καθάρου (ἠλεκτρολυτικῶς) χαλκοῦ χρῆσιμοποιούμεν διάλυμα $CuSO_4$, ὡς ἄνοδος τίθεται ὁ πρὸς καθάρτην χαλκός καὶ ὡς καθόδος τεμάχιον καθάρου Cu. Ἡ ἀνοβαλλομένη, εἰς τὴν ἄνοδον, θεϊκὴ ρίζα ἀντιδρᾷ μετὰ τὸν Cu ταύτης καὶ ἐπανασκηματίζει $CuSO_4$, ἐνῶ εἰς τὴν καθόδον ἀποτίθεται καθάρου Cu. Οὕτω ὁ Cu τῆς ἀνόδου διαλύεται καὶ μεταφέρεται καθάρου εἰς τὴν καθόδον.

Σπουδαιωτέτην ἐφαρμογὴν εὐρίσκει ἡ ἠλεκτρόλυσις εἰς τὴν ἐπιμετάλλωσιν, καθ' ἣν εὐκόλως ὀξειδούμενα μέταλλα προστατεύονται δι' ἐπικαλύψεως τούτων μετὰ λεπτόν στρώμα Ni (ἐπινικέλωσις), Ag (ἐπαργύρωσις) κ.λ.π. Διὰ τὴν ἐπαργύρωσιν π.χ. χρῆσιμοποιεῖται ὡς ἠλεκτρολύτης διάλυμα $AgNO_3$, ὡς καθόδος τὸ πρὸς ἐπιμετάλλωσιν ἀντικείμενον καὶ ὡς ἄνοδος πλάξ ἀργύρου. Παρομοίᾳ μετὰ τὴν ἐπιμετάλλωσιν εἶναι καὶ ἡ χαλβατοπλαστική. Αὕτη ἐπιτυγχάνει τὴν ἀναπαραγωγὴν διαφόρων ἀντικειμένων π.χ. νομισμάτων, ἀγαλμάτων κ.λ.π. Πρὸς τοῦτο λαμβάνεται διὰ θερμῆς χυταπέρας τὸ ἀρνητικὸν ἀποτύπωμα τοῦ ἀντικειμένου. Ἀκολουθῶς καλύπτεται τοῦτο μετὰ γραφίτην, ἵνα καταστῆ ἀγώγιμον, καὶ συνδέεται μετὰ τὴν καθόδον, ἵνα ὑποστῇ ἐπιμετάλλωσιν, π.χ. ἐπικάλλωσιν ἀν' ἡ ἄνοδος εἶναι χαλκίτη πλάξ καὶ τὸ λουτρὸν διάλυμα $CuSO_4$. Τὸ πάχος τοῦ μεταλλικοῦ ἐπιετρώματος ἐξαρτᾶται ἐκ τοῦ χρόνου διόδου τοῦ ρεύματος. Ὅταν τοῦτο λάβῃ τὴν ἐπιθυμητὴν τιμὴν διακόπτεται τὸ ρεῦ-

μα, αφαιρείται η γουταπέριμα και λαμβάνεται τό αναπαραζόμενον μεταλλικόν αντικείμενον. -

§ 103. Ο ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ ΟΗΜ ΕΙΣ ΤΗΝ ΗΛΕΚΤΡΟΛΥΤΙΚΗΝ ΑΓΩΓΗ ΜΟΥΗΤΑ. Παραματικώς διαπιστεύεται ότι ο νόμος του Οημ ισχύει καί διά τούς ηλεκτρολυτικούς άγωγούς, έντός ώρισμένων όρίων όπως καί εις τούς μεταλλικούς άγωγούς. Ητοι ισχύει καί διά τούς ηλεκτρολύτας η εκέσις: $U = I \cdot R$ (νόμος του Οημ) όπου U η μεταξύ των ηλεκτροδίων ύφισταμένη διαφορά δυναμικω (τάσις), I η έντασις του ρεύματος καί R η αντίστασις του ηλεκτρολύτου. Η αντίστασις αύτη έξαρτάται από τας διαστάσεις καί τό εκήμα του δοχείου καί από τας διαστάσεις, τό εκήμα καί τήν θέσιν των ηλεκτροδίων, καθώς επίσης καί από τήν ειδικήν αντίστασιν (ρ) του ηλεκτρολύτου. Δυναμέθα μάλιστα, καί αναλογισθόν πρός τήν αντίστασιν εύματος, να θεώωμεν τήν αντίστασιν (R) του ηλεκτρολύτου υπό μορφήν: $R = \rho \frac{\ell}{S}$, ένθα ℓ τό μήκος του ηλεκτρολύτου καί S τό έμβροδόν τής τομήσ του.

Η ειδική αντίστασις ηλεκτρολύτου έξαρτάται από τον αριθμόν των ανά μονάδα όγκου περιεχομένων ιόντων καθώς επίσης καί από τήν εθνείας καί τήν εύκίνησιαν των ιόντων.

Όταν αύξάνεται η θερμοκρασία του ηλεκτρολύτου, η ειδική αντίστασις αυτού έλαττεύεται εννεπως ο θερμικός συντελεστής αντίστασεως των ηλεκτρολυτών είναι άρνητικός (§ 71), αντιθέτως προς ότι συμβαίνει εις τούς μεταλλικούς άγωγούς.

Η μείωσις τής ειδικής αντίστασεως (ρ) καί επομένως καί τής αντίστασεως (R), αύξανομένης τής θερμοκρασίας, όφείλεται εις τό ότι τα ιόντα καθίστανται πλέον εύκίνητα (λόγω έλαττώσεως τής έσω περιικής τριβής) αλλά καί εις τό ότι αύξάνεται ο βαθμός διασπάρσεως καί εννεπως καί ο αριθμός των ανά μονάδα όγκου ιόντων.

ΗΛΕΚΤΡΟΛΥΤΙΚΟΝ ΔΥΝΑΜΙΚΟΝ - ΠΟΛΩΣΙΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ

ΣΥΣΣΩΡΕΥΤΑΙ - ΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ

§ 104. ΗΛΕΚΤΡΟΛΥΤΙΚΟΝ ΔΥΝΑΜΙΚΟΝ. Κατά τήν επαφήν ενός μετάλλου μέ ένα ηλεκτρολύτην, παρουσιάζεται μεταξύ αυτών μία διαφορά δυναμικω, η όποία καί ηλεκτρολυτικόν δυναμικόν καλείται. Η πηγή τούτου έξαρτάται από τήν φύσιν του μετάλλου, τήν

φύσιν καὶ συγκεντρώσιν τοῦ ἠλεκτρολύτου καθὼς καὶ ἀπὸ τὴν θερ-
μοκρασίαν.

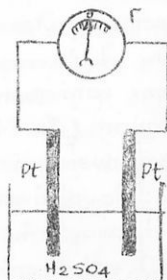
Αἴτιον τοῦ ἠλεκτρολυτικῆς δυναμικοῦ εἶναι ἡ μεταφορὰ ἰόντων
τοῦ μετάλλου πρὸς τὸν ἠλεκτρολύτην ἢ καὶ ἀντιθέτως.

Ἡ μεταφορὰ αὕτη στοματᾷ ὅταν ἡ δημιουργουμένη διαφορὰ
δυναμικοῦ λαβῇ ὀρισμένην τιμὴν, αὐτὴν ποῦ ὀρίζομεν ὡς ἠλεκ-
τρολυτικὸν δυναμικόν.

§ 105. ΗΛΕΚΤΡΕΓΕΡΤΙΚΗ ΔΥΝΑΜΙΣ ΠΟΛΩΣΕΩΣ. Ἔστω βολταίμε-

τρον μὲ ἠλεκτρόσια ἐκ λευκοχρύσου καὶ μὲ
ἠλεκτρολύτην ἀραιὸν διάλυμα θειικοῦ ὀξέος.

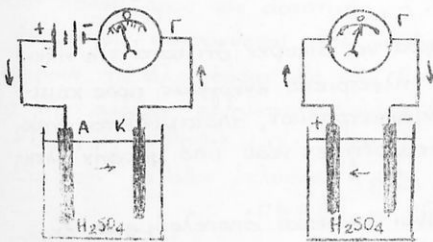
Λόγω τῆς ἰσότητος τῶν ἠλεκτρολυτικῶν δυ-
ναμικῶν τῶν δύο ὁμοίων ἠλεκτροδίων του,
ὡς πρὸς τὸν αὐτὸν ἠλεκτρολύτην, ἡ διαφο-
ρὰ δυναμικοῦ μεταξύ τῶν ἠλεκτροδίων εἶ-
ναι ἴση πρὸς μηδὲν καὶ ἐπομένως ἂν κλει-
σωμεν κύκλωμα μέσω γαλβανομέτρου Γ ρεῦ-
μα δὲν κυκλοφορεῖ (Σχ. 73).



(Σχ. 73)

Ἄν, πῶς, τῇ βοήθειᾳ ἑξωτερικῆς ἠλεκτρι-
κῆς πηγῆς προκαλέσωμεν ἠλεκτρόλυσιν τοῦ ἠλεκτρολύτου (Σχ 74α)
ἐπὶ μὲν τῆς καθόδου Κ ἐκλύεται ὑδρογόνον, ἐπὶ δὲ τῆς ἀνόδου

Α ὀξυγόνον. Μέρος τῶν ἀ-
ερίων τούτων ἐπικάθεται
ἐπὶ τῶν ἠλεκτροδίων καὶ
εχηματίζεται λεπτότατον
στρῶμα ἐπ' αὐτῶν. Ἄν, ἐν
συνεχείᾳ, ἀφαιρέσωμεν
τὴν ἑξωτερικὴν ἠλεκτρικὴν
πηγὴν, ἀφατηροῦμεν (Σχ 74β)
ὅτι τὸ κύκλωμα διαρρέεται
ἀπὸ ρεῦμα καὶ μάλιστα



(α)

(Σχ. 74)

(β)

ἀντιθέτου φορᾶς πρὸς τὸ προκαλέσασιν τὴν ἠλεκτρόλυσιν. Τοῦτο ὀ-
φείλεται εἰς τὴν ἀλλοίωσιν τῶν ἠλεκτροδίων, ἡ ὁποία καλεῖται
καὶ πόλωσις τῶν ἠλεκτροδίων. Λόγω τῆς διαφορῆς ἀλλοιώσεως
τῶν ἠλεκτροδίων, τὰ δύο ἠλεκτρολυτικὰ δυναμικὰ εἶναι διάφορα καὶ
κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον δημιουργεῖται ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις ἐκ πο-

λάσεως (τάσις πολώσεως), εἰς τὴν ὁποῖαν καὶ ὀφείλεται τὸ ρεῦμα (ρεῦμα πολώσεως)

Παρατηροῦμεν ὅτι πρὸ τῆς ἠλεκτρολύσεως εἶχομεν τὴν ἐξῆς συμμετρικὴν σειράν ἀγωγῶν: Pt - διάλυμα ὀξέος - Pt. Διὰ τῆς ἠλεκτρολύσεως ἡ σειρά λαμβάνει τὴν ἀσύμμετρον μορφήν: (Pt, O₂) - - διάλυμα ὀξέος - (Pt, H₂). Μία ἀσύμμετρος σειρά ἀγωγῶν παρουσιάζει διαφορὰν δυναμικοῦ εἰς τὰ ἄκρα τῆς.

Ὡστε, διὰ τῆς πολώσεως τῶν ἠλεκτροδίων (ἀλλοίωσις αὐτῶν) καταστρέφεται ἡ συμμετρία καὶ ἐμφανίζεται ἡ τάσις πολώσεως, εἰς τὴν ὁποῖαν ὀφείλεται καὶ τὸ ρεῦμα πολώσεως. Τὸ ρεῦμα πολώσεως τείνει νὰ ἐπαναφέρῃ τὰ ἠλεκτρόδια τοῦ βολταμέτρου εἰς τὴν ἀρχικὴν τῶν κατάστασιν, ἐπανορθωτικὸν ὕδατος. Εἰς τὴν περίπτωσηί τούτην (Σχ. 74 β), τὰ ἰόντα κινούνται ἀντιθέτως ἐν σχέσει μὲ τὴν περίπτωσηί τῆς ἠλεκτρολύσεως (Σχ. 74α). Ἡ τάσις πολώσεως, ἥτις εἰς τὸ ἀνωτέρω παράδειγμα εἶναι περίπου 1,5 volt, κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς ἠλεκτρολύσεως δρᾷ ὡς ἀντιηλεκτρεγερτικὴ δύναμις (E') καὶ ἐπομένως ὁ νόμος τοῦ Ohm διὰ τὸ κύκλωμα τοῦ Σχ. 74α θὰ εἶναι: $I = \frac{E - E'}{R_{ολ}}$ (ἔ 90) ἔνθα I ἡ ἔντασις τοῦ κυκλοφοροῦντος ρεύματος, E ἡ ἡλ. γ. δ. τῆς ἑξωτερικῆς πηγῆς, R_{ολ} ἡ ὅλική ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος καὶ E' ἡ τάσις πολώσεως. Ἴνα λοιπὸν ἐπιτευχθῇ ἡ ἠλεκτρολύσις πρέπει E > E', ἄλλως (ἂν E ≤ E') ἠλεκτρολύσις δὲν γίνεται.

Ἀπὸ ἀπόψεως ἐνεργείας δυνάμεθα νὰ εἴπωμεν ὅτι κατὰ τὴν ἠλεκτρολύσιν συμβαίνει μετατροπὴ τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας πρὸς χημικὴν, ἥτις, διὰ τῆς πολώσεως τῶν ἠλεκτροδίων, ἀποταμιεύεται ἐντὸς τοῦ βολταμέτρου καὶ δύναται ν' ἀποδοθῇ ἐκ νέου ὑπὸ μορφήν ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας. -

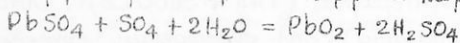
§ 106. ΣΥΣΣΕΡΕΥΤΑΙ. Οὗτοι εἶναι συσκευαί ἀποτελούμεναι ἐκ δύο ἠλεκτροδίων καὶ ἐνὸς ἠλεκτρολύτου καὶ αἱ ὁποῖαι χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν ἀποταμίευσιν ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας.

Ἡ λειτουργία τῶν συσσερευτῶν βασίζεται ἐπὶ τοῦ φαινομένου τῆς ἠλεκτρολύσεως καὶ διακρίνεται εἰς δύο φάσεις. Ἡ πρώτη φάσις καλεῖται φόρτισις καὶ κατ' αὐτὴν ὁ συσσερευτῆς δρᾷ ὡς βολταμέτρον (ἀποδέκτης). Διαβιβάζομεν δηλαδὴ κατὰ τὴν φόρτισιν εἰς τὸν συσσερευτὴν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, ὅποτε ἐπέρχεται ριζικὴ ἀλλοίω-

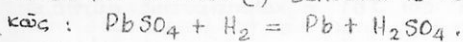
εις τῶν ἠλεκτροδίων τοῦ καί ἡ ἐνέργεια τοῦ ρεύματος ἀποταμιεύεται ὡς χημική ἐνέργεια. Ἡ δευτέρα φάσις καλεῖται ἐκφόρτισις καί κατ' αὐτήν ὁ συσσωρευτής δρᾷ ὡς πηγή καί ἀποδίδει ἠλεκτρικόν ρεῦμα, ὁπλαδὴ μετατρέπεται ἡ χημικὴ ἐνέργεια πρὸς ἠλεκτρικὴν τοιαύτην.

Ἐν τῇ πράξει χρησιμοποιοῦνται κυρίως οἱ ἀκόλουθοι δύο τύποι:

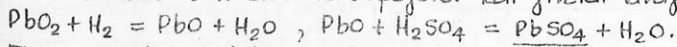
A) Συσσωρευταὶ ἐκ μολύβδου, τῶν ὁποίων τὰ ἠλεκτρόδια εἶναι μολύβδινα πλάκες καί ὁ ἠλεκτρολύτης θεϊκὸν ὀξύ (22 βεαυμέ). Προτιμῶνται τὰ ἐκ μολύβδου ἠλεκτρόδια καθόσον παρουσιάζουν μεγάλην χωρητικότητα καί ἐμφανίζουν ἱκανὴν ἠλεκτρεγερτικὴν δύναμιν πολώσεως, ὁπλαδὴ 2 Volt. Πρὶν ἢ ὁ συσσωρευτής πληραθῇ ἀμφότερα τὰ ἠλεκτρόδια, θετικὸν (+) καί ἀρνητικὸν (-), σύγκεινται ἐκ Pb με ἐπιφανειακὸν ἐπίστρωμα ἐκ PbSO₄. Διαβιβάζοντες ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, ὁπλαδὴ φορτίζοντες τὸν συσσωρευτήν, τότε εἰς μὲν τὴν ἀνοδὸν (+) ἐπιδρᾷ ἡ ρίζα SO₄ καί λαμβάνει χώραν ἡ ὀξειδωσις:



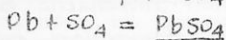
εἰς δὲ τὴν κάθοδον (-) ἐκλύεται τὸ ὕδρογόνον, ὡπερ δρᾷ ἀναγωγικῶς:



Οὕτω τροποποιεῖται ἡ φύσις τῶν ἠλεκτροδίων τοῦ μὲν (+) πρὸς PbO₂ τοῦ δὲ (-) πρὸς μεταλλικὸν Pb (εσοχγῶδη). Ἄν ἡδη ἐνώσωμεν δι' ἀγαθοῦ τὰ ἠλεκτρόδια, διέρχεται δι' αὐτοῦ ρεῦμα ἐκ τοῦ θετικοῦ πόλου πρὸς τὸν ἀρνητικόν, ὁ δὲ συσσωρευτήν ἐκφορτίζεται. Ἡ ἐκφόρτισις συνοδεύεται ἀπὸ ἀντιδράσεις, αἵτινες τείνουν νὰ ἐπαναφέρουν τὰ ἠλεκτρόδια εἰς τὴν ἀρχικὴν τῶν κατάστασιν. Ἢδη εἰς τὴν ἀνοδὸν ἐκλύεται τὸ ὕδρογόνον καί γίνεται ἀναγωγὴ:



Εἰς τὴν κάθοδον ἐκλύεται ἡ ρίζα SO₄ ἥτις ἀντιδρᾷ ὡς ἑξῆς:



Οὕτω μετὰ τὴν ἐκφόρτισιν ὁ συσσωρευτής ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν του κατάστασιν, ὁπλαδὴ ἀμφότερα τὰ ἠλεκτρόδια εἶναι ἐκ Pb με ἐπιφανειακὸν ἐπίστρωμα ἐκ PbSO₄.

Οἱ διὰ Pb συσσωρευταὶ παρουσιάζουν τὸ προσὸν τῆς εταθερότητος τῆς ἠλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως, ἥτις εἶναι περὶ τὸ 2 Volt δι' ἑκάστον στοιχείον συσσωρευτοῦ. Αὕτη κατὰ τὴν φόρτισιν τοῦ συσσωρευτοῦ ἔχει σημασίαν ἀντιηλεκτρεγερτικῆς δυνάμεως. Κατὰ τὸ τε-

λος της φορτίσεως ή τάσις αυξάνεται εις 2,5 volt, όποτε παράγονται άφθόνως τά άέρια της ήλεκτρολύσεως (κροτουή άέριον). Κατά την έκφόρτισιν τό ρεύμα παρέχεται υπό σταθεράν τάσιν (2 volt δι' έκαστον στοιχείον συσσωρευτού) και μόνον περί τό τέρμα της έκφορτίσεως αύτη ήπταται κόπια των δύο volt. Εις την πράξιν σταματούν την έκφόρτισιν όταν ή τάσις κατέλθη εις 1,8 volt. Η περαιτέρω έκφόρτισις προκαλεί βλάβας εις τά ήλεκτρόδια του συσσωρευτού.

Έτερον προσόν είναι ή μικρά έσωτερική αντίστασις του συσσωρευτού διότι τά ήλεκτρόδια εύρίσκονται πλησίον άλλήλων. Ένεκα τούτου οι συσσωρευταί δύνανται νά παράσκουν ρεύματα μεγάλης έντάσεως.

Χωρητικότητα συσσωρευτού καλείται τό όλικόν ήλεκτρικόν φορτίον, τό όποίον δύναται εύτος νά παράσκη έκφορτιζόμενος. Αύτή μετρείται εις άμπεράρια (1 Ah = 3600 Cb). Ούτω αν ευστοιχία συσσωρευτών (μπαταρία), δηλ. συσσωρευταί συνδεδεμένοι έν σειρά, παρέχη ρεύμα έντάσεως 20 A επί 5 h, ή χωρητικότης αύτης είναι : $20 \cdot 5 = 100 \text{ Ah}$.

Η έντασις του ρεύματος φορτίσεως, μετρουμένη εις Αμπερες, είναι περίπου τό $\frac{1}{10}$ της χωρητικότητος αυτού έκπεφρασμένης εις Ah. Ούτω, συσσωρευτής χωρητικότητος 60 Ah φορτίζεται με ρεύμα 6 A.

Η χωρητικότης συσσωρευτού είναι ανάλογος της χημικώς αντιδρόφης κατά την έκφόρτισιν ούσις. Προς αύξησιν ταύτης δίδου εις τά ήλεκτρόδια μορφήν κήρήθρας (μόρφωσις ήλεκτροδίων).

Άπόδοσις συσσωρευτού (εις ένέργειαν) καλείται ό λόγος της παρεχομένης κατά την έκφόρτισιν ήλεκτρικώς ένέργειας προς την απαινωμένην, κατά την φόρτισιν, ήλεκτρικήν ένέργειαν.

Σημ. Άπόδοσις (εις φορτίον) καλείται ό λόγος των Ah που παρέχει ό συσσωρευτής κατά την έκφόρτισιν του προς τά Ah που λαμβάνει κατά την φόρτισιν του. -

β) Άλκαλικοί συσσωρευταί. Τούτων ό ήλεκτρολύτης είναι διάλυμα καυστικού καλίου, τό θετικό ήλεκτρόδιον από Ni(OH)₂ και τό άρνητικόν από Fe(OH)₂. Έχουν τό πλεονέκτημα νά είναι καλύτερας άντικίς και έλαφρότεροι από τους διά Pb συσσωρευτάς,

καθώς επίσης ότι δέν κατατρέφονται όταν παραμείνουν επί μακρόν αφόρτιστοι, έν αντιθέσει προς τούς ευθεωρευτάς διά Ρb. Επίσης χαρακτηρίζονται από μεγάλην χωρητικότητα. Μειονεκτούν όμως, έναντι των διά Ρb ευθεωρευτών, ως προς την σταθερότητα της τάσεως κατά την εκφόρτισιν. Η ηλ. γ. δ ενός στοιχείου αλκαλικού ευθεωρευτού εις πλήρη φόρτισιν είναι 1,35 volt, αὕτη κατά την εκφόρτισιν πίνει καί καθίσταται 0,8 volt, όταν οὗτος ἔχη εκφορτισθῆ. Επίσης ἡ απόδοσις των (εις ἐνέργειαν) είναι μικρότερα (50%) ἀπό τούς ἐκ μολύβδου (80%).

§ 107. ΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ. «Όνομάζομεν ἠλεκτρικόν στοιχείον τὸ σύστημα δύο ἀγωγῶν πρώτης τάξεως καί ενός δευτέρας τάξεως (ἠλεκτρολύτου) διά τοῦ ὁποίου ἐπιτυγχάνεται ἡ μετατροπή της χημικῆς ἐνεργείας εἰς ἠλεκτρικὴν».

Ἐάν ἐντός ἠλεκτρολύτου ἐμβραπίσωμεν δύο διάφορα μεταλλικά ἑλάσματα, τότε μεταξύ αὐτῶν θ' ἀναπτυχῆ μία ηλ. γ. δ (E), ἣτις θά ἴσούται μέ τὸ ἄθροισμα των ἠλεκτρολυτικῶν δυναμικῶν των δύο μετάλλων ως προς τόν ἠλεκτρολύτην. Ἐάν ἦδῃ συνδέσωμεν τὰ δύο ἑλάσματα, δηλαδή τοὺς πόλους τοῦ στοιχείου, διά τινος ἀντιστάσεως (R), θά ἔχωμεν κυκλοφορίαν ρεύματος ἐπίσεως (I) παρεχομένης κατά τόν νόμον τοῦ Ohm, ὑπό τοῦ τύπου:

$$I = \frac{E}{R+r}, \text{ ἔνθα } r \text{ ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίστασις τοῦ στοιχείου.}$$

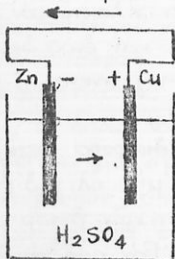
Κατά τὴν λειτουργίαν τοῦ στοιχείου τὰ ἰόντα τοῦ ἠλεκτρολύτου κινουῦνται προς τὰ δύο ἠλεκτρόδια ἀντιθέτως ἀπὸ τὸν τρόπον κινήσεως εἰς τὸ ἐσωτερικὸν βολταμέτρον. Ἦτοι, εἰς τὸ ἐσωτερικόν τοῦ στοιχείου τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα κινουῦνται προς τὸν ἀρνητικὸν πόλον καὶ τὰ θετικὰ ἰόντα προς τὸν θετικὸν πόλον. Εἶναι δηλαδή ἡ λειτουργία ἑνὸς στοιχείου φαινόμενον ἀντίστροφον της ἠλεκτρολύσεως καὶ κατ' αὐτὴν δαπάναις της χημικῆς ἐνεργείας (ἐκ των χημικῶν ἀντιδράσεων) λαμβάνεται ἡ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, ἐνῶ, ως γνωστὸν, κατά τὴν ἠλεκτρόλυσιν δαπάναις ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας λαμβάνεται χημικὴ τοιαύτη.

Ὅπως μάλιστα, κατά τὴν ἠλεκτρόλυσιν, διά διαβίβασεως φορτίου 96500 Cb ἐπιτυγχάνεται ἡ ἀπόθεσις μάζης $\frac{A}{n}$ gr (ἐν γραμμοῖσδύναμον) ἐκ των ἐξοξυδευερμένων ἰόντων, ἀντιστρόφως εἰς

τά στοιχεία όταν διαλύεται, υπό μορφήν ιόντων, μάζα $\frac{A}{n}$ gr, τότε αποδίδεται ηλεκτρικόν φορτίον 96500 Cb.-

§ 108. ΣΤΟΙΧΕΙΟΝ ΤΟΥ VOLTA. Εἰς τοῦτο ὁ ἠλεκτρολύτης εἶναι ἀραιόν διάλυμα H_2SO_4 καί τα ἠλεκτρόδια τὸ ἓν ἐκ Zn καὶ τὸ ἕτερον ἐκ Cu (Σχ. 75). Ὁ Zn ἐν ἐπαφῇ μετὰ τὸ διάλυμα τοῦ H_2SO_4 ἠλεκτρίζεται ἀρνητικῶς καὶ τὸ διάλυμα θετικῶς, ἡ δὲ πημὴ τοῦ ἠλεκτρολυτικοῦ δυναμικοῦ εἶναι 1,5 volt.

Ὁ Cu παρουσιάζει καὶ αὐτὸς διαφορὰν δυναμικοῦ ὡς πρὸς τὸν ἠλεκτρολύτην (ἠλεκτρολυτικὸν δυναμικόν) 0,44 volt. Οὕτω ἡ διαφορὰ $1,5 - 0,44 = 1,06$ volt ἀντιπροσωπεύει τὴν ἠλ. ζ. δύναμιν τοῦ στοιχείου ($E = 1,08$ volt). Τὸ ἐκ Cu ἠλεκτρόδιον εἶναι ὀλιγώτερον ἀρνητικόν ἐν σχέσει μετὰ τὸ ἐκ Zn καὶ ἀποτελεῖ τὸν θετικὸν πόλον τοῦ στοιχείου, ἐνῶ τὸ ἐκ Zn ἠλεκτρόδιον ἀποτελεῖ τὸν ἀρνητικὸν πόλον τοῦ στοιχείου. Ὅταν τὸ κύκλωμα εἶναι κλειστὸν ἡ φορά τοῦ ρεύματος, (εὐρυθητική φορά) εἶναι ἐκ τοῦ Cu πρὸς τὸν Zn.



(Σχ. 75)

Εἰς τὴν πραγματικότητα ὁ Zn ἀποβάλλει ἰόντα (Zn^{++}) ἐμπλουτιζόμενος εἰς ἠλεκτρόνια, ἅτινα κινούνται διὰ μέσου τοῦ εὐρυθηματος πρὸς τὸν Cu, ὅπου ἔρχονται τὰ θετικὰ ἰόντα ὑδρογόνου (H^+). Ταῦτα προσλαμβάνουν ἠλεκτρόνια καὶ μεταπίπτουν εἰς οὐδέτερα ἄτομα (H) καὶ ἐν συνεχείᾳ εἰς μόρια (H_2).

§ 109. ΠΟΛΩΣΙΣ ΤΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ. Κατὰ τὴν λειτουργίαν τοῦ στοιχείου Volta ἐπιτελεῖται ἡ χημικὴ ἀντίδρασις :

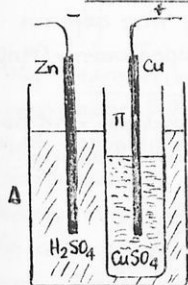


Ὁ $ZnSO_4$ διαλύεται εἰς τὸ ὕδωρ ἐνῶ τὸ H_2 ἐμφανίζεται εἰς τὸ ἐκ Cu ἠλεκτρόδιον. Οὕτω, ταχέως τὸ κάλιον ἠλεκτρόδιον περιβάλλεται ἀπὸ στρῶμα ἀερίου ὑδρογόνου. Τὸ ἐπικαθήμενον ὑδρογόνον ἀλλοιώνει τὴν φύσιν τοῦ ἐκ Cu ἠλεκτροδίου, μετ' ἀποτέλεσμα τὴν συνεχῆ ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ κυκλοφοροῦντος ρεύματος μέχρι μηδενισμοῦ ταύτης. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον μετὰ πάραυτον μικροῦ χρόνου, ἀπὸ τῆς ἐνάρξεως τῆς λειτουργίας τοῦ κυκλώματος, τὸ ρεῦμα καταρτίζεται καὶ λέγομεν ὅτι ἐπῆλθε πόλωσις τοῦ στοιχείου. Ἐπομένως αἴτιον τῆς πόλωσης εἶναι ἡ συγκέντρωσις ὑδρογόνου ἐπὶ τοῦ

χαλκίνου ηλεκτροδίου.

§ 110. ΜΗ ΠΟΛΟΥΜΕΝΑ ΗΛΕΚΤΡΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ. Διά να επιτύχω-
μεν την κατασκευήν στοιχείου, του οποίου η ηλεκτρεγερτική δύ-
ναμις να μη ελαττούται, λόγω της πολώσεως, πρέπει να παρα-
καλυφθῇ ἡ ἀπόθεσις του υδρογόνου ἐπὶ του θετικοῦ ηλεκτροδίου.
Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται κατὰ πολλοὺς τρόπους ἐξ ὧν ἀναφέρομεν
τοὺς ἐπουδαιωτέρους :

1) Στοιχείον του Daniell. (Σχ. 76). Ἀποτελεῖται ἀπὸ ὑάλινον



Σχ. 76

δοχεῖον Δ περιέχον ἀραιὸν H_2SO_4 ἐντὸς του ὁ-
ποίου βυθίζεται πορώδες δοχεῖον Π χωρίζον τὸν
χώρον εἰς δύο μέρη. Ἐξωθεν του πορώδους
δοχείου βυθίζεται ἔλασμα ἐκ ψευδαργύρου, ἐνῶ
εἰς τὸ ἑσωτερικὸν αὐτοῦ ὑπάρχει κεκορεσμένον
διόλυμα $CuSO_4$ ἐντὸς του ὁποίου βυθίζεται
ἔλασμα ἐκ χαλκοῦ. Τὸ διόλυμα του $CuSO_4$
διατηρεῖται κεκορεσμένον διὰ κρυσταλλῶν $CuSO_4$.
Ἐνταῦθα θετικὸν ηλεκτρόδιον εἶναι ὁ Cu ἀρνητι-
κὸν δὲ ὁ Zn.

Ὅταν κλείσῃ τὸ κύκλωμα τότε τὸ H_2SO_4 ἀρᾷ ἐπὶ του Zn, τὸ δὲ
παραγόμενον υδρογόνον διὰ τῶν πόρων του δοχείου Π πορεύεται
πρὸς τὸν χαλκόν, ἀλλὰ ἀντιδρᾷ μετὰ του θειικοῦ χαλκοῦ :

$CuSO_4 + H_2 = H_2SO_4 + Cu$, ἀνασχηματίζει τὸ θειικόν ὀξύ ἀποπιθε-
μένου χαλκοῦ, ὅστις δὲν ἀλλοιώνει τὴν φύσιν του ηλεκτροδίου,
ἀφοῦ καὶ τοῦτο εἶναι χαλκός.

Ἐπίσης ἡ πυκνότης του διαλύματος του $CuSO_4$ δὲν μεταβάλλε-
ται, ἀφοῦ φροντίζομεν νὰ εἶναι πάντοτε τὸ διάλυμα κεκορεσμέ-
νον. Οὕτω δεσμεύομεν τὸ υδρογόνον καὶ ἀποφεύγομεν τὴν πό-
λωσιν.

Ἡ ηλεκτρεγερτικὴ δύναμις εἶναι σταθερὰ (καθ' ὅσον ἡ εὐνθε-
εἰς του στοιχείου δὲν ἀλλάσσει) περίπου 1 volt.

2) Στοιχείον του Bunsen. Τοῦτο διαφέρει ἀπὸ τὸ προη-
γούμενον κατὰ τὸ ὅτι τὸ θετικὸν ηλεκτρόδιον εἶναι ἐκ εὐμαχαῶς
ἀνθρακος καὶ διότι ἐντὸς του πορώδους δοχείου ὑπάρχει HNO_3
(ἀντὶ διαλύματος $CuSO_4$).

Ὅταν τὸ κύκλωμα κλείσῃ τότε γίνεται ἡ ἀντίδρασις :

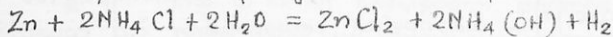


Τό υδρογόνο, διὰ τῶν πόρων τοῦ πορώδους δοχείου, ἔρχεται πρὸς τὸν ἄνθρακα, συναντῶν ὅμως τὸ HNO_3 ὀξειδοῦται πρὸς H_2O καὶ NO_2 καὶ οὕτω ἀποφεύγεται ἡ πύλωσις. Τούτου ἡ ἥλεκτροχημική δύναμις εἶναι περίπου 1,9 Volt. Αὕτη γίνεται ὅταν τὸ στοιχεῖον ἐρχάζεται, εἰοίτι ἡ σύνθεσις τῶν ὑγρῶν ἀλλάσσει. Ἡ ὀξείδωσις γίνεται κατὰ τὴν ἀντίδρασιν $\text{H}_2 + 2\text{HNO}_3 = 2\text{H}_2\text{O} + 2\text{NO}_2$. Μειονέκτημα τοῦ στοιχείου εἶναι ἡ ἀνάπτυξις νιτροπῶδων ἀτμῶν.

3) Στοιχεῖον Leclanché. Εἰς τὸ στοιχεῖον τούτο τὸ θετικὸν ἠλεκτρόδιον εἶναι ράβδος ἐκ συμπαχοῦς ἄνθρακος, ἥτις φέρεται ἐπὶ πορώδους δοχείου, ὅπερ πληροῦται μὲ πυρολουσίτην (MnO_2) καὶ κόνιν ἄνθρακος.

Ὡς ἀρνητικὸς πόλος χρησιμεύει κλάξ ἐκ ψευδαργύρου, ἥτις βυθίζεται ἐπὶ τοῦ ἠλεκτρολύτου, ὅστις ἐνταῦθα εἶναι διάλυμα χλωριούκου ἀμμωνίου (NH_4Cl).

Ὅταν κλείσῃ τὸ κύκλωμα γίνεται ἡ ἀντίδρασις:

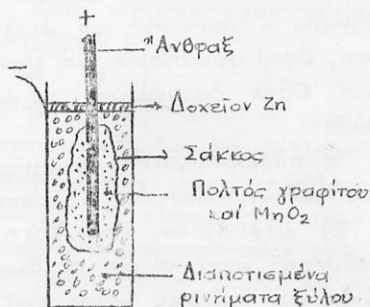


Τὸ παραχόμενον υδρογόνο βραίνει πρὸς τὸν ἄνθρακα, δεσμεύεται ὅμως ὑπὸ τοῦ MnO_2 ὀξειδωτικῶς.

Ἡ ὀξειδωτικὴ δράσις τοῦ MnO_2 εἶναι κήως βραδεῖα καὶ διὰ τούτο τὸ στοιχεῖον Leclanché μεταχειριζόμεθα ἐκεῖ ὅπου κατὰ διαλείματα χρησιμοποιοῦμεν τὸ ρεύμα (π.χ. εἰς ἠλεκτρικὸς κώδωνας). Ἡ ἠλεκτροχημικὴ δύναμις αὐτοῦ εἶναι: 1,5 Volt περίπου.

Παραλλαγή τοῦ στοιχείου τούτου εἶναι τὸ Ξηρὸν στοιχεῖον

(Σχ. 77). Εἰς τούτο τὸ ἠλεκτρολύτης φέρεται ὑπὸ πορώδους ἀδρανοῦς ὕλης (ρινήματα ξύλου) μὲ σύγχρονον πρὸςμῆξιν ὑγροσκοπικῶν ἀλάτων διὰ νὰ διατηρηθῆται ὑγρὸς. Ταῦτα εἶναι π.χ. τὰ χρησιμοποιούμενα εἰς τοὺς φανούς τῆς τέρσης. Εἰς τὸ ξηρὸν στοιχεῖον ὁ θετικὸς πόλος εἶναι ἐξ ἄνθρακος καὶ ὁ ἀρνητικὸς ἐκ ψευδαργύρου, ὅστις χρησιμεύει ταυτοχρόνως καὶ ὡς ἐξωτερικὸν ρεοίρημα, δηλαδὴ ἀποτελεῖ τὸ δοχεῖον τοῦ στοιχείου, τὸ δοχεῖον



Σχ. 77.

εἰς τὸ ἀνα ἄκρον φράσσεται διὰ πίεσης.

§ 111. - ΠΡΟΤΥΠΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ. Οὕτω καλοῦνται ἐκεῖνα τὰ στοιχεία, τὰ ὁποῖα κατασκευάζονται κατὰ ἐντελῶς ὠριμένους κανόνας, εἰς τρόπον ὥστε, εἰς ὠριμένην θερμείαν, νὰ παρουσιάζουσι σταθερὰν ἠλεκτρεγερτικὴν δυνάμιν. Ταῦτα χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν ευχερῆτικὴν, μέτρησιν ἠλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων. -

ἨΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

§ 112. ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΝ ΠΕΔΙΟΝ ἨΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Ἐάν ἀγωθεὶς μαγνητικῆς βελόνης, στρεπτήσ περὶ κατακόρυφον ἄξονα, τοποθετήσωμεν παράλληλως πρὸς τὴν βελόνην εὐθύγραμμον ἄγωγόν (σύρμα) καὶ διαβιβάσωμεν δι' αὐτοῦ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ βελὸντῃ ἐκτρέπεται ἐκ τῆς θέσεως ἰσορροπίας τῆς.

Τὸ πείραμα τοῦτο (πείραμα τοῦ Oersted) δεικνύει ὅτι περὶ ἄγωγου, διαρρομένου ὑπὸ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, ἀναπτύσσεται μαγνητικὸν πεδίου, τὸ ὁποῖον προκαλεῖ τὴν ἐκτροπὴν τῆς μαγνητικῆς βελόνης.

Ἡ φορά ἐκτροπῆς τῆς βελόνης ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς φοράς τοῦ ρεύματος καὶ ἀναστρέφεται κατὰ τὴν ἀναστροφὴν τῆς φοράς τοῦ ρεύματος.

Ὁ ἀκόλουθος ἐμπειρικός κανὼν, τῆς δεξιᾶς χειρὸς, συνδέει τὴν φοράν τοῦ ρεύματος (συμβατικὴν) μετὰ τὴν φοράν ἐκτροπῆς τῆς μαγνητικῆς βελόνης: « Ἐάν φέρωμεν τὴν παλάμην τῆς δεξιᾶς χειρὸς (Σχ. 78) ἀνωθεν τοῦ ἄγωγου, ὥστε ἡ ἐπιφάνεια τῆς παλάμης νὰ εἶναι ἑστραμμένη πρὸς τὴν βελόνην, τὸ δὲ ρεῦμα νὰ εἰσέρχεται ἐκ τοῦ καρποῦ καὶ νὰ ἐξέρχεται διὰ τῶν δακτύλων, τότε ὁ ἀντίχειρ μᾶς δεικνύει τὴν φοράν ἐκτροπῆς τοῦ βόρειου πόλου τῆς βελόνης, »

Ἡ ἰσορροπία τῆς βελόνης, εἰς τὴν κεκλιμένην θέσιν πρὸς τὸν ἄγωγόν θέσιν, ὀφείλεται εἰς τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γήϊνου μαγνητικοῦ πεδίου, καθὼς ἐπίσης καὶ τοῦ μαγνη-



Σχ. 78

τικῷ πεδίου τοῦ ρεύματος.

Ἐκ τοῦ περιγραφέντος πειράματος (τοῦ Oersted) καθὼς καὶ ἐξ ἄλλων ἀναλόγων πειραμάτων, εὐνάγεται τὸ συμπέρασμα ὅτι: « τὰ μαγνητικὰ πεδία ὀφείλονται πάντοτε εἰς ἠλεκτρικὰ ρεύματα δηλαδὴ προέρχονται πάντοτε ἀπὸ μετακινήσειν ἠλεκτρικῶν φορτίων

Ἡ ἔρμηνεία αὕτη δίδεται, ὡς θὰ γνωρίσωμεν (§ 120) ἀκόμη καὶ διὰ τὰ μαγνητικὰ πεδία τῶν μονίμων μαγνητῶν.

§ 113. ΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΠΕΔΙΩΝ ΕΥΘΥΓΡΑΜΜΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Ἡ

φύσις τοῦ μαγνητικῷ πεδίου ἠλεκτρικῷ ρεύματος καθίσταται γνωστὴ διὰ τῶν μαγνητικῶν φαινομένων. Ἐάν διὰ μακροῦ κατακόρυφον εὐ-

ματος, τὸ ὁποῖον διαπερᾶ καθέ-

τως φύλλον χάρτου χ (Σχ 79),

διαβιβάσωμεν κατὰ τὴν φοράν τοῦ βέλους, ἠλεκτρικὸν ρεῦμα

καὶ ριψώμεν ἐπὶ τοῦ χάρτου ρινιέματα εἰδήρου, παρατηρού-

μεν ὅτι ταῦτα διατάσσονται κατὰ ὁμοκέντρους περὶ τὸ εὖρος περιφερείας. Εἶναι δηλαδὴ αἱ

δυναμικαὶ γραμμαὶ, τοῦ μαγνη-

τικῷ πεδίου τοῦ ἠλεκτρικῷ ρεύματος, συγκεντρικαὶ περιφερείαι ἔχουσαι τὰ κέντρα των ἐπὶ τοῦ ἀγωγῷ καὶ τῶν ὁποίων τὰ ἐπίπεδα εἶναι κάθετα πρὸς τὸν ἀγωγόν. Ἐάν κατὰ μῆκος μιᾶς δυνα-

μικῆς γραμμῆς μετακινοῦμεν μικρὰν μαγνητικὴν βελόνην NS , στρο-

πτήν περὶ κατακόρυφον ἀξονα, παρατηροῦμεν ὅτι, εἰς ἐκάστην θέσιν, ἡ διεύθυνσις τῆς βελόνης εἶναι ἐφαπτομένη τῆς δυναμικῆς

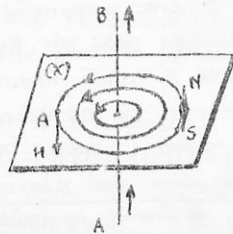
γραμμῆς (ἐκφρατίζει ἐν τῷ κόρφῳ ὀρθὴν γωνίαν μὲ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ρεύματος). Ἡ ἔντασις H τοῦ μαγνητικῷ πεδίου τοῦ ρεύματος εἰς τυχόν ἐπιπέδον A τοῦ πεδίου, εἶναι ἐφαπτομένη τῆς ἀντιτετακτοῦ

μικῆς γραμμῆς καὶ ἔχει τοιαύτην φοράν ὥστε νὰ πληροῦται ὁ κῶλυθος ἐμπειρικός κανὼν τοῦ Maxwell: «Ὅταν δεξιότροφα

κοχλίας (Σχ.80) προχωρῇ κατὰ τὴν φοράν τοῦ ρεύματος, ἡ φοράν ροστροφῆς αὐτοῦ παρέχει τὴν φοράν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν

μαγνητικῷ πεδίου τοῦ ἠλεκτρικῷ ρεύματος».

§ 114. ΝΟΜΟΣ Biot - Savart. Ὁ νόμος οὗτος ἀποτελεῖ

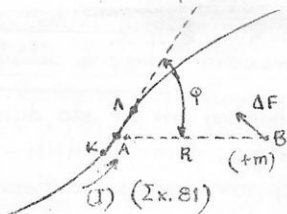


(Σχ. 79)



(Σχ. 80)

στοιχειώδη ηλεκτρομαγνητικών νόμων, τόν οποίον σί Βιοτ και Σα-
 ναρτ συνήγαγον έκ μετρήσεων. Έστω $(KL) = \Delta S$ (Σχ.81) πολύ μι-
 κρόν (στοιχειώδες) τμήμα αγωγού διαρρεομένου υπό ρεύματος έντα-
 σεις I και σημείον B τού μαγνη-
 τικού πεδίου τού ρεύματος εἰς τό
 ὅποιον τίθεται βολοία μαγνητική
 μάζα $(+m)$. Έστω ἐπίσης $(AB) = R$
 ἡ ἀπόστασις τού κέντρου A τού στοι-
 χείου ἀπό τού B καί φ ἡ γωνία
 τῶν ΔS καί R ($\widehat{GAB} = \varphi$). Ο νόμος



τῶν Βιοτ - Σαναρτ καθορίζει τήν στοιχειώδη δύναμιν ΔF , ἡ ὁποία
 ἀσκεῖται ὑπό τού στοιχειώδους τούτου ρεύματος, έντάσεως I καί
 μήκους ΔS , ἐπί τού μαγνητικού πόλου $+m$. Ἡ δύναμις αὕτη ΔF
 εἶναι: α) κίθεται πρὸς τό ἐπίπεδον τό ὀρίζομενον ὑπό τῶν ΔS καί R .
 β) ἔχει φοράν τήν φοράν περιστροφῆς δεξιόστροφου κολλίου βιδώ-
 νοντος κατά τήν φοράν τού ρεύματος καί γ) ἡ έντασις τῆς ΔF εἶναι
 ἀνάλογος τῆς έντάσεως τού ρεύματος (I) , τῆς μαγνητικῆς μάζης
 (m) , τού μήκους ΔS καί τού $\eta\mu\varphi$, καθὼς καί ἀντιστρόφως ἀνάλο-
 γος τού τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως (R) .

Ἐπομένως :

$$\Delta F = k \cdot \frac{I \cdot m \cdot \Delta S}{R^2} \cdot \eta\mu\varphi \quad (1)$$

ἐνθα k συντελεστής ἐξαρτώμενος έκ τῶν μονάδων. Εἰς τό Η.Σ.Σ μο-
 νάδων ὁ συντελεστής k , μετρηθεῖς πειραματικῶς, εὔρεθη $k = \frac{1}{c}$,
 ἐνθα $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$, ὄηλ. ἡ ταχύτης τού φωτός εἰς τό κενόν.

Ο νόμος ὅμως τῶν Βιοτ - Σαναρτ ἀποτελεῖ τήν ἀναρχήν τού καλυ-
 πένου ἠλεκτρομαγνητικοῦ συστήματος μονάδων, τό ὅποιον έντασσε-
 ται εἰς τό σύστημα C.G.S. Ἄν εἰς τήν ἐξίσωσιν (1) θέσωμεν $k=1$
 (καθαρὸς ἀριθμὸς) καί διατηρήσωμεν ὡς μονάδα μήκους τό cm
 καί ὡς μονάδα μαγν. μάζης τήν HMM - μαγν. μάζης $(\beta\beta)$ καί ἂν
 θέσωμεν $\Delta S = 1 \text{ cm}$, $m = 1 \text{ HMM}$ - μαγν. μάζης, $R = 1 \text{ cm}$, $\varphi = 90^\circ$
 καί $\Delta F = 1 \text{ dyn}$, εὔρισωμεν ὡς ἀριθμητικὴν τιμὴν διὰ τήν έντασιν:
 $I=1$. Οὕτω φθάνομεν εἰς τόν ὀρισμὸν τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς μονά-
 δας έντάσεως ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, ἥτοι: "ἠλεκτρομαγνητικὴ
μονάδα έντάσεως (1HMM) ρεύματος εἶναι ἡ έντασις ρεύματος, τού
 ὁποίου τμήμα, ἔχον σχῆμα κυκλικῶ τόξου μέ ἀκτίνα 1 cm καί μή-

ως 1 cm, δεικνύει επί της ηλεκτρομαγνητικής μονάδας μαγνητικής δύναμης, εύρισκομένης εις τό κέντρον της περιφερείας, δύναμιν ίσην προς 1 dyne». «Η εξίσωσις (1) εις τό ηλεκτρομαγνητικόν ευσταθισμα μονάδων γράφεται :

$$\Delta F = \frac{i \cdot m \cdot \Delta S}{R^2} \cdot \eta \mu \phi \quad (2)$$

καί παρέχει τήν ΔF εις dyne όταν τό i τίθεται εις ΗΜΜ έντασιον ρεύματος, ή m εις ΗΜΜ - μαγν. υαΐης καί τό ΔS καί R εις cm.

Εκ τών άνωτέρω καθίσταται φανερόν ότι : 1 ΗΜΜ - έντασιος ρεύματος ίσοῦται μέ $3 \cdot 10^{10}$ Η.Σ.Μ - έντασιος ρεύματος.

«Η πρακτική μονάς έντασιος ελήφθη ίση μέ τό $1/10$ τής ΗΜΜ έντασιος. «Ητοι :

$$\begin{aligned} 1 \text{ Ampere} &= 1/10 \text{ Η.Μ.Μ - έντασιος ρεύματος} \\ 10 \text{ Ampere} &= 1 \text{ Η.Μ.Μ - έντασιος ρεύματος} \end{aligned}$$

«Αν λοιπόν θέλωμεν ὁ τύπος (2) νά παρέχη τήν ΔF εις dyne τήν έντασιν I εις Ampere καί τό υπόλοιπα εις C.G.S πρέπει νά ὦν $i = \frac{I}{10}$ (διότι ἐν I εις Ampere, τότε ή έντασις i εις ΗΜΜ εἶναι $i = \frac{I}{10}$) καί ἐπομένως :

$$\Delta F = \frac{I}{10} \cdot \frac{m \cdot \Delta S}{R^2} \cdot \eta \mu \phi \quad (2')$$

Σημ. Ἐν τοῖς ἐπομένοις θα' ἀκολουθῶμεν τῷ συμβολισμῷ ἡ i έντασις τοῦ ρεύματος εις ΗΜΜ καί I ή έντασις τοῦ ρεύματος εις Ampere.

«Η έντασις τοῦ ηλεκτρομαγνητικοῦ πεδίου ΔH εις τό σημεῖον (Σχ. 81) αὐτοῦ, ἐκ μέρους τοῦ στοιχειώδους ρεύματος ΔS , θα' εἶναι $\Delta H = \frac{\Delta F}{m}$ καί ἐπομένως :

$$\Delta H = \frac{i \Delta S}{R^2} \cdot \eta \mu \phi \quad (3) \quad \eta \quad \Delta H = \frac{I}{10} \cdot \frac{\Delta S}{R^2} \eta \mu \phi \quad (3')$$

Κάθε στοιχειώδες τμήμα τοῦ ἀγωγῦ παράγει εις τό Β Η αντίστοιχον έντασιν μαγν. πεδίου. Τό διανερματικόν ἀθροισμα έντασιων ΔH τών ἀφειλομένων εις ὅλα τά στοιχεία τοῦ ἀγωγῶν ἀποτελεῖ τήν έντασιν H εις τό ἐν λόγῳ σημεῖον (Β) τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τό ὁποῖον ἀφείλεται εις ὅλοκληρον τόν ἀγωγόν.

§ 115. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟΝ ΣΥΣΤΗΜΑ ΜΟΝΑΔΩΝ. Τό σύστημα τοῦτο έντάσσεται εις τό C.G.S καί βάσει τοῦ νόμου τοῦ Lorentz : $F = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 m_2}{R^2}$ (εις τόν μαγνητισμόν) ὀρίζεται ὡς

τη μονάδα ή ηλεκτρομαγνητική μονάδα μαγνητικής μάζης, ως εις τήν § 8 επίκειται, με αντίστοιχον εξίσωσιν διαστάσεων:

$$[m] = [L^{3/2} \cdot M^{1/2} \cdot T^{-1}] \quad \text{Επομένως: } 1 \text{ HMM-μαγν. μάζης} = 1 \text{ cm}^{3/2} \cdot \text{gr}^{1/2} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Ει συνεχεία βάσει τού νόμου τών Biot-Savart (εις τόν ηλεκτρομαγνητισμόν) ορίζεται ή ηλεκτρομαγνητική μονάδα έντάσεως ρεύματος, ως εις τήν προηγουμένην παράγραφον επίκειται. Η εξίσωσις διαστάσεων ταύτης, ως φαίνεται εκ τού τύπου (2) τής § 114 είναι:

$$[I] = [L^{1/2} \cdot M^{1/2} \cdot T^{-1}]$$

Επομένως: $1 \text{ HMM-έντάσεως ρεύματος} \equiv 1 \text{ cm}^{1/2} \cdot \text{gr}^{1/2} \cdot \text{sec}^{-1}$

Βάσει τών ανωτέρω διαμορφώταται ολόκληρον το ηλεκτρομαγνητικόν σύστημα μονάδων και διά τήν υπόλοιπα ποσά:

Εύτω εκ τού τύπου: $Q = i \cdot t$ ορίζεται ή ηλεκτρομαγνητική μονάδα φορτίου (Q), ως τό φορτίον, όπερ διέρχεται εις 1 sec διά μιαν τομήν άγωγού διαρρεομένου υπό ρεύματος 1 HMM-έντάσεως ρεύματος. "Ητοι:

$$1 \text{ HMM-φορτίου} = 1 \text{ HMM-έντάσ. ρεύματος} \cdot 1 \text{ sec} = 10 \text{ A} \cdot 1 \text{ sec} = 10 \text{ Cb}$$

Εύτως εκ τού τύπου: $V = \frac{W}{Q}$ ορίζεται ή ηλεκτρομαγνητική μονάδα τάσεως (V), ως ή τάσις μεταξύ δύο σημείων, όταν κατά τήν μεταφοράν 1 HMM-φορτίου από τό έν σημείον εις τό έτερον παράχεται έργον ίσον μέ έν έργιον. "Ητοι:

$$1 \text{ HMM-τάσεως} = \frac{1 \text{ erg}}{1 \text{ H.M.M-ήλ. φορτίου}} = \frac{10^{-7} \text{ Joule}}{10 \text{ Cb}} = 10^{-8} \text{ volt.}$$

Εντελώς ανάλογα εκ τού τύπου: $R = \frac{V}{I}$ λαμβάνομεν:

$$1 \text{ HMM-άντιστάσεως} = \frac{1 \text{ HMM-τάσεως}}{1 \text{ HMM-έντάσεως ρεύματος}} = \frac{10^{-8} \text{ volt}}{10 \text{ A}} = 10^{-9} \Omega.$$

Εύτως εκ τού τύπου $C = \frac{Q}{V}$ λαμβάνομεν:

$$1 \text{ HMM-χωρητικότητα} = \frac{1 \text{ HMM-ήλ. φορτίου}}{1 \text{ HMM-τάσεως}} = \frac{10 \text{ Cb}}{10^{-8} \text{ volt}} = 10^9 \text{ Farad.}$$

Επειδή $1 \text{ HMM-έντάσεως ρεύματος} \equiv 1 \text{ cm}^{1/2} \cdot \text{gr}^{1/2} \cdot \text{sec}^{-1}$.

Ενώ $1 \text{ Η.Σ.Μ-έντάσεως ρεύματος} \equiv 1 \text{ cm}^{3/2} \cdot \text{gr}^{1/2} \cdot \text{sec}^{-2}$ (§ 66)

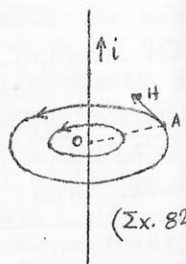
και επειδή $1 \text{ HMM-έντάσεως ρεύματος} = 10 \text{ Cb} = 3 \cdot 10^{10} \text{ Η.Σ.Μ-έντάσεως-ρεύματος}$, έπεται ότι: έντασίς τις ρεύματος μετρούμενη άφ' ενός εις Η.Σ.Μ και άφ' άλλου εις Η.Μ.Σ.Μ μάς παρέχει δύο τιμάς, τών οποίων τό πηλίον έστι ίσον πρός $3 \cdot 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{sec}^2$.

δηλ. ίσων πρὸς τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός εἰς τὸ κενόν.
 Ἐὰν ἐπιταλάβωμεν τὸ αὐτὸ καὶ διὰ τὰ ὑπόλοιπα μεγέθη
 (π.λ. φορτίον, τάσιν κ.λ.π) θὰ εὕρωμεν ὅτι τὸ σπλικὸν εἶναι
 πάντοτε ὀυαμίᾳ πρὸς τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός.

Ἡ ἐμφάνις τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός δὲν εἶναι περίεργος
 γινώσκων ὡς ὅφιν ὅτι τὰ ὀπτικά φαινόμενα εἶναι, ὡς ὁ Μ
 κελὶ ἀπέδειξε, μερικαὶ περιπτώσεις τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν
 φαινομένων.

§ 116. ΕΥΘΥΓΡΑΜΜΟΝ ΡΕΥΜΑ. Θεωρήσωμεν ἀτέρμονα εὐθύ
 γραμμὸν ἀγωγὸν (Σχ. 82) διαρρέομενον ἀπὸ
 ρεύμα ἐντάσεως i .

Ἄν χωρήσωμεν τὸν ἀγω-
 γὸν εἰς στοιχειώδη τμήματα μήκους Δs ἑ-
 καστῶν καὶ ὑπολογίσωμεν τὴν ἔντασιν ΔH ἐξ
 ἑκάστου τούτων εἰς σημεῖον A τοῦ πεδίου,
 κειμένου εἰς ἀπόστασιν $OA = R$ ἀπὸ τοῦ ἀγω-
 γοῦ, εὕρισκομεν βίσει τοῦ νόμου Biot-Savart



(§ 114 τύπος 3), τῇ βοήθειᾳ τοῦ ολοκληρωτι-
 κοῦ λογισμοῦ, ὅτι ἡ ὀλικὴ ἔντασις τοῦ μαγν. πεδίου εἰς τὸ A
 δέχεται ὑπὸ τοῦ τύπου: $H = \frac{2i}{R}$ (4) ἢ $H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2I}{R}$ (4)

ἔνθα τὸ H παρέχεται εἰς Gauss, ὅταν ἡ ἔντασις i πῆθεται εἰς
 H.M.M - ἐντάσεως, (ἢ I εἰς Ampère) καὶ ἡ ἀπόστασις R εἰς cm.

Ἐπειδὴ ἕκαστον ἀνυσμα ΔH εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τὸ ὀ-
 ριζόμενον ὑπὸ τοῦ Δs καὶ τοῦ σημείου A ἔπεται ὅτι καὶ τὸ ἀνυσμα
 H εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τὸ ὀριζόμενον ὑπὸ τοῦ ἀγωγοῦ
 καὶ τοῦ σημείου A . Ἡ φορά τοῦ H εἶναι τοιαύτη ὥστε νά πλη-
 ται ὁ κανὼν τοῦ δεξιοετροφῶς κοχλίου (§ 113).

Σημ. Οἱ τύποι (4) ἢ (4') ἐφαρμόζονται, κατὰ προσέγγισιν, διὰ
 κρᾶν εὐθύγραμμων ἀγωγῶν.

§ 117. ΚΥΚΛΙΚΟΝ ΡΕΥΜΑ. Ἐστω ὅτι ἠλεκτρικὸν ρεῦμα ἐντάσε-
 ῖς i διαρρεῖ κυκλικὸν ἀγωγὸν (Σχ. 83) ἀκτίνας R , ὅστις διαπεράσκει
 καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδόν του, ὑπὸ ὀριζοντίου φύλλου χάρτου, δι-
 αχομένου διὰ τοῦ κέντρου O τοῦ ἀγωγοῦ. Ἄν διὰ ρινημάτων
 ἄλλου σχηματίσωμεν τὸ μαγνητικὸν φάσμα, παρατηροῦμεν ὅτι αἱ
 δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι συγκεντρικαὶ περιφέρειαι, μέ κέντρα
 καὶ β καὶ ὅτι, ὅσον πλησιάζομεν πρὸς τὸ κέντρον O τοῦ ἀγωγοῦ

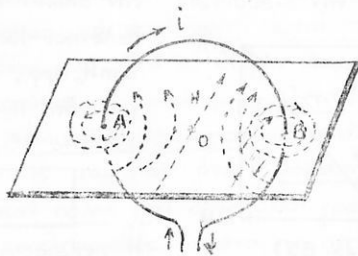
Τό μαγνητικόν πεδίου τείνει νά γίνη ὁμογενές. Ἡ διαί τοῦ κέντρου
 0 διερχομένη δυναμική γραμμή
 εἶναι εὐθεία κάθετος ἐπί τό ἐπί-
 πεδόν τοῦ κυκλικῷ ἀγωγῷ.

Τό κυκλικόν ρεῦμα συμπεριφέρε-
 ται ὡς μαγνητικόν φύλλον.

Εἰς τήν μίαν ὄψιν τοῦ ἐξέρχον-
 ται αἱ δυναμικαί γραμμαί (βό-
 ρειος πόλος τοῦ μαγν. φύλλου)

εἰς δέ τήν ἐτέραν εἰσέρχονται

(νόπος πόλος τοῦ μαγνητ. φύλλου). Δι' ὁλοκληρώσεως τοῦ τύπου
 (3'), θέτοντες $S = 2\pi R$ (τό ἄθροισμα ὅλων τῶν στοιχείων) καί $\eta\mu\phi = 1$
 (δι' ὅλα τά στοιχεῖα), ὑπολογίζομεν τήν ἔντασιν H τοῦ μαγν. πεδίου
 εἰς τό κέντρον τοῦ κυκλικῷ ρεύματος. Αὕτη εὐρίσκεται :



Σχ. 83

$$H = \frac{2\pi i}{R} \quad (5) \quad \eta \quad H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2\pi I}{R} \quad (5')$$

Τό H παρέχεται εἰς Gauss, ὅταν τά i (ἢ I) τίθενται εἰς ΗΜΜ.
 ἐντάσεως (ἢ Ἀμπέρε) καί τό R εἰς cm.

§ 118. ΠΥΞΙΣ ΤΩΝ ΕΦΑΠΤΟΜΕΝΩΝ. Κυκλικός ἀγωγός μέ μαγνη-
 τικήν βελόνην (ἀποκλίσεως) εἰς τό κέντρον
 ἀποτελεῖ τήν καλουμένην πυξίδα τῶν ἐφα-
 πτομένων (Σχ. 84).

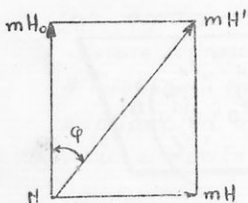
Κατ' ἀρχάς πρόανατολίζομεν τό ἐπίπεδον
 τῆς σφαιρας, ὥστε νά συμπίπτῃ μέ τό ἐπίπε-
 δον τοῦ μαγνητικῷ μεσημβρινοῦ, ὅτε ὁ μαγνη-
 τικός ἄξων τῆς βελόνης συμπίπτῃ μέ τό
 ἐπίπεδον τῆς σφαιρας.

Διαβιβάζοντες ἠλεκτρικόν ρεῦμα, ἡ βελόνη ἀποκλίνει ἔστω κα-
 τὰ γωνίαν ϕ , διότι ἐκ τοῦ ρεύματος ἀναπτύσσεται μαγνητικόν πε-
 δίου τοῦ ὁποῖου ἡ ἔντασις H εἰς τό κέντρον ἔχει τοιαύτην φοράν ὥ-
 στε νά τείνῃ νά φέρῃ τήν βελόνην εἰς θέσιν κάθετον ἐπί τό ἐπί-
 πεδον τῆς σφαιρας. Ἐπί ἐκάστου πόλου τῆς βελόνης ἀσκούνται δύο
 ἐντάσεις (Σχ. 85), ἡ μὲν mH_0 κειμένη εἰς τό ἐπίπεδον τοῦ μαγ-
 ητικῷ μεσημβρινοῦ (ἐνθα H_0 εἶ ὀριζοντία συνιστώσα τοῦ γνήσιου
 πεδίου) ἡ δέ ἑτέρα mH κάθετος ἐπί τήν προσηγουμένην (εἰς τόν



(Σχ. 84)

έτερον πόλον έχουμε $-mH_0$ και $-mH$). Ἡ συνισταμένη: mH' δεικνύει τὴν διεύθυνσιν τὴν ὁποίαν λαμβάνει ὁ μαγνητικὸς ἄξων τῆς βελόνης. Ἐκ τοῦ σχήματος εὐνόηθωμεν $mH' = mH_0 \epsilon\phi\phi$, ἐπομένως: $\epsilon\phi\phi = \frac{H}{H_0}$. Ἄλλ' εἶδομεν ὅτι $H = \frac{2\pi I}{10R}$, ἄρα: $\epsilon\phi\phi = \frac{2\pi I}{10R H_0}$. Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης λαμβάνομεν:



(Σχ. 85)

$$I = \frac{10R H_0}{2\pi} \cdot \epsilon\phi\phi \quad (6)$$

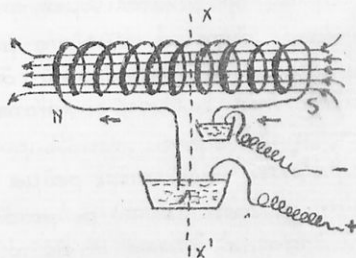
Ἡ ἐκείσις αὐτὴ παρέχει τὴν τιμὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος διὰ μετρήσεως τῆς γωνίας ϕ , γνωστών ὄντων τῶν H_0 καὶ R . Ἐπειδὴ ἡ ἐντάσις τοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογος τῆς ἐφαπτομένης τῆς γωνίας ἐκτροπῆς ϕ τῆς βελόνης, διὰ τοῦτο τὸ ὄργανον καλεῖται πυξίς τῶν ἐφαπτομένων. Ἐννοεῖται ὅτι ἡ τιμὴ τῆς ἐντάσεως παρέχεται εἰς Ἀμπέρε, ἐφ' ὅσον H_0 καὶ H τίθενται εἰς Gauss καὶ cm ἀντιστοίχως.

Συνεθέσεται, ἵνα ἡ ἐπιδρᾶσις τοῦ ρεύματος ἐπὶ τῆς βελόνης εἶναι σηµαντικὴ, αὐξάνουν τὸν ἀριθμὸν τῶν σπειρῶν, ἂν αὗται εἶναι n τότε:

$$I = \frac{10R H_0}{2\pi n} \cdot \epsilon\phi\phi \quad (6')$$

Ἐπὶ τῆς ἀρχῆς τῆς πυξίδος τῶν ἐφαπτομένων στηρίζονται ὄργανα μετρήσεως τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος (ἔξ. 128, α).

§ 119. ΣΩΛΗΝΟΕΙΔΕΣ. (Σχ. 86). Ὀνομάζομεν σωληνοειδές, σύστημα πολλῶν κυκλικῶν ἀγωγῶν τῆς αὐτῆς ἀκτίνος, οἱ ὅποιοι εἶναι παράλληλοι καὶ εἰς ἴσας ἀπ' ἀλλήλων ἀποστάσεις περὶ κοινόν ἄξονα καὶ διαρρέονται ὑπὸ ρευμάτων ὁμορρόπων καὶ τῆς αὐτῆς ἐντάσεως. Τὸ σωληνοειδές πραγματοποιεῖται διὰ τῆς περιλίξεως ἑνός ἐπὶ κυλινδρικοῦ ἀπιφανείας (πηνίου). Ἐκείτη σπείρα τούτου, ὅταν τὸ σωληνοειδές διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος, δημιουργεῖ μαγνητικὸν πεδίου καὶ τὸ συνολικὸν ποτέλεσμα εἶναι ὅτι τὸ σωληνοειδές παρουσιάζει μαγνητικὸν πόλο



(Σχ. 86)

εμα ὁμοιον πρὸς τὸ φάσμα μαγνήτου. Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἰσέρχονται εἰς τὸ ἄκρον τοῦ σωληνοειδοῦς ἐκεῖνο, ἐναντι τοῦ ὁποῦ οὐ ἰετᾶμεται βλέπομεν τὸ ρεῦμα νὰ κυκλοφορῇ κατὰ τοὺς δείκτας τοῦ ἰσρολογίου, ἐνῶ ἐξέρχονται ἀπὸ τὸ ἕτερον ἄκρον, ὅπερ παρατηροῦντες βλέπομεν τὸ ρεῦμα νὰ κυκλοφορῇ ἀντιθέτως πρὸς τὴν φοράν περιεγραφῆς τῶν δεικτῶν ἰσρολογίου. Συνεπῶς τὸ σωληνοειδὲς θά ἔχη τὰς ἰδιότητες μαγνήτου ἥτοι: βόρειον (αἱ δυν. γραμμαὶ ἐξέρχονται) καὶ νότιον πόλον (αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἰσέρχονται). Πράγματι, ἂν τὸ σωληνοειδὲς δύναται νὰ περιστραφῇ περὶ ἄξονα xx' , λαμβάνει τὴν διεῦθυνσιν βορρᾶ - νότου. Ἄν ἀφεθῇ ἐλεύθερον, ὁ βόρειος πόλος τοῦ σωληνοειδοῦς (ὡς ἄνωτέρω ἀριεσθ) ἔλκεται ὑπὸ τοῦ νοτίου πόλου μαγνήτου ἢ ἄλλου σωληνοειδοῦς, ἀπωθεῖται δὲ ὑπὸ τοῦ βορείου πόλου τούτων, ἂν δὲ ἀναστραφῇ ἡ φορά τοῦ ρεύματος πού διαρρέει τὸ σωληνοειδὲς οἱ πόλοι τοῦ ἀναστρέφονται. Εἰς τὸ ἔσωτερικόν τοῦ σωληνοειδοῦς αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ εἶναι περὶ τὸ μέσον αὐτοῦ παράλληλοι καὶ ἐπομένως τὸ πεδῖον ὁμογενές. Ἡ φορά τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐντὸς τοῦ σωληνοειδοῦς εἶναι ἡ φορά καθ' ἣν προχωρεῖ δεξιόστροφος κοχλίας τοποθετούμενος κατὰ τὸν ἄξονα τοῦ σωληνοειδοῦς καὶ στρεφόμενος κατὰ τὴν εἰς τὰς σπείρας φοράν τοῦ ρεύματος. Ἡ πυκνότης τῶν δυναμικῶν γραμμῶν εἰς τὸ ἔσωτερικόν τοῦ σωληνοειδοῦς εἶναι ἀσυχκρίτως μεγαλύτερα παρὰ ἔξω. Διὰ τοῦτο καὶ ἡ ἐντὸς αὐτοῦ ἐντάσις (H) τοῦ πεδίου εἶναι ἀσυχκρίτως μεγαλύτερα παρὰ ἔξω. Ἡ ἐντάσις H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐντὸς μακροῦ σωληνοειδοῦς φέροντος n σπείρας κατὰ cm μήκους, ὅταν τοῦτο διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἐντάσεως I Amperes, παρέχεται εἰς Gauss ὑπὸ τοῦ τύπου:

$$H = \frac{4\pi n I}{10} \quad (7)$$

Ὁ συντελεστὴς $\frac{4\pi}{10} = 1,25$ εἶναι σταθερὸς καὶ ὁ τύπος (7) γράφεται:

$$H = 1,25 n I \quad (7')$$

Σημ. Ἄν σωληνοειδὲς μήκους l cm φέροι συνολικῶς, N σπείρας τότε: $n = \frac{N}{l}$ στροφαὶ cm καὶ ὁ τύπος (7') λαμβάνει τὴν μορφήν:

$$H = k \cdot \frac{NI}{l} \quad (8)$$

ἥτις δεικνύει ὅτι ἡ ἐντάσις τοῦ μαγν. πεδίου εἰς τὸ ἔσωτερικόν σω-

ληνοειδούς εξαρτάται αποκλειστικώς ἐκ τοῦ πηλίκου $\frac{N \cdot I}{L}$, ἀφοῦ ὁ συντελεστὴς K εξαρτάται μόνον ἀπὸ τὰς μοιάδας καὶ εἶναι $K=1,25$ ὅταν I εἰς Ἀμπέρε, l εἰς cm καὶ H εἰς Gauss. —

Ἄν θέσωμεν $K=1$ ὁ τύπος (8) γίνεται: $H = \frac{NI}{L} = nI$ (9), ἢ ἔντασις ἀμῶς τοῦ μαγν. πεδίου θά παρέχεται εἰς πρακτικὰς μοιάδας, ἐκάστη τῶν ὁποίων καλεῖται ἀμπεροστροφή κατὰ cm (Α-στροφή/cm) καὶ εἶναι: 1Α-στροφή/cm = $\frac{4\pi}{10} = 1,25$ Gauss.

Ἄν π.χ. σωληνοειδὲς μήκους 40 cm ἔχει συνολικῶς 50 σπείρας καὶ διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος 5Α, τότε ἡ ἔντασις τοῦ μαγν. πεδίου ἐντὸς αὐτοῦ θά εἶναι, βραβεῖ τοῦ τύπου (9).

$$H = \frac{50 \cdot 5}{40} = 6,25 \frac{\text{Α-στροφαί}}{\text{cm}} \quad \text{καὶ συνεπῶς} \quad H = 6,25 \cdot 1,25 = 7,81 \text{ Gauss.}$$

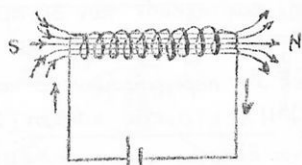
§ 120. ΠΡΟΕΛΕΥΣΙΣ ΤΩΝ ΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΠΕΔΙΩΝ. Ἡ πειραματικὴ διαπίστωσις, ὅτι τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα δημιουργεῖ περίξ αὐτοῦ μαγνητικὸν πεδίων, μᾶς ἀγεῖ εἰς τὸ ἔξης συμπέρασμα:

«Κατὰ τὴν μετακίνησιν ἠλεκτρικοῦ φορτίου παράγεται πάντοτε μαγνητικὸν πεδίων». Πρῶτος ὁ Ἀμπέρε διετύπωσε τὴν γνώμην ὅτι καθε μαγνητικὸν πεδίων ὀφείλεται εἰς τὴν κίνησιν ἠλεκτρικῶν φορτίων καὶ ἐπομένως εἶναι κοινὴ ἢ προέλευσις παντός μαγνητικοῦ πεδίου. Τὸ μαγνητικὸν πεδίων μονίμου μαγνήτου ἐξηγεῖται σήμερον ἀριστα μὲ τὴν θεωρίαν τοῦ Ἀμπέρε, ἐκ τῶν ρευμάτων τῶν προερχομένων ἐκ τῆς περιφορᾶς τῶν ἠλεκτρονίων περὶ τοὺς πυρῆνας τῶν ἀτόμων. Ἡ κατάλληλος διάταξις τῶν στοιχειωδῶν τούτων ρευμάτων, ὡς εἰς σωληνοειδὲς, ἐρμηνεύει τὴν προέλευσιν τοῦ μαγν. πεδίου μονίμου μαγνήτου. Ἀνάλογος ἐρμηνεία δίδεται καὶ διὰ τὸ χυλίνον μαγν. πεδίων (§ 18).

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΑΙ

§ 121. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΗΣ. Ἐάν ἐντὸς σωληνοειδούς (πηνίου) εἰσαγάγωμεν πυρῆνα ἐκ μαλακοῦ σιδήρου τότε ὁ πυρῆν καθίσταται μαγνήτης τοῦ ὁποίου οἱ πόλοι συμπίπτουν μὲ τοὺς πόλους τοῦ σωληνοειδούς (Σχ. 87). Ἡ μαγνήτισις τοῦ ἐκ μαλακοῦ σιδήρου πυρῆνος εἶναι παροδικὴ καὶ διαρκεῖ ὅσον καὶ ἡ διὰ τοῦ πηνίου διέλευσις τοῦ ρεύματος. Τὸ τοιοῦτον σύστημα πηνίου μετὰ πυρῆνα

μαλακού σιδήρου καλεῖται ηλεκτρομαγνητής. Χωρίς τὸν πυρήνα, ἐντὸς τοῦ σιδήρου, τὸ μαγνητ. πεδίου ἔχει ἔντασιν H ἥτις παρέχεται ὑπὸ τοῦ τύπου (7') τῆς § 119. Ὄταν τοῦ ὅ πυρήν τὸ μαγνητ. πεδίου δὲν ἔχει ἔντασιν H ἀλλὰ πολὺ μεγαλύτερον B , ἡ ὁποία καλεῖται μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ καὶ εἶναι:

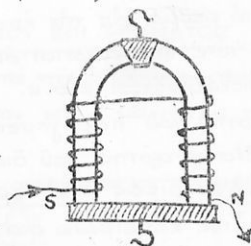


(Σχ. 87)

$B = \mu \cdot H$ ὅ συντελεστὴς μ καλεῖται μαγνητικὴ διαπερατότητα τοῦ σιδήρου (§ 13) καὶ δύναται νὰ λάβῃ μεγάλας τιμὰς. Κατὰ τὴν τοποθέτησιν τοῦ πυρήνος ἐκ μαλακοῦ σιδήρου ἐντὸς τοῦ σωληνοειδοῦς ἐπέρχεται προσανατολισμὸς τῶν στοιχειωδῶν κυκλικῶν ρευμάτων τῶν ἀτόμων τοῦ Fe , τῆ ἐπιδράσει τοῦ μαγνητ. πεδίου τοῦ σωληνοειδοῦς καὶ οὕτω ταῦτα δημιουργοῦν νέον σωληνοειδῆς τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασιν ἐπιπροσέθεται εἰς τὴν ἔντασιν H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ σωληνοειδοῦς, μὲ ἀποτέλεσμα νὰ ἐντείνεται τὸ πεδίου εἰς τὴν τιμὴν B τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς. Κατὰ τὴν διακοπὴν τοῦ ρεύματος τὰ στοιχειώδη κυκλικά ρεύματα τῶν ἀτόμων τοῦ σιδήρου χάνουν τὸν προσανατολισμὸν των καὶ ὁ πυρὴν ἀπομαγνητίζεται.

(Πυρὴν ἐκ χάλυβος μαγνητίζεται μονίμως καὶ διατηρεῖ τὴν μαγνητικὴν του μετὰ τὴν διακοπὴν τοῦ ρεύματος.) Τὸ Σχ. 88 παριστᾷ πεταλοειδῆ ηλεκτρομαγνήτην μὲ πυρὴν ἐκ μαλακοῦ σιδήρου ἐκδήματος πεταλοειδοῦς περὶ τὸν ὁποῖον περιτυλίσσεται μεμονωμένον εὐρμα, οὕτως ὥστε τὰ ἄκρα τοῦ σιδήρου νὰ γίνουσι ἀντίθετοι πόλοι.

Πλάξ ἐκ μαλακοῦ σιδήρου δύναται νὰ χρησιμεύσῃ ὡς ὄπλιμος τοῦ ηλεκτρομαγνήτου. Ὄταν ὁ ὄπλιμος εὐρίσκειται εἰς ἐπαφὴν μὲ τοὺς πόλους τοῦ ηλεκτρομαγνήτου, τότε προσκολληταὶ ἐπ' αὐτοῦ καὶ ἡ ἀπαιτούμενη δύναμις πρὸς ἀπόσπασιν τοῦ ὄπλιμου καλεῖται καὶ φέρουσα δύναμις τοῦ ηλεκτρομαγνήτου.



Σχ. 88

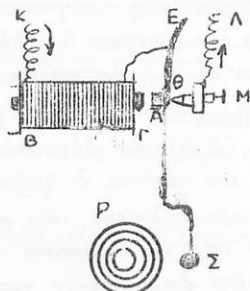
Ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ φέρουσα δύναμις (F) ηλεκτρομαγνήτου δίδεται ὑπὸ τοῦ τύπου :

$F = \frac{2SB^2}{8\pi}$, ἐνθα S τὸ ἐμβαδὸν ἐκάστου πόλου (εἰς cm^2) καὶ B ἡ μαγνητ. ἐπαγωγὴ (εἰς Gauss), ἡ δὲ F εἰς dyn.

§ 122. ΕΦΑΡΜΟΓΑΙ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΩΝ. Οὗτοι χρησιμεύουν

εἰς τὴν κατασκευὴν τῶν δυναμομηχανῶν, ηλεκτροκινητῶν, μεταμορφωτῶν, συσκευῶν λειτουργουσῶν ἐξ ἀποστάσεως καὶ ἄλλων μηχανημάτων ἐξ ὧν περιγράφομεν τὰ κάτωθι :

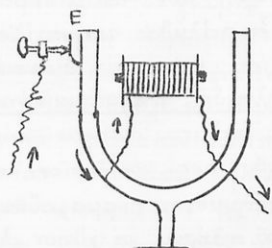
19) Ἡλεκτρικὸς κώδων (Σχ. 89) . Πρὸ τοῦ ηλεκτρομαγνήτου ΒΓ ὑπάρχει ἔλασμα φέρον ὀπλισμὸν Α ἐκ μαλακοῦ σιδήρου ἔναντι ἀκρίβως τοῦ πυρῆνος Γ. Ὅς δεικνύει τὸ σχῆμα, διαβιβαζομένου τοῦ ρεύματος διὰ τῶν ἀκροδεκτῶν Κ καὶ Λ, ὁ ὀπλισμὸς Α ἔλκεται, ἢ σφύρα Σ κρούει τὸν ἀμετάθετον κώδωνα Ρ ἐνῶ τὸ ρεῦμα διακόπτεται εἰς τὸ Θ. Διακοπτομένου τοῦ ρεύματος τὸ ἔλασμα ἐπανερχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν του θέσιν, ὅποτε πάλιν κλείεται τὸ κύκλωμα κ.ο.κ.



(Σχ. 89)

Ἡ συχνότης τῶν κρούσεων ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς ἰδίας συχνότητος τοῦ ἔλασματος ΑΕ.

20) Ἡλεκτρομαγνητικὸν διαπασῶν. Τὸ Σχ. 90 ἐξηγεῖ ἐπαρκῶς τὴν λειτουργίαν του. Διερχομένου τοῦ ρεύματος τὰ ἐκέλη τῶν διαπασῶν (ἐκ χάλυβος συνιστάμενα) ἔλκονται καὶ διακόπτεται τὸ ρεῦμα εἰς τὴν ἐπαφὴν Ε, τὰ ἐκέλη τότε ἐπανερχοῦνται ὅποτε τὸ ρεῦμα ἀποκαθίσταται κ.ο.κ.

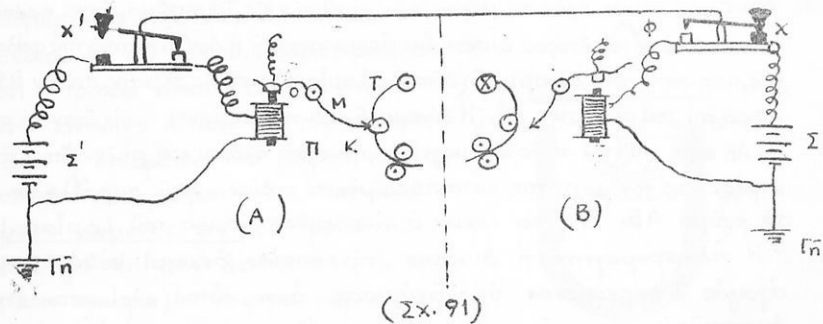


(Σχ. 90)

Ἡ συχνότης τοῦ παραγομένου ἤχου εἶναι ἡ ἰδία συχνότης τοῦ διαπασῶν.

21) Ἡλεκτρικὸς τηλεγράφος.

(Σχ. 91). Οὗτος χρησιμεύει διὰ τὴν ἐξ ἀποστάσεως ἐπικοινωνίαν. Οἱ ἐπικοινωνοῦντες σταθμοὶ ἔχουν ὅμοια ὄργανα, ἥτοι: πομπὴν καὶ τὸν δέκτην, ὅστις λειτουργεῖ δι' ηλεκτρομαγνήτου εἰς τὸ εὐετημα τοῦ Morse. Ὅς καὶ εἰς τὸ σχῆμα φαίνεται, ὅταν εἰς τὸν σταθμὸν Β πιέζεται τὸ χειριστήριον Χ, ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ ηηνίου Π τοῦ σταθμοῦ Α, ὁ ηλεκτρομαγνήτης οὕτως ἔλκει τότε τὸν ὀπλισμὸν του Ο, ὅτε ὁ μακλὸς Μ πιέζει τὸ ἄκρον του Κ, φέρον μελάνην, ἐπὶ τοῦ χάρτου Τ, ὅστις ἀποτελεῖ ταινίαν ἥτις διαρκῶς ἐξελιίσσεται. Ἐὰν ἡ πίεσις τοῦ χειριστηρίου εἶναι στιγμιαία, ἐπὶ τοῦ χάρτου γράφεται μία στιγμῆ.



(Σχ. 91)

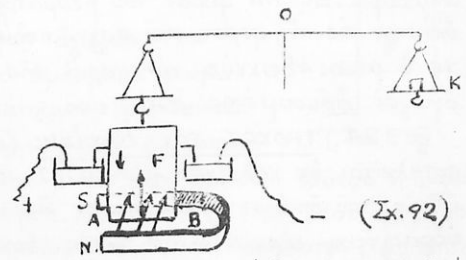
εάν δὲ διαρκέσῃ κάπως, χαρασσεται γραμμὴ. Εἰς τὸν μορφεῖόν κωδῶν
καὶ αἱ γραμμαὶ καὶ αἱ στιγμαὶ ἀποτελοῦν γράμματα, οὕτω π.χ. :

τὸ α = — — — — —, τὸ β = — · · · · ·, τὸ κ = — · — — — — κ.ο.κ.
Ταῦτα συνδυάζονται πρὸς λέξεις κ.ο.κ. Ὅταν ὁ β λειτουργῇ ὡς
πομπὸς τῆς στήλης Σ εἶναι ἐκτὸς κυκλώματος τοῦ χειριστηρίου χ' ἐν-
δριαικομένου εἰς θέσιν τοῦ σχήματος (δηλαδὴ μὴ χειρίζοντος).

Καθὼς εἰς τὸ σχῆμα φαίνεται δὲν ὑπάρχει εὐρμα ἐπιετροφῆς τοῦ
ρεύματος. Τὸν ρόλον ὅμως τοῦ εὐρματος τούτου ἐκπληροῖ ἡ Γη, ὡς
ἀποδεικνύει ἡ πράξις. Ἡτοι ἐν μόνον εὐρμα εἶναι ἀρκετὸν μετα-
ξύ τῶν δύο σταθμῶν.

ΕΠΙΔΡΑΣΙΣ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΕΠΙ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

§ 123. ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ LAPLACE. Κατὰ τὴν ἐπίδρασιν ρεύματος ἐπὶ
μαγνήτου, ἂν τὸ ρεῦμα εἶναι ἀκίνητον καὶ ὁ μαγνήτης κινητός, ἐκ-
δηλοῦται κίνησις τοῦ
μαγνήτου. Ἄν ὅμως τὸ
ρεῦμα εἶναι κινητὸν καὶ
ὁ μαγνήτης ἀκίνητος τό-
τε, ἐξ ἀντιδράσεως, τὸ
ρεῦμα τίθεται εἰς κίνη-
σιν. Πράγματι, ἂν κατα-
στή τὸ ρεῦμα ΑΒ κινη-
τὸν, διὰ τῆς διατάξεως τοῦ
σχήματος 92 καὶ ἰσορροπηθῇ διὰ στα-
βῶν Κ, τότε, κατὰ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ πε-
ταλοειδοῦς μαγνήτου ἐπὶ τοῦ ρεύματος τοῦ κλάδου ΑΒ, ἡ φάλαγγ



(Σχ. 92)

του ζυγού κλίνει προς τό μέρος των σταθμών Κ. Τά σταθμά, ότινα πρέπει να τεθούν επί του έτέρου δίσκου ίνα αποκατασταθή ή όριζοντιότης της φάλαγγος, παριστούν την δύναμις F (δύναμις Laplace) μεθ' ής τό μαγν. πεδίου NS έπιδρά επί του ρεύματος AB. Η δύναμις F έχει την μέγιστη τιμή, όταν τό ρεύμα AB είναι κάθετον προς τάς μαγν. γραμμάς του πεδίου και μηδενίζεται, όταν στρέφοντες τόν μαγνήτην, καταστήσωμεν τό πεδίου αυτό παράλληλον προς τό ρεύμα AB. Έν γενεί ίσχύει ό ακόλουθος νόμος του Laplace :

“ Η ηλεκτρομαγνητική δύναμις την οποίαν δέχεται εύθύγραμμος άγωγός διαρρεόμενος υπό ρεύματος, όταν ούτος εύρίσκεται έντός όμογενούς μαγνητικού πεδίου, είναι κάθετος προς τό επίπεδον τό όριζόμενον υπό του άγωγού και της έντάσεως του μαγνητικού πεδίου. Η ένταση της δυνάμεως ταύτης είναι ανάλογος προς τό μήκος (l) του άγωγού, ανάλογος προς τήν έντασιν (i) του ρεύματος, ανάλογος προς τήν έντασιν H του μαγν. πεδίου και ανάλογος προς τό ήμίτονον της γωνίας (φ) τήν οποίαν σχηματίζει ή έντασις του ρεύματος μέ τήν έντασιν του μαγν. πεδίου. »

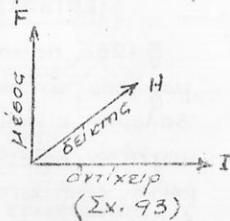
Ητοι

$$F = i \cdot l \cdot H \cdot \eta \mu \varphi$$

ή

$$F = \frac{1}{10} I \cdot l \cdot H \cdot \eta \mu \varphi$$

ένθα ή F παρέχεται εις dyn άν κατά σειράν τό l, i (ή I) και H εκφράζονται εις cm, H.M.M (ή A) και Gauss. Ο έπόμενος έμπειρικός κόνων παρέχει τήν φοράν της δυνάμεως (F) Laplace : “ Τεινομεν τρεις τρεις πρώτους δακτύλους της δεξιάς χειρός ώστε να σχηματίζουν όρθία γωνία μεταξύ των και κατευθύνωμεν (Σχ. 93) τόν αντίχειρα εις τήν φοράν του ρεύματος, τόν δείκτην εις τήν φοράν του μαγν. πεδίου, τότε ό μέσος δεικνύει τήν φοράν της επί του άγωγού άσκουμένης δυνάμεως.



§ 124. ΤΡΟΧΟΣ ΤΟΥ BARLOW (ή δίσκος Faraday). Ούτος αποτελείται εκ χαλκίνου δίσκου (Σχ. 94) στρεπτού περί όριζόντιον άξονα του οποίου τό κατώτατον άκρον έφάπτεται της έπιφανείας ύδαρρήνου εύρισκόμενου έντός δοχείου Δ. Τό κάτω μέρος του δίσκου εύρίσκεται μεταξύ των πόλων πεταλοειδούς μαγνήτου NS και διατέμνεται καθέτως υπό των δυναμικών γραμμών του πεδίου. Διαβιβάζομεν ηλεκτρικόν ρεύμα, τό οποίον διέρχεται διά του

Παρομοίως εύρισκεται ότι τό ρεύμα Β ενεργεί έλκτικώς επί του Α. Άν έν τών ρευμάτων άναστραφή (Σχ. 96) τότε τά άλληλεπιδρώντα ρεύματα καθίστανται άντίρροπα και ή επί εκάστου άσκουμένη δύναμις άναστρέφεται, άστε να προκύπη μετρίξυ τούτων άπώσις.

Η δύναμις (F) ή άσκουμένη μεταξύ παράλληλων ρευμάτων, παρέχεται εις αμη υπό του τύπου :

$$F = \frac{2I_1 \cdot I_2 \cdot \ell}{100z}$$

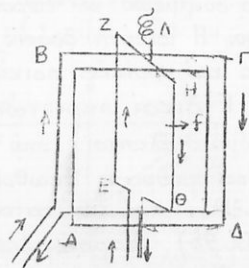
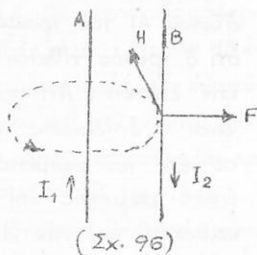
ένθα ℓ τό κοινόν μήκος αυτών εις cm, I_1 και I_2 αί έντάσεις των ρευμάτων εις Amperes και z ή άπόστασις αυτών εις cm.

2^{ov}) Δύο ρεύματα, τά όποια εκηματίζουν γωνίαν, έλκονται μέν άν ταυτα διευθύνονται άμφότερα προς την κορυφήν της γωνίας ή άν άμφότερα απομακρύνονται εκ ταύτης, άπωθούται δέ, άν τό έν διευθύνεται προς την κορυφήν και τό άλλο απομακρύνεται ταύτης,,. Κατ' αυτών τον τρόπον τά δύο ρεύματα τείνουν να γίνουν παράλληλα και όμόρροπα.

§ 126. ΗΛΕΚΤΡΟΔΥΝΑΜΟΜΕΤΡΟΝ. Τούτο στηρίζεται εις την άμοιβαίαν επίδρασιν των ρευμάτων. Τό ηλεκτροδυναμόμετρον (Σχ. 97) αποτελείται από δύο πηνία εκ των όποιων τό έν είναι άκίνητον (ΑΒΓΔ), τό δέ έτερον (ΕΖΗΘ) δύναται να στρέφεται έξαρτώμενον δι' έλατηρίου Λ.

Τά έπίπεδα των δύο πηνίων είναι κάθετα μεταξύ των.

Όταν διά των πηνίων κυκλοφορή ρεύμα, εκ της ήλεκτροδυναμική. δράσεως, προκαλείται στροφή του κινητού πηνίου. Η ροπή του ζεύγους, που προκαλεί την στροφή είναι άνάλογος του γινομένου $I_1 \cdot I_2$ των έντάσεων των ρευμάτων που διατρέχουν τά δύο πηνία. Άν ταυτα ευθεθούν εν σειρά, τότε ή στροφή του κινητού πηνίου θα είναι άνάλογος του τετραγώνου της έντάσεως (1^η) του ρεύματος. Εις την περίπτωσην ταύτην ή φορά της στροφής του κινητού πηνίου είναι άνεξάρτητος της φοράς του ρεύματος. Ένδεσθεν δύναται να χρησιμποιηθῆ και δι' έναλλαζόμενον ρεύμα. Τά ηλεκτροδυναμόμετρα χρησιμεύουσιν και προς μέτρησιν έντάσεως ή τάσεως ή άόμυς και ισχύος ρεύματος.



ΟΡΓΑΝΑ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

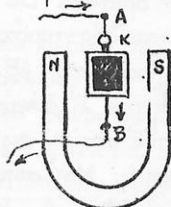
§ 127. ΓΕΝΙΚΑ. Εἰς μετρήσεις ἀκριβείας γίνεται χρῆσις ἡλεκτροστατικῶν ὀργάνων, τὰ ὁποῖα ἐστηρίζονται ἐπὶ τῶν δυνάμεων τῶν προσερχομένων ἐξ ἡλεκτρικῶν πεδίων. Τοιοῦτον π.χ. εἶναι τὸ ἡλεκτρόμετρον (§ 46).

Συνθετέρον ὁμῶς χρησιμοποιοῦνται ἡλεκτρομαγνητικὰ ὄργανα, τὰ ὁποῖα ἐστηρίζονται εἰς τὰς μαγνητικὰς ιδιότητες τοῦ ἡλεκτρικοῦ ρεύματος. Τὰ κυριώτερα τῶν ὀργάνων τούτων περιγράφονται κατωτέρω.

§ 128. ΓΑΛΒΑΝΟΜΕΤΡΑ. Διὰ τῶν γαλβανόμετρων διαπιστοῦμεν ἂν εἷας ἀγωγὸς διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα καθὼς ἐπίσης καὶ ποῖα εἶναι ἡ φορά τοῦ ρεύματος. Ἐπίσης ταῦτα χρησιμοποιοῦνται καὶ διὰ τὴν μέτρησιν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ἢ καὶ διὰ τὴν μέτρησιν ἡλεκτρικοῦ φορτίου. Τὰ γαλβανόμετρα εἶναι πολὺ εὐαίσθητα ὄργανα καὶ χρησιμοποιοῦνται διὰ μετρήσεις ἐπὶ ἀσθενῶν ρευμάτων. Ὑπάρχουν διάφοροι τύποι γαλβανόμετρων.

α) Γαλβανόμετρα με κινητὸν μαγνήτην. Ταῦτα ἀποτελοῦνται ἀπὸ κατακόρυφον ἀκίνητον πλαίσιον, ὅπερ διαρρέεται ἀπὸ τὸ ρεῦμα. Τὸ ἐπίπεδον τοῦ πλαισίου ευριπτεται μετὰ τὸν μαγνητικὸν μεσημβρινόν καὶ εἰς τὸ κέντρον τοῦ εὐρίσκεται μαγνητικὴ βελὸν ἄποκλίσεως. Λόγω τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος ἡ βελὸν ἐκτρέπεται ἐκ τῆς θέσεως τῆς ἰσορροπίας τῆς. Τοιοῦτος τύπος γαλβανόμετρου εἶναι ἡ εἰς τὴν § 118 περιγραφείσα πυξὶς τῶν ἐρατομένων. Ὡς γνωστὸν εἶναι: $I = \frac{10RH_0}{2\pi n} \cdot \epsilon\phi\phi$ (τύπος 6', § 118). Θετόντες τὴν σταθερὰν ποσότητα $\frac{10RH_0}{2\pi n} = K$, λαμβάνομεν: $I = K \cdot \epsilon\phi\phi$. Συνεπῶς ἡ ἐντάσις τοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ἐρατομένην τῆς γωνίας καθ' ἣν ἐκτρέπεται ἡ μαγνητικὴ βελὸν.

β) Γαλβανόμετρα με κινητὸν πλαίσιον. Ταῦτα ἀντὶ μαγνητικῆς βελόνης φέρουν κινητὸν πλαίσιον, τὸ ὁποῖον τοποθετεῖται μεταξὺ τῶν ἐκείων μοιρίου πεταλοειδοῦς μαγνήτου. Τὸ πλαίσιον ἐξαρτᾶται καταλλήλως, ὥστε νὰ δύναται νὰ στρέφεται περὶ ἀξὸνα AB (Σχ. 98) κείμενον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου τοῦ μαγνήτου καὶ περιβάλλει πυρῆνα ἐκ μαλακοῦ εὐδηρίου, ὅστις συγκεντρώνει τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου. Κατὰ τὴν διάδοσιν τοῦ ρεύματος

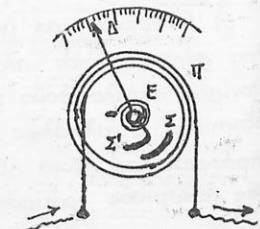


(Σχ. 98)

αναπτύσσεται επί του πλαισίου ζεύγος δυνάμεων, τὸ ὁποῖον τείνει νὰ θέσῃ τὸ ἐπίπεδον τοῦ πλαισίου καθέτως πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς τοῦ πεδίου τοῦ μαγνήτου. Εἰς τὴν τοιαύτην ὁμας ἐπιτροπήν ἀντιδρᾷ ἡ ροπή, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐκ τῆς στρέψεως τοῦ συστήματος ἐξαρτήσεως τοῦ πλαισίου. Οὕτω τὸ πλαίσιον στρέφεται, μέχρις οὗ ἀντισταθμισθῶν αἱ δύο ροπαί, κατὰ γωνίαν ἣτις ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς ἐντάσεως τοῦ διαβιβαζομένου ρεύματος. Ἡ μέτρησις τῆς γωνίας στροφῆς τοῦ πλαισίου ἐπιτυγχάνεται κατοπτρικῶς μετὰ τὴν βοήθειαν μικροῦ κατοπτροῦ Κ προσερμωμένου ἐπὶ τοῦ πλαισίου ἢ καὶ τῆ βοήθειᾳ δείκτου στερεωμένου ἐπὶ τοῦ πλαισίου. Τὰ μετὰ κινητοῦ πλαισίου γαλβανόμετρα δὲν ἐπιπράττονται ἀπὸ τὸ γήϊνον μαγν. πεδίου.

γ) Βαλλιστικά γαλβανόμετρα. Ταῦτα χρησιμεύουν διὰ τὴν μέτρησιν ἠλεκτρικῶν φορτίων. Ἡ ἀρχὴ λειτουργίας τούτων εἶναι ἡ ἑξής: Τὸ ρεῦμα διέρχεται διὰ τοῦ γαλβανομέτρου εἰς ἐλάχιστον χρόνον t κατὰ πολὺ μικρότερον τῆς περιόδου T ταλατώσεως τοῦ κινητοῦ συστήματος τοῦ ὄργανου. Ἐπιτυγχάνεται οὕτω ἀπότομος στροφή τοῦ κινητοῦ συστήματος κατὰ γωνίαν ϕ , ἣτις εἶναι ἀνάλογος τοῦ διαβιβαθέντος φορτίου Q , ἥτοι: $\phi = K \cdot Q$. Ὁ συντελεστὴς ἀναλογίας K (εἰσθερὰ τοῦ ὄργανου) προσδιορίζεται διὰ μέτρησιν τῆς γωνίας ἐκτροπῆς ϕ_1 ὅταν διὰ τοῦ ὄργανου διελθῇ γνωστὸν φορτίον Q_1 . Πρὸς τοῦτο συνδέομεν τὸ γαλβανόμετρον μετὰ τοῦς ὀπλισμῶν πυκνωτοῦ χωρητικότητος C φορτισμένου ὑπὸ τάσιν U . Τότε διὰ τοῦ ὄργανου διέρχεται φορτίον: $Q_1 = C \cdot U$ καὶ ἐπομένως: $\phi_1 = K \cdot C \cdot U$. Ἐκ τῆς ἐξέσεως ταύτης προσδιορίζεται ἡ εἰσθερὰ K .

§ 129. ὈΡΓΑΝΑ ΜΕ ΜΑΛΑΚΟΝ ΣΙΔΗΡΟΝ. Ταῦτα χρησιμοποιοῦνται πολὺ ἐν τῇ πράξει, διὰ μετρήσεις μὴ ἀπαιτούσας μεγάλην ἀκρίβειαν. Τὸ Σχ. 99 παριεστὰ τοιαῦτον ὄργανον. Εἰς τὸ ἑσωτερικὸν πηνίου Π εὐρίσκονται δύο τεμάχια μαλακοῦ εἰδήρου ἰδιόαξοντος ἐκίματος, ἐξ ὧν τὸ Σ εἶναι ἀκίνητον τὸ δὲ ἕτερον Σ' δύναται νὰ στρέφεται περί τὸν ἄξονα τοῦ πηνίου συγκρατούμενον τῇ βοήθειᾳ ἐλατηρίου E . Μετ' αὐτοῦ στρέφεται καὶ ἡ βελόνη τοῦ ὄργανου Δ . Κατὰ τὴν διὰ τοῦ ὄργανου διόδον τοῦ ρεύματος δημιουργεῖται μαγνητικὸν πεδίου ἕνεκα τοῦ ὁποῖου μαγνητίζονται τὰ εἰδηρὰ τεμάχια κατὰ τοιαῦτον τρόπον ὥστε οἱ δύο βόρειοι καὶ οἱ δύο νότιοι



(Σχ. 99)

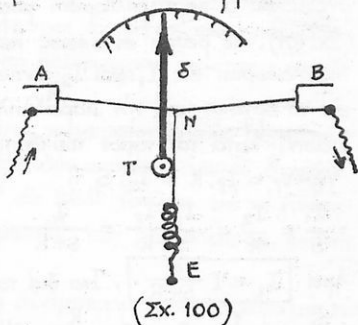
πόλοι να εὐρίσκονται ἀπέναντι ἀλλήλων. Ἡ προώπιουσα ἀπώεις προκα-
 λεί πῆν στροφὴν τοῦ δείκτου Δ τοῦ ὄργανου. Ὅταν ἀναστραφῆ ἡ φορὰ
 τοῦ ρεύματος, ἀναστρέφονται οἱ πόλοι καὶ τὰ δύο τεμάχια Σ καὶ Σ' ἐξαπο-
 λουθοῦν καὶ ἀπαθούται. Ἔτσι δὲ ἀναστρέφεται ἡ φορὰ περιετροφῆς τοῦ
 δείκτου καὶ τὸ ὄργανον εἶναι κατάλληλον διὰ μετρήσεις ἐπὶ ἐναλλασσομέ-
 νων ρευμάτων.

§ 130. ΗΛΕΚΤΡΟΔΥΝΑΜΟΜΕΤΡΟΝ. Ἡ περιγραφή τούτου ἐγένετο εἰς πῆν
 § 126 καὶ ἡ ἀρχὴ λειτουργίας του, ὡς τὸ Σχ. 97 δείκνυσι, στηρίζεται εἰς
 πῆν ἀμοιβαίαν ἐπίδρασιν ρευμάτων.

§ 131. ΘΕΡΜΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ. Ταῦτα στηρίζονται ἐπὶ τῶν θερμικῶν ἀπο-
 τελεσμάτων τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος.

Τὸ ρεῦμα ἀναγκάζεται νὰ διέλθῃ ἀπὸ λεπ-
 τὸν σύρμα, ὅπερ τένεται μεταξὺ τῶν

ἀφροδεκτῶν Α καὶ Β τοῦ ὄργανου (Σχ. 100).
 Εἰς τὸ μέσον Ν τοῦ σύρματος ἀναχωρεῖ
 ἕτερον σύρμα, ὅπερ, περιελισσόμενοι τρο-
 χαλίαν Τ φέρουσαν δείκτην δ, τένεται
 ὑπὸ τοῦ ἐλατηρίου Ε. Κατὰ πῆν διόδον
 τοῦ ρεύματος ἡ θερμία τοῦ σύρματος
 ΑΒ ἀνυψοῦται, τὸ σύρμα ἐπιμηκύνεται



καὶ ἔνεκα τούτου ἡ τροχαλία Τ καὶ ἐπομένως καὶ ὁ δείκτης στρέφεται
 (κατὰ πῆν φορὰν τῶν δεικτῶν τοῦ ὄρολογίου εἰς τὸ ἐκτῆμα). Ἡ φορὰ τῆς ἀ-
 ποκλίσεως εἰς τὸ θερμικὸν ἀμπερόμετρον εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς φορᾶς
 τοῦ ρεύματος. Ἐνεκα τούτου τὰ θερμικὰ ὄργανα χρῆσιμοποιοῦνται καὶ διὰ
 ἐναλλασσόμενα ρεύματα.

§ 132. ΑΜΠΕΡΟΜΕΤΡΑ. Ταῦτα εἶναι βαθμολογημένα γαλβανόμετρα,
 ὥστε νὰ παρέχουν δι' ἀμέσου ἀναγνώσεως εἰς Ἀμπέρε τὴν ἔντασιν τοῦ
 ρεύματος ὅπερ διέρχεται ἐξ αὐτῶν.

Ἡ βαθμολογία αὐτῶν γίνεται ἐν συσχίσει μὲ πῆν πυξίδα τῶν ἐφαπτο-
 μένων ἢ διὰ τοῦ συγχρόνου ἠλεκτρολυτικοῦ προσδιορισμοῦ τῆς ἔντασεως
 τοῦ ρεύματος ἢ ἀκόμη ἐν συσχίσει πρὸς εἰσδήποτε βαθμολογημένον ἢ δὴ
 ὄργανον. Τα' ἀμπερόμετρα τίθενται ἐν σειρά εἰς τὸ κύκλωμα οὐπῆνος
 μετροῦμεν τὴν ἔντασιν καὶ ἔχου πολύ μικρὰν ἀντίστασιν, διὰ κα μὴ ἐ-
 ηηρεάζου τὴν πρὸς μέτρησιν ἔντασιν. Διὰ τούτο ταῦτα ἔχουν πῆνια ἐκ
 παχέος σύρματος καὶ μικροῦ ἀριθμοῦ σπειρῶν.

Γενικώς τὰ ἀμπερόμετρα λειτουργοῦν εἰς τῆ βάσει τῶν μαγνητικῶν ἢ θερμικῶν ἰδιοτήτων τοῦ ρεύματος, εἶναι δηλαδή γαλβανόμετρα βαθμολογημένα εἰς Ampère.

Διακλαδώσεις ἀμπερομέτρων. Πρὸς μέτρησιν μεγάλης ἐντάσεως ρευμάτων, δυνάμεθα νὰ χρησιμοποιήσωμεν ἀμπερόμετρα προορισμένα δι' ἀσθενῆ ρεύματα, ἂν παραθέσωμεν κατάλληλον παράλληλον (πρὸς τὸ ὄργανον) ἀντίστασιν, ἵνα ἀρκετὸν μέρος τοῦ ρεύματος νὰ διέρχεται δι' αὐτῆς, τὸ δὲ ὑπόλοιπον διὰ τοῦ ὄργανου.

Ἐστω π.χ. τὸ ἀμπερόμετρον Α ἔχον ἀντίστασιν R καὶ ΒΕΖΓ παράλληλας ἀντίστασις S παρεμβλημένη μεταξὺ τῶν ἀποδεκτικῶν τοῦ ἀμπερομέτρου (Σχ. 101). Τὸ ρεῦμα ἐντάσεως ἔστω I διακλαδοῦται εἰς I_1 καὶ I_2 ἀντιστοίχως εἰς τὸ ὄργανον καὶ τὴν παράλληλον ἀντίστασιν. Κατὰ τὸν νόμον τοῦ Ohm ἔχομεν:

$$V_B - V_\Gamma = I_1 \cdot R = I_2 \cdot S$$

$$\frac{I_1}{S} = \frac{I_2}{R} = \frac{I_1 + I_2}{S + R} = \frac{I}{S + R}$$

Ἄρα $I_1 = I \frac{S}{S + R}$. Ἴνα διὰ τοῦ ὄργανου διέλθῃ π.χ. $\frac{1}{100}$ δέον:

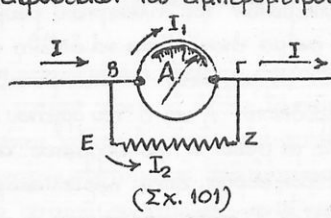
$$\frac{S}{S + R} = \frac{1}{100} \quad \text{ἤτοι} \quad S = \frac{R}{99}$$

ἔσται Shunt. Συνήθως γίνεται χρῆσις Shunt ἀντιστάσεων $\frac{1}{9}$, $\frac{1}{99}$, $\frac{1}{999}$ τῆς ἀντίστασεως τοῦ γαλβανόμετρου, ὅποτε εὐρίσκωμεν ἀντιστοίχως τὴν ἐντασιν τοῦ ρεύματος πολλαπλασιάζοντες τὴν διὰ τοῦ ὄργανου ἔσθιν ἐπὶ 10, 100, 1000.

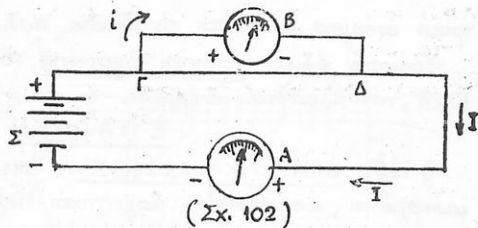
§ 133. ΒΟΛΤΟΜΕΤΡΑ. Ταῦτα εἶναι γαλβανόμετρα καταλλήλως βαθμολογημένα ἵνα νὰ δυνάμεθα νὰ προσδιορίσωμεν δι' αὐτῶν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ μεταξὺ δύο σημείων τοῦ κυκλώματος. Τὰ βολτόμετρα τίθενται κατὰ εἰς κλάδωσιν μεταξὺ τῶν σημείων τοῦ κυκλώματος τῶν ὁποίων ζητοῦμεν τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ καὶ πρέπει νὰ ἔχουν πολὺ μεγάλην ἀντίστασιν διὰ νὰ μὴ ἐπηρεάζουν τὴν πρὸς μέτρησιν διαφορὰν δυναμικοῦ. Διὰ τούτο τὰ πηκτικὰ ἐνὸς βολτομέτρου εὐχρησιμεύει ἐκ μεγάλου ἀριθμοῦ σπειρῶν λεπτοῦ εὐρυστάτου.

Τὸ Σχ. 102 δεῖκνύει τὴν συνδεσμολογίαν ἀμπερομέτρου Α καὶ βολτομέτρου Β εἰς κλειστὸν κύκλωμα πηγῆς Σ.

Λόγω τῆς μεγάλης ἀντίστασεως τοῦ βολτομέτρου Β, ἕνεκα τῆς ἀντίστασεως τοῦ κλάδου ΓΔ, τοῦ ὁποίου μετροῦμεν τὴν τάσιν $V_\Gamma - V_\Delta$, τούτο διατρέχεται ἀπὸ μικρὰν ἐντασιν i καὶ κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον δὲν τροποποιεῖται



εισόδως ἢ ἔντασις I τοῦ κυρίου κυκλώματος καὶ ἐπομένως ἢ πρὸς μέτρησιν τάσεως. Ἄν R ἢ ἀντίστασις τοῦ βολτομέτρου ἢ ζητούμενη τάσις $V_Γ - V_Δ = V$ θὰ εἶναι $V = R \cdot i$.



Τὸ ὄργανον βαθμολογεῖται, εἰς volt, ὥστε καὶ παρέχει ἐκείστοτε τὸ γινόμενον $R \cdot i$, δηλαδή τὴν τάσιν V . Ἐν βολτόμετρον δύναται καὶ μετρήσῃ τάσιν μέχρι μίας ἀνωτάτης τιμῆς, π.χ. 110 volt. Ἐάν θέλωμεν δι' αὐτὸ καὶ μετρήσωμεν ἀνωτέραν τάσιν, π.χ. 220 volt, πρέπει καὶ συνδέσωμεν ἐν σειρά πρὸς τὸ βολτόμετρον ἀντίστασιν καταλλήλως ὑπολογιζομένην.

§ 134. ΒΑΤΤΟΜΕΤΡΑ. Ταῦτα εἶναι ὄργανα χρησιμεύοντα πρὸς μέτρησιν τῆς ἰσχύος (P) τῆς ἀναπτυσσομένης μεταξὺ δύο σημείων ἀγωγῶν διαρρομένου ὑπὸ ρεύματος. *Ὡς γνωστὸν ἡ ἰσχὺς P εἰς Watt ἰσοῦται μετὰ τὸ γινόμενον τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ V εἰς Volt, μεταξὺ τῶν δύο σημείων, ἐπὶ τὴν ἔντασιν I εἰς Ἀμπέρε, ἴτοι: $P = V \cdot I$.

Διὰ καὶ μετρήσωμεν λοιπὴν τὴν ἰσχύον ἀρκεῖ δι' ἀμπερομέτρου καὶ εὗραμεν τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος καὶ διὰ βολτομέτρου τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ μεταξὺ τῶν δύο θεωρηθέντων σημείων. Τὸ γινόμενον τῶν Ἀμπέρε ἐπὶ τὰ Volt μετὰ δίδει τὴν ἰσχύον εἰς Watt. Διὰ τῶν βαττομέτρων παρέχεται εἰς εὐθείας τὸ γινόμενον τοῦτο, δηλ. τὸ Watt. Ἐν βαττόμετρον δὲν εἶναι τίποτε ἄλλο παρὰ ἓν ἠλεκτροδυναμόμετρον τοῦ ἀπείρου τὸ ἀκίνητον πηνίου, ἀπὸ παχὺ οὖρμα, παρεμβάλλεται ἐν σειρά εἰς τὸ κύκλωμα, ἐνῶ τὸ κινητὸν πηνίον παρουσιάζει μεγάλην ἀντίστασιν, συνδέεται ἐν διακλαδᾷ εἰς τὸ σημεῖον μεταξὺ τῶν ὁποίων ζητοῦμεν τὴν ἰσχύον τοῦ ρεύματος. Οὕτως, τὸ μὲν πρῶτον πηνίον παράγει μαγνητικὸν πεδίου ἔντασεως ἀναλόγου πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος, τὸ δὲ δεύτερον διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα ἔντασεως ἀλλοῦ πρὸς τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ τῶν θεωρηθέντων σημείων. Ἡ ἀπόκλισις λοιπὸν τοῦ κινητοῦ πηνίου ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ γινόμενον τῆς ἔντασεως τοῦ ρεύματος ἐπὶ τὴν διαφορὰν δυναμικοῦ, δηλαδή ἀπὸ τὴν ἰσχύον. Οὕτως τὰ ὄργανα δύναται καὶ βαθμολογηθῆ εἰς Watt, μεταβαλλόμενα εἰς ἓν τέλειον βαρόμετρον. Ἡ βαθμολογία γίνεται ἐμπειρικῶς.

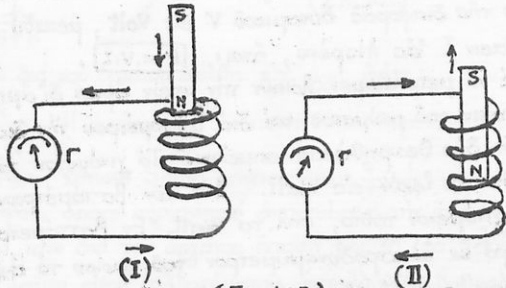
Ἡ ἰσχὺς πολλαπλασιαζομένη ἐπὶ τὸν χρόνον διόδου τοῦ ρεύματος, δίδει, ὡς γνωστὸν, τὴν καταναλωθεῖσαν ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν εἰς Joule, ἢ ἡ ἰσχὺς μετρεῖται εἰς Watt καὶ ὁ χρόνος εἰς sec, Συνήθως ἡ ἠλε-

τρική ενέργεια μετρείται εἰς ἄρρια Watt (Wh) ἢ ἄρρια Killowatt (KWh).
Υπάρχουν εἰδικοί μετρηταὶ ἐνεργείας, δίδοντες ἀπ' εὐθείας, εἰς Wh ἢ KWh, τὴν ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν.

ΕΠΑΓΩΓΗ

§ 135. ΕΠΑΓΩΓΙΚΑ ΡΕΥΜΑΤΑ. Πέριξ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ἀνιούσῃται, ὡς γνωστόν, μαγνητικὸν πεδίου. Ὁ Faraday ἐκέκθη ἀντιπαραφασ, καὶ παρασχῆθ' ἐπιδοθὲ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα μετὴν βοήθειαν μαγνητικοῦ πεδίου. Οὕτω ἔφθασε εἰς τὴν ἀνακάλυψιν τῶν ἐπαγωγικῶν ρευμάτων, τὰ ὁποῖα παράγονται ἐντὸς κλειστῶν κυκλωμάτων, ὅταν δι' αὐτῶν διερχομένη μαγνητικὴ ροή μεταβάλλεται. Ἡ ἀνακάλυψις αὐτὴ ἔδωκε γένεσιν εἰς τὴν θαυμαστὴν ἀνάπτυξιν πλείστων ἐφαρμογῶν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ, ὡς εἶναι ἡ λειτουργία τῶν μηχανῶν (γεννητριῶν), αἱ ὁποῖαι παρέχουν ἀφθόως τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα.

Ἐπιδοθὲν παράδειγμα παραγωγῆς ἐπαγωγικοῦ ρεύματος εἶναι τὸ ἑξῆς:
Ἐν κλειστῷ κίλωματι, εἰς ὃ προσθίθεται εὐπαθὲς γαλβανόμετρον Γ (Σχ. 103). Βιάσθεται τότε βίαιως μαγνήτης NS (Σχ. 103 I) καὶ παρατηρεῖται ὅτι τὸ βελόνη τοῦ γαλβανόμετρον ἀποκλίνει.



(Σχ. 103)

Ὅταν ὁ μαγνήτης παύσῃ κινούμενος τὸ ρεῦμα καταπαύει (ἢ βελόνη ἐπανέρχεται εἰς τὸ μηδέν). Ἐν ἑξῆσθ' βίαιως ὁ μαγνήτης (Σχ. 103 II) παρατηρεῖται ρεῦμα ἐπαγωγικὸν ἀντιθέτου φορῆς πρὸς τὸ προηγούμενον (ἀπόκλισις τῆς βελόνης τοῦ γαλβανόμετρον ἀντιθέτως), ὅπερ ὑφίσταται μέχρις ὅταν ἑξῆσθ' ὁ μαγνήτης τελείως.

Τὸ μέσον ὅπερ παρέχει τὸ μαγνητικὸν πεδίου (μαγνήτης) καλεῖται ἐπίσημον. Τὸ κίλωμα εἰς τὸ ὁποῖον, διὰ μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς, παράγεται τὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα, καλεῖται ἐπαγωγίμων.

§ 136. ΤΡΟΠΟΙ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΕΠΑΓΩΓΙΚΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ. Θεωροῦμεν μίαν σπείραν Σ (Σχ. 104) ἐμβαδοῦ S ὑπηρετωμένην ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ σωληνοειδοῦς NS καὶ ἥτις κλείει κίλωμα μετὰ

του γαλβανομέτρου Γ.

Ἡ διά τῆς σπείρας Σ
μαγν. ροή εἶναι $\Phi = S \cdot H \mu \alpha$,
ἔθρα α ἡ γωνία τὴν ὁποί-
αν ἐκπαρατίζει ἡ ἔντασις
H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου
μέ τὴν κάθετον εἰς τὴν
ἐπιφάνειαν τῆς σπείρας.

Ἦνα εἰς ταύτην μεταβά-
λων τὴν μαγνητικὴν

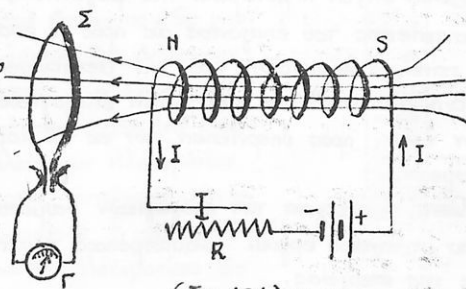
ροὴν καὶ ἐπομένως ἀναπτυχθῆ ἐν αὐτῇ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα, δυνάμεθα:

1) Νά μεταβάλωμεν τὴν ἔντασιν τοῦ μαγν. πεδίου (H) διὰ μεταβολῆς
τῆς ἐντάσεως (I) τοῦ ρεύματος τοῦ σωληνοειδοῦς τῆ βοήθεια τῆς με-
ταβλητῆς ἀντιστάσεως R,

Ἐπίσης τὴν ἔντασιν H δυνάμεθα νά μεταβάλωμεν ἀληθείαζοντες ἢ
ἀπομακρύνοντες τὴν σπείραν Σ πρὸς τὸ σωληνοειδές, ἢ διὰ μεταβολῆς
τῆς μαγνητικῆς διαπερατότητας, π.χ. δι' ἐισαγωγῆς ἐντὸς τῆς σπείρας τε-
μαχίου ἐκ εὐδέρου, ὁπότε ἡ ἔντασις μεταβάλλεται ἀπὸ H εἰς $B = \mu H$.

2) Διὰ μεταβολῆς τῆς γωνίας α, διὰ στροφῆς τῆς σπείρας Σ ἄς πρὸς
τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

3) Διὰ καταλλήλου μεταβολῆς τοῦ ἐμβαδοῦ S τῆς ἐπιφανείας τῆς σπεί-
ρας.



(Σχ. 104)

§ 137. ΝΟΜΟΙ ΕΠΑΓΩΓΙΚΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ. Τὰ ἐξ ἐπαγωγῆς ἀναπτυσ-
σόμενα ρεύματα ἀκολουθοῦν τοὺς ἐξῆς γενικοὺς νόμους:

1) Πᾶσα μεταβολή τῆς μαγνητικῆς ροῆς, τῆς διερχομένης διὰ κλει-
στοῦ κυκλώματος, παράγει ἐπαγωγικὸν ρεῦμα εἰς τὸ κύκλωμα.

2) Τὸ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεῦμα διαρκεῖ ὅσον διαρκεῖ καὶ ἡ μεταβολή τῆς
μαγνητικῆς ροῆς; ἥτις παράγει αὐτὸ.

3) Ἡ φορά τοῦ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεύματος εἶναι τοιαύτη ὥστε τοῦτο, διὰ
τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς του δράσεως, τείνει νά ἐναντιωθῆ πρὸς τὴν αἰτί-
αν ἢ ὁποία τὸ παράγει.

Συμφάνως πρὸς τὸν τελευταῖον τούτων νόμον, ὅστις καὶ νόμος τοῦ Lenz
καλεῖται, τὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα θά ἔχη ἰδίαν μαγνητικὴν ροὴν ὁμόρροπον
πρὸς τὴν προξενήσασαν αὐτὸ, ἂν προῦλθεν ἐξ ἐλαττώσεως ταύτης, ἐνῆρρο-
πον δέ ἂν προῦλθεν ἐξ αὐξήσεως ταύτης. Ἀποτέλεσμα τοῦ νόμου τού-

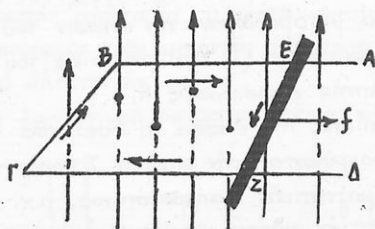
του είναι ότι, αν η μεταβολή της μαγνητικής ροής γίνεται διά σχεπιασ μετακινήσεως του επαγωγτος ως προς το επαγωγίμιον, το επαγωγικόν ρεύμα τείνει να εναντιωθή προς την μετακίνησιν ταύτην.

Ἐντεῦθεν κατά τήν παραγωγήν επαγωγικοῦ ρεύματος δαπανῶμεν μηχανικῶν ἔργων, πρὸς ὑπερνίκειν τῶν ἐκ τοῦ νόμου τοῦ Lenz προερχομένων δυνάμεων.

Ὅστε, ἡ ἐνέργεια τῶν επαγωγικῶν ρευμάτων προέρχεται ἐκ τοῦ δαπανημένου μηχανικοῦ ἔργου. Τοιοῦτοτρόπως ἐπαληθεύεται ἡ ἀρχὴ τῆς ἀφθαρσίας τῆς ἐνεργείας.

§ 138. ΦΟΡΑ ΤΟΥ ΕΞ ΕΠΑΓΩΓΗΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Αὕτη παρέχεται διὰ τοῦ κανόνος Maxwell:

Ἐάν ἡ μαγνητικὴ ροὴ διὰ τοῦ κύκλωματος ἐλαττούται, τὸ ἐξ επαγωγῆς ἠλεκτρικὸν ρεύμα ἔχει τὴν φοράν τῆς εἰστροφῆς δεξιᾶστρόφου κυκλίου, ὃ ὅποιος κυκλιόται κατὰ τὴν φοράν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.



(Σχ. 105)

Ἀντιθέτως, ἀν ἡ ροὴ αὐξάνεται, τὸ επαγωγικὸν ρεύμα ἔχει ἀντίθετον φοράν.

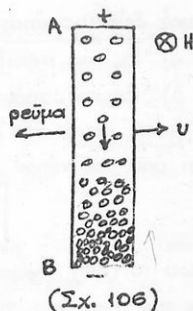
Ὁ ἀγωγὸς π.χ. ΑΒΓΔ (Σχ. 105) κλείει κύκλωμα, διὰ τοῦ κινητοῦ ἀγωγοῦ ΕΖ, ὅπερ καθέτως διαπεράται ἀπὸ μαγνητικῶν γραμμῶν. Ἀπομακρύνοντες τὸν ΕΖ κατὰ τὴν φοράν τοῦ βέλους f ἐπιτυγχάνομεν αὐξήσιν ροῆς εἰς τὸ κύκλωμα ΕΖΓΒ ὁπότε ταῦτο διατρέχεται ὑπὸ ρεύματος αὐτίνου ἢ φορά δεικνύεται ἀπὸ τὰ βέλη τοῦ κυκλώματος.

Ἐπίσης, πρὸς εὔρεσιν τῆς φοράς τοῦ ἐξ επαγωγῆς ρεύματος, ἐφαρμόζεται ὁ κανὼν τοῦ Fleming ἢ τῶν τριῶν δακτύλων:

Ἐάν θέσωμεν τὸν ἀπτίχειρα, τὸν δείκτην καὶ τὸν μέσον δάκτυλον τῆς δεξιᾶς χειρὸς ὑπὸ ὀρθῆς γωνίας καὶ διευθύνωμεν τὸν δείκτην κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν, τὸν ἀπτίχειρα κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς μετατοπίσεως τοῦ κινητοῦ ἀγωγοῦ (ΕΖ), τότε ὁ μέσος δεικνύει τὴν φοράν τοῦ ρεύματος ἐξ επαγωγῆς (ἐπὶ τοῦ κινουμένου ἀγωγοῦ ΕΖ).

§ 139. ΕΡΜΗΝΕΙΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ ΕΠΑΓΩΓΗΣ. Θεωρήσωμεν μεταλλικὸν ἀγωγὸν ΑΒ (Σχ. 106) εὐρισκόμενον ἐντὸς ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου ἐντάσεως Η. Αἱ δυναμικαὶ γραμμαὶ τοῦ πεδίου εἶναι καθέται ἐπὶ τὸ

ἐπίπεδον τοῦ σχήματος καὶ μὲ φορὰν ἐκ τοῦ ἀνα-
 γνάστου πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήματος. Ὡς γνω-
 στὸν ἐντὸς τοῦ μεταλλικοῦ ἀγωγῶ AB ὑπάρχουν
 ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια. Ἄν λοιπὸν κινήσωμεν τὸν
 ἀγωγὸν μὲ ταχύτητα U , καθέτως πρὸς τὴν διεύ-
 λυνσιν τοῦ πεδίου, κάθε ἐλεύθερον ἠλεκτρόνιον
 θὰ ἰσοδυναμῆ μὲ ρεῦμα, φορὰν ἀντιθέτου μὲ τὴν
 U , καὶ θὰ δεχθῆ δύναμιν Laplace F μὲ ἀποτε-
 λεσμα νὰ ἔχωμεν συσσωρεύσειν ἠλεκτρονίων εἰς
 τὸν αἶθρον B τοῦ ἀγωγῶ καὶ ἀραιώσειν εἰς τὸ αἶθρον A . Ἡ κίνησις ἐπομέ-
 νως τοῦ ἀγωγῶ AB ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου προκαλεῖ τὸ αὐτὸ ἀπο-
 τέλεσμα, ὅπερ θὰ ἐπροκαλεῖτο, ἂν ὁ AB εὔρισκετο ἐντὸς ἠλεκτρικοῦ πε-
 δίου ἔχοντος φορὰν ἐκ τοῦ B πρὸς τὸ A . Εἰς τοῦτο ἀκριβῶς ἐγκρίεται τὸ
φαινόμενον τῆς ἐπαγωγῆς.



Τὸ αἶθρον B τοῦ ἀγωγῶ, ὅπου συσσωρεύονται τὰ ἠλεκτρόνια, ἐμφανί-
 ζεται ἀρνητικὴ φόρτισις, ἐνῶ τὸ ἄλλο αἶθρον A παρουσιάζεται θετικῶς
 φορτισμένον (λόγω ἀραιώσεως τῶν ἠλεκτρονίων). Ἐνεκα τούτου παρουσιάζ-
 εται ἐντὸς τοῦ ἀγωγῶ δεύτερον ἠλεκτρικὸν πεδίου, ἀντιθέτου φορᾶς πρὸς
 τὸ προαναφερθέν. Ὅταν ἡ ἔντασις τοῦ δευτέρου τούτου πεδίου γίνη-
 ῖ ἴση πρὸς τὴν ἔντασιν τοῦ πρώτου, τότε ἡ ἐκ μέρους τῶν δύο πεδίων
 δρᾶσις ἐπὶ ἑκάστου ἠλεκτρονίου μηδενίζεται καὶ παύει πᾶσα περαιτέρω
 κίνησις ἠλεκτρονίων. Καθ' ὅλην ὅμως τὴν διάρκειαν τῆς κινήσεως τοῦ
 ἀγωγῶ AB, εἰς τὰ ἄκρα αὐτοῦ ἐμφανίζεται μία διαφορὰ δυναμικοῦ
 (H.E.A. ἐξ ἐπαγωγῆς). Ἐάν πᾶν φαντασθῶμεν ὅτι τὰ ἄκρα A καὶ B συν-
 δέωμεν μὲ εὐρμα, ὥστε νὰ ἐχημασθῆ κλειστὸν κύκλωμα, τότε τὸ ἐλεύ-
 θερα ἠλεκτρόνια θὰ κυκλοφοροῦν διὰ μέσου τοῦ κυκλώματος καὶ καθ' ὅ-
 λην τὴν διάρκειαν τῆς κινήσεως τοῦ ἀγωγῶ τὸ κύκλωμα θὰ διαρρέ-
 εται ὑπὸ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος.

Παρατηροῦμεν ἐπομένως ὅτι τὸ κύριον φαινόμενον τῆς ἐπαγωγῆς εἶ-
 ναι ἡ ἐμφάνισις τῆς H.E.A., ἥτις λαμβάνει χώραν ἀνεξαρτήτως ἂν τὸ
 κύκλωμα εἶναι ἀνοικτὸν ἢ κλειστὸν, ἐνῶ τὸ ἐπαγωγικὸν ρεῦμα εἶναι δευ-
 τερεύων φαινόμενον τὸ ὁποῖον ἐμφανίζεται μόνον ὅταν τὸ κύκλωμα εἶται
 κλειστὸν.

§ 140. ΤΙΜΗ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΕΓΕΡΤΙΚΗΣ ΔΥΝΑΜΕΩΣ ΕΠΑΓΩΓΗΣ.

Τὸ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεῦμα ὀφείλεται εἰς αἰτίαν ἥτις καλεῖται ἠλεκτρογερ-

πικὴ δύναμις ἐπαγωγῆς. Αὕτη ἐξαρτᾶται :

- α) Ἐκ τῆς μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς ($\Delta\Phi$) καὶ
- β) Ἐκ τοῦ χρόνου (Δt) καθ' ὃν διαρκεῖ ἡ μεταβολὴ αὕτη.

Ἡ μέση τιμὴ τῆς ἀναπτυσσομένης ἠλεκτρογενετικῆς δυνάμεως E δίδεται ὑπὸ τοῦ τύπου :

$$E = \frac{1}{10^8} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \text{ volt}$$

ὅπου τὸ ($\Delta\Phi$) μετρεῖται εἰς μακwell καὶ τὸ (Δt) εἰς sec. .

Ἐκ τοῦ ἀνωτέρω τύπου, ὅσπερ ἂν ἡ ἠλ. δυν. E μετρεῖται εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰς μονάδας εἶναι : $E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$, συμπεραίνομεν ὅτι : ἡ ἐξ ἐπαγωγῆς ἠλεκτρογενετικὴ δύναμις ἰσοῦται ἀριθμητικῶς μὲ τὸν ἀριθμὸν τῶν δυναμικῶν γραμμῶν αἴτινες πύξθησαν ἢ ἠλαττώθησαν εἰς τὸ κύκλωμα εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου.

Ἄν τὸ κύκλωμα, τοῦ ὁποίου μεταβάλλεται ἡ μαγνητικὴ ροή, εἶναι ἀνοικτὸν, τότε εἰς τὰ αἶψα αὐτοῦ ἐμφανίζεται διαφορὰ δυναμικοῦ τῆς ὁποίας ἡ τιμὴ παρέχεται ἀπὸ τὸν ἀνωτέρω τύπον.

§ 141. ΡΕΥΜΑΤΑ ΦΟΥΚΑΥΛΤ. Ἐπαγωγικὰ ρεύματα δὲν γεννῶνται μόνον εἰς γραμμικοὺς ἀγωγούς ἀλλὰ καὶ ἐπὶς μεταλλικῶν μαζῶν, οἷου δήποτε σχήματος, ἂν μεταβάλλεται ἡ μαγνητικὴ ροή εἰς αὐτάς. Τοιαῦτα ρεύματα παρετηρήθησαν ὑπὸ τοῦ Foucault καὶ καλοῦνται ρεύματα Foucault. Ὑπακούουν καὶ αὐτὰ εἰς τὸν νόμον τοῦ Lenz, ἡ δὲ ἐνέργειά των μετατρέπεται εἰς θερμότητα. Οὕτω π.χ. κατὰ τὴν μετακίνησιν μεταλλικῆς μάζης ἐντὸς ἰσχυροῦ μαγνητικοῦ πεδίου συκταντῶμεν ἀντίστασιν, αὐτὴ δὲ ἡ μάζα θερμαίνεται ἐκ τῶν ρευμάτων τοῦ Foucault, ἅτινα διατρέχουν αὐτήν. Ἐπίσης χαλκίνη μάζα αἰαρουμένη ὡς ἐλαφρὴς μεταξὺ τῶν πόλων ἠλεκτρομαγνήτου, μὴ διεγερθέντος, ἀκίνηται ἀποτόμως μετὰ τὴν διεγερσιν τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου, λόγῳ τοῦ ὅτι τὰ ρεύματα Foucault, κατὰ τὸν νόμον τοῦ Lenz, τείνουσιν νὰ ἐναντιωθῶσιν εἰς τὰς παλμώσεις τῆς χαλκίνης μάζης. Μαγνητικὴ βελόνη αἰαρουμένη ὑπεράνω χαλκίνου δίσκου ἠρεμεῖ ταχέως. Ἀντιθέτως ἂν ὁ δίσκος περιστρέφεται παρατηρούμεν ὅτι θέτει καὶ τὴν βελόνην εἰς περιστροφὴν. Αἴτιον τούτων εἶναι τὰ ἐξ ἐπαγωγῆς ρεύματα ἅτινα ἀναπτύσσονται ἐπὶ τοῦ δίσκου. Οὕτω τὰ ρεύματα Foucault χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν ταχείαν ἀπόσβεσιν τῶν αἰωρήσεων κινητῶν μαγνητικῶν βελονῶν ἢ πηνίων εἰς ὄργανα μετρήσεως (γαλβανόμετρα).

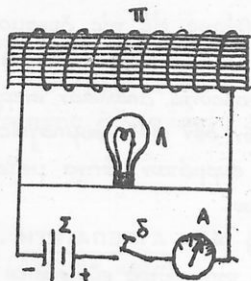
Ἀντιθέτως εἰς τὰς δυναμομηχανάς, τοὺς μεταμορφωτάς κ.λ.π. τὰ ρεύματα ταῦτα εἶναι ἐπιζήμια, καθ' ὅτι θερμαίνουν τοὺς ἐκ εἰδήρου πυρῆνας προκαλοῦντα ἀπώλειαν ἐνεργείας. Ἐνεκα τούτου οἱ πυρῆνες τῶν αἰκω μηχανῶν δέν εἶναι συμπαγεῖς ἀλλὰ ἀποτελοῦνται ἀπὸ φύλλα λεπτά ἢ δέεμνη συρμάτων, ὅτινα μεταξὺ τῶν εἶναι μεμονωμένα διὰ μονωτικῶ βερνικίου.

§ 142. ΑΥΤΕΠΑΓΕΓΗ. Ὄταν ὁ ἀγωγὸς διαρρέεται ἀπὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, τότε οὗτος εὐρίσκεται ἐπὸς τοῦ ἴδιου του μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον προκαλεῖται ἀπὸ τὸ διαρρέον αὐτὸν ρεῦμα. Κάθε μεταβολὴ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος συνεπάγεται μεταβολὴν τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐκ τῆς ὁποίας πάλιν ἀναπτύσσεται ἐπὶ τοῦ ἀγωγοῦ (λόγω μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς) ἠλεκτρικὴ δύναμις ἐξ ἐπαγωγῆς. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται αὐτεπαγωγὴ καὶ τὰ ἐπὸς τοῦ ἀγωγοῦ ἀναπτυσσόμενα ἐπαγωγικά ρεύματα καλοῦνται ρεύματα ἐξ αὐτεπαγωγῆς. Ταῦτα, ἀναλόγως τῆς φοράς τῶν προσέθενται ἢ ἀφαιροῦνται εἰς τὸ κύριον ρεῦμα. Ἡ αὐτεπαγωγὴ ἐμφανίζεται ἀσθενῶς μὲν ἐπὶ εὐθύγραμμων ἀγωγῶν, μὲ μεγάλην ὅμως ἐντασιν ὅταν τὸ κύκλωμα ἔχει πηνίον καὶ μάλιστα ὅταν ἐπὸς αὐτοῦ ὑπάρχη πυρῆν ἔκ μαλακοῦ εἰδήρου.

Κατὰ τὸν νόμον τοῦ Lenz, ὅταν αὐξάνεται ἡ ἐντασιν τοῦ κυρίου ρεύματος, τὸ ἐξ αὐτεπαγωγῆς ρεῦμα εἶναι ἀντίρροπον πρὸς τὸ κύριον ρεῦμα καὶ ἐπὶ μικρὸν χρονικὸν διάστημα ἐμποδίζει τὴν αὐξάνειν τοῦ κυρίου ρεύματος. Οὕτω, κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν κυκλώματος, δέν λαμβάνει τὸ ρεῦμα ἀμέσως τὴν κανονικὴν του ἐντασιν, λόγω τοῦ καλουμένου ἐπιρρέματος κλείσεως, ὀφειλομένου εἰς τὴν αὐτεπαγωγὴν. Ἀντιθέτως, ὅταν ἐλαττοῦται ἡ ἐντασιν τοῦ κυρίου ρεύματος, τὸ ἐξ αὐτεπαγωγῆς ρεῦμα εἶναι ὁμόρροπον πρὸς τὸ κύριον ρεῦμα καὶ ἐπὶ μικρὸν χρονικὸν διάστημα ἐμποδίζει τὴν ἐλάττωσιν τῆς ἐντάσεως τοῦ κυρίου ρεύματος. Οὕτω, κατὰ τὴν διακοπὴν κυκλώματος, δέν μηδενίζεται πάραυτα ἡ ἐντασιν τοῦ ρεύματος, λόγω τοῦ καλουμένου ἐπιρρέματος ρήξεως, ὀφειλομένου εἰς τὴν αὐτεπαγωγὴν. Ὁ σπινθήρ, ὅστις παράγεται κατὰ τὰ σημεῖα διακοπῆς τοῦ κυκλώματος, ὀφείλεται εἰς τὸ ἐπιρρέυμα ρήξεως καὶ τείνει εἰς συνέχισιν τὸ ἀρχικὸν ρεῦμα.

Ἡ διατάξις τοῦ Σχ. 107 ἀποδεικνύει πειραματικῶς τὸ φαινόμενον τῆς αὐτεπαγωγῆς. Ἡ ἐπιλὴν Σ εἶναι ἐν σειρᾷ συνδεδεμένη μὲ τὸ πηνίον.

νίου Π, έχοντας πυρήνινα εκ μαλακού εισιήρου, ενώ κατά διακλάσασιν προς τὸ πηνίον, ἔχει τεθῆ κατάλληλος λυχνία πυρακτώσεως Λ, ὅστε, ὅταν κλεισθῆ τὸ κύκλωμα τῆ βοήθειας τοῦ διακόπτου δ, αὕτη μόλις λάβῃ φωτοβολήν. Ἄν ἤδη διακόψωμεν ἀποτόμως τὸ ρεῦμα, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ λυχνία φωτοβολεῖ ἰσχυρῶς ἐπὶ ἐλάχιστον. Τοῦτο ἀφείλεται εἰς τὴν, κατὰ τὴν διακοπὴν τοῦ κυκλώματος, ἀπότομον μεταβολὴν τῆς μαγνητικῆς ροῆς, ἢ ὁποία διέρχεται διὰ τοῦ πηνίου. Οὕτω ἐμφανίζεται στιγμαίως ἡλ.χ. δύναμις ἐξ αὐτεπαγωγῆς, ἣς δημιουργεῖ ἰσχυρὸν ρεῦμα ἐξ αὐτεπαγωγῆς, ὁμόρροπον πρὸς τὸ κύριον ρεῦμα, τὸ ὁποῖον διαρκεῖ ἐλάχιστα καὶ προκαλεῖ τὴν ἐντονον φωτοβολίαν τοῦ λαμπτήρος.



(Σχ 107)

Σημ. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω διαφαίνεται ὅτι ἡ αὐτεπαγωγὴ ἀφείλεται εἰς τὴν ἀδράνεια τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ρεύματος.

§ 143. ΤΙΜΗ ΤΗΣ ΕΞ ΑΥΤΕΠΑΓΩΓΗΣ Η.Ε.Δ. Ἡ ἡλ.χ. δύναμις ἐξ αὐτεπαγωγῆς (E) εἶναι ἀνάλογος τῆς μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος (ΔI) καὶ ἀντιτρόφος ἀνάλογος τοῦ χρόνου (Δt) μεταβολῆς αὐτοῦ. Ἄλλοι: « ἡ ἡλ.χ. δύναμις ἐξ αὐτεπαγωγῆς εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν ταχύτητα μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, ἢτοι: $E = L \cdot \frac{\Delta I}{\Delta t}$ ».

Ἡ συντελεστὴς L καλεῖται συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς, ἢ ἐπιπλέον αὐτεπαγωγὴ τοῦ ὄργανου καὶ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ σχῆμα καὶ τὸ μέγεθος τοῦ ὄργανου καθὰς καὶ ἀπὸ τὴν μαγνητικὴν διαπερατότητα τοῦ περιβάλλοντος μέσου.

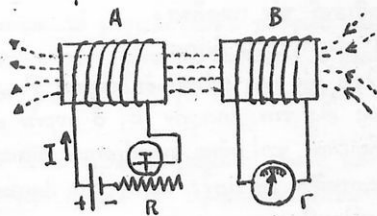
Ἐπιπλέον εἰς τὴν ἀνωτέρω σχέσιν: ΔI = 1A, Δt = 1sec καὶ E = 1volt, εὐρίσκομεν τὴν μονάδα τοῦ συντελεστοῦ (L) αὐτεπαγωγῆς, ἢ ὁποία, εἰς τὸ πρακτικὸν σύστημα, καλεῖται Henry (H). Ἐπομένως: « Ἀγωγὸς ἔχει συντελεστὴν αὐτεπαγωγῆς 1 Henry, ὅταν διὰ μεταβολῆς εἰς αὐτὸν τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος κατὰ 1 Ἀμπέρτε εἰς χρόνον 1 sec, προκαλεῖται ἀνάπτυξις ἐπὶ αὐτοῦ ἡλ.χ. δυνάμεως ἐξ αὐτεπαγωγῆς ἴση μὲ 1 volt ».

Συνήθη ὑποπλασάσια τῆς μονάδος Henry εἶναι: 1mH = 10⁻³ H καὶ 1μH = 10⁻⁶ H (millihenry καὶ microhenry). -

§ 144. ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ. Κατὰ τὴν ἀνάπτυξιν μαγνητι-

κω πεδίου καταναλίσκεται ενέργεια, η οποία έναποταμιεύεται εν αύτῳ και ἀποδίδεται ὅταν τό πεδίων ἀποσβέννυται. Ἡ ἐνέργεια τοῦ μαγνητικού πεδίου (W) παρέχεται εἰς Joule ὑπό τῆς ἐξέσεως: $W = \frac{1}{2} LI^2$ εἴθι L ὁ συντελεστής αὐτεπαγωγῆς εἰς Henry καί I ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος εἰς Ἀμπέρτε. Ἐπομένως: «Ἡ αὐτεπαγωγή εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς μετατροπῆς τῆς ηλεκτρικῆς ἐνεργείας εἰς ἐνέργειαν μαγνητικῶν πεδίου καί ἀντιστράφως».

§ 145. ΑΜΟΙΒΑΙΑ ΕΠΑΓΩΓΗ. Εἰς τὴν περίπτωσιν δύο πηνίων, διατεταγμένων ὡς εἰς τὸ Σχ. 108, κάθε μεταβολή τῆς ἐντάσεως I τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πηνίον A (πρωτεύων) συνεπάγεται τὴν ἀνάπτυξιν ἢ λ. γ. δυνάμεως ἐξ ἐπαγωγῆς εἰς τὸ B (δευτερεύων), τὸ ὁποῖον διατρέχεται ὑπό ρεύματος δεικνυομένου ὑπό τοῦ γαλβανομέτρου Γ. Εἰς τὴν



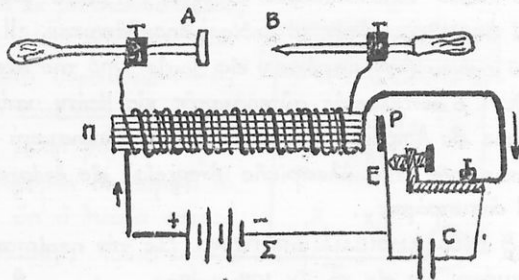
(Σχ. 108)

περίπτωσιν ταύτην λέγομεν ὅτι τὰ δύο κυκλώματα εἶναι συνεζευγμένα καί ἡ ἀνάπτυξις ἢ λ. γ. δ. εἰς τὸ ἐν ταύτων (B), ὅταν εἰς τὸ ἄλλο (A) μεταβάλλεται ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος, καλεῖται ἀμοιβαία ἐπαγωγή. Ἡ εἰς τὸ δευτερεύων κύκλωμα ἀναπτυσσομένη ἢ λ. γ. δύναμις (E) παρέχεται εἰς Volt ὑπό τοῦ τύπου: $E = M \frac{\Delta I}{\Delta t}$ ὅν ΔI εἰς Ἀμπέρτε, Δt εἰς sec καί M ὁ καλούμενος συντελεστής ἀμοιβαίας ἐπαγωγῆς εἰς Henry. Οὗτος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν σχετικὴν θέσιν τῶν δύο κυκλωμάτων καί ἀπὸ τὴν μαγνητικὴν διαπερατότητα τοῦ περιβάλλοντος μέσου καί ἐκφράζει εἰς Volt τὴν ἐξ ἐπαγωγῆς ἢ λ. γ. δύναμιν, ἣ ὁποία ἀναπτύσσεται εἰς τὸ δευτερεύων, ὅταν εἰς τὸ πρωτεύων ἡ ἔντασις μεταβληθῇ κατὰ 1 Ἀμπέρτε ἐντός 1 sec.

ΕΦΑΡΜΟΓΑΙ ΕΠΑΓΩΓΙΚΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ

§ 146. ΠΗΝΙΟΝ ΤΟΥ RUIHKORFF. Τὸ ἐπαγωγικὸν πηνίον τοῦ Ruihkcorff (Σχ. 109) χρῆσιμεῖ ὅπως παρέχη ρεύματα ἐπαγωγικὰ ὑψηλῆς τάσεως δι' ἐπιδράσεως συνεχῶς ρεύματος συχνᾶς διακοπόμενου. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἐκ πυρῆνος Π ἐκ μαλακοῦ εἰδήρου περὶ τὸν ὁποῖον ἐλίεσεται τὸ πρωτεύων πηνίον ἐκ παχέος σύρματος καί μικροῦ ἀριθμοῦ σπειρῶν. Τὸ πρωτεύων περιβάλλεται ὑπὸ τοῦ δευτερεύοντος πηνίου, τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖται ἀπὸ λεπτῶν σύρμα καλῶς μεμονωμένων

καί ἐκ μεγάλου ἀριθμοῦ
επειραῶν. Τά ἄκρα τοῦ-
του καταλήγουν εἰς
δύο στελέχη Α καί Β
μεμικρωμένα. Τό ρεύ-
μα τῆς σπῆλης Σ,
διερχόμενοι διά τοῦ
πρωτεύοντος πηνίου,
καθιστᾷ τόν πυρῆνα
Π μαγνήτην, ὅπως



(Σχ. 109)

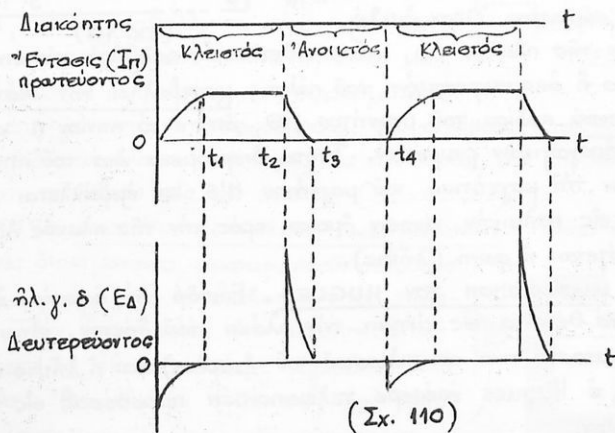
ἔλκει τόν πρό αὐτοῦ ὀπλισμόν Ρ. Οὕτω ἐπέρχεται διακοπή τοῦ ρεύμα-
τος εἰς τήν ἐπαφήν Ε, ὃ πυρῆν ἀπομαγνητίζεται καί ἡ ἐπαφή Ε ἀποκα-
θίσταται καί οὕτω παράγονται διακοπαί τοῦ ρεύματος ὅπως διαρρέει τό
πρωτεῦον πηνίον. Κατά τήν λειτουργίαν τοῦ πηνίου διαπιστοῦμεν τά
ἀκόλουθα:

- 1) Εἰς ἐκάστην διακοπήν καί ἀποκατάστασιν τοῦ ρεύματος εἰς τό πρω-
τεῦον πηνίον παράγονται εἰς τό δευτερεῖον ἑπαγωγικά ρεύματα, ἅπνα
ἀλλάσσουν περιοδικῶς φοράν (εἶναι ὁμόρροπα κατὰ τήν διακοπήν καί
ἀντίρροπα κατὰ τήν ἀποκατάστασιν πρὸς τό ρεύμα τοῦ πρωτεύοντος),
ἐφ' ὅσων τά ἄκρα Α καί Β τῶν στελεχῶν εὐρίσκονται εἰς τήν πρέπουσαν
ἀπόστασιν ἐνῶ συγχρόνως παράγονται ἐπιπλήρες εἰς τό διάστημα ΑΒ.
- 2) Ἐάν ἐκώσωμεν τοὺς ἀποδέκτας Α καί Β τοῦ δευτερευόντος τό κλει-
στόν πλέον δευτερεῖον κύκλωμα διατρέχεται ὑπὸ ἐναλλασσομένου ρεύματος.
- 3) Ὅταν οἱ πόλοι Α καί Β χαρίζονται διά ἐπάρματος ἀέρος πρέπει τό
πηνίον νά φέρῃ ἱκανῶς μέγα ἀριθμόν επειραῶν ἵνα αὐξάνεται ἡ ἠλεκτρο-
γερτική δύναμις εἰς τό δευτερεῖον, πρὸς παραγωγὴν ἐπιπλήρων. Ἡ ἠλεκ-
τρογερτική δύναμις εἰς τό δευτερεῖον πηνίον εἶναι τόσοι μεγαλύτερα, ὅ-
σον μεγαλύτερος εἶναι ὁ ἀριθμὸς τῶν επειραῶν αὐτοῦ. Οὕτω, ὅταν ἡ ἠλεκτρο-
γερτική δύναμις τῆς σπῆλης Σ εἶναι 20 ἢ 30 Volt, δυνάμεθα νά
λάβωμεν τάσεις μεταξύ Α καί Β 12000 Volt μέχρι 60000 Volt
καί ἀκόμη πλέον καί νά πορᾶσωμεν ἐπιπλήρες μήκους μέχρις 1,5 m.

4) Ἀπομακρύνοντες βαθμιδῶν τά πέρατα Α καί Β παρατηροῦμεν ὅτι
τό ἐπίρρευμα ρήξεως (ὁμόρροπον ρεύμα) διέρχεται εὐκολώτερον τοῦ ἐπιρ-
ρεύματος κλεισεως (ἀντίρροπον ρεύμα) τοῦ ὁποίου ἡ τάσις εἶναι μικροτέρα.
Ἡ ἀνισότης τῆς τάσεως εἰς τό δευτερεῖον κατὰ τὰς δύο ἐναλλαγὰς

οφείλεται εἰς τὸ ὅτι κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν τοῦ ρεύματος εἰς τὸ πρῶτον, λόγῳ τῆς αὐτεπαγωγῆς τούτου, ἡ μεταβολὴ τῆς μαγνητικῆς ροῆς δὲν εἶναι ἀπότομος. Κατὰ τὴν διακοπὴν (ρῆξιν) ὅμως τοῦ πρῶτου, διὰ τῆς παρεμβολῆς τοῦ πυκνωτοῦ C εἰς τὸ αἶρα τῆς αὐτεπαγωγῆς (τοῦ πρῶτου πηνίου), ἐπιτυγχάνομεν ἀπότομοι διακοπὴν τοῦ ρεύματος τοῦ πρῶτου καὶ οὕτω ἡ ἀναπτυσσομένη τάσις εἰς τὸ δευτερεῖον ἔχει πολὺ μεγαλύτεραν τιμὴν παρά κατὰ τὴν ἀποκατάστασιν τοῦ ρεύματος (εἰς τὸ πρῶτον). Ἔνεκα τούτου ἀπὸ ἀποστάσεώς τινος τῶν A καὶ B καὶ ἐφεξῆς διέρχεται μόνον τὸ μεγαλύτερας τάσεως ρεῦμα, τὸ ὁμόρροπον πρὸς τὸ τοῦ πρῶτου. Τότε τὸ δευτερεῖον διατρέχεται ἀπὸ ὁμόρροπον διακοπτόμενον ρεῦμα καὶ τὸ πηνίον παρουσιάζει πόλους, θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν.

5) Ἐάν ἡ ἀπόστασις τῶν A καὶ B εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη, ἄστε καὶ μὴ ἐπαρῆνται ἐπιτήρ, τότε μεταξύ τῶν A καὶ B ὑφίσταται ἡλεκτρικὸν πεδίον περιοδικῶς ἀναστρεφόμενον.



Εἰς τὸ Σχ. 110 δεικνύεται κατὰ σειράν πῶς, παρερχομένου τοῦ χρόνου (t), λειτουργεῖ ὁ διακόπτης, πῶς μεταβάλλεται ἡ ἔντασις εἰς τὸ πρῶτον (I_{Π}) καὶ πῶς τέλος μεταβάλλεται ἡ ἡλ. γ. δύναμις εἰς τὸ δευτερεῖον (E_{Δ}), ἥτις λαμβάνει περιοδικῶς ἄλλοτε ἀρνητικὰς τιμὰς, ὅταν ἡ μαγνητικὴ ροὴ αὐξάνεται, καὶ ἄλλοτε θετικὰς, ὅταν ἡ μαγν. ροὴ ἐλαττωταί. Κατὰ τὰ χρονικὰ διαστήματα κατὰ τὰ ὁποῖα

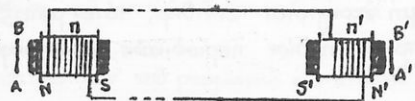
η έντασις εἰς τὸ πρῶτεον παραμένει σταθερά, ὡς ἀπὸ t_1 ἕως t_2 ἢ ἀπὸ t_3 ἕως t_4 (έντασις μηδέν) καὶ ἐπομένως ἡ ροή δέν μεταβάλλεται, τότε ἡ E_A εἶναι μηδενική.

Ἡ συχνότης τοῦ δευτερεύοντος εἶναι ἴση μὲ τὴν τοῦ πρῶτευόντος, ἥτις πάλιν ἐξερτάται ἀπὸ τὸν χρῆσιμοποιούμενον διακόπτην.

Ἐκτός τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ διακόπτου, πρὸς αὐξῆσιν τῆς συχνότητος, χρῆσιμοποιοῦνται καὶ ἄλλα εἶδη διακοπτῶν.

Τὸ πηνίον Ruhmkorff χρῆσιμοποιεῖται εἰς τὰς μηχανάς ἐσωτερικῆς καύσεως, πρὸς παραγωγὴν ἐπιτηῆρος ἀναφλέξεως τοῦ καυσίμου. Ἐπίσης χρῆσιμοποιεῖται εἰς ἰατρικὰ ἔργαστήρια διὰ τὴν διέγερσιν σουλτίων Geissler κ.λ.π.

§ 147. ΤΗΛΕΦΩΝΟΝ ΤΟΥ BELL. (Σχ. 111). Τοῦτο χρῆσιμεῖ πρὸς μετάδοσιν τῆς φωνῆς εἰς μεγάλην ἀπόστασιν. Συνίσταται ἐκ πλακῶς μαλακῶ εἰδήρου AB εὐρισκομένης ἐγγὺς τοῦ πόλου N μαγνήτου ὡς περιβάλλεται ὑπὸ πηνίου π ἐνσταμένου ἐκ λεπτοῦ ἑύρματος. Ὅταν ὁμιλῆ

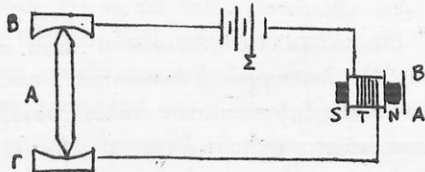


(Σχ. 111)

τις ἐκπίπτει τῆς πλακῶς AB, αὕτη τίθεται εἰς παλμικὴν κίνησιν καὶ πλεονάζουσα ἢ ἀπομακρυνομένη τοῦ πόλου, μεταβάλλει τὴν διανομὴν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ μαγνήτου NS, ὁπότε τὸ πηνίον π καθίσταται ἔδρα ἐπαγωγικῶν ρευμάτων. Ταῦτα, διερχόμενα διὰ τοῦ πηνίου π' μεταβάλλουν τὴν μαγνήσειν τοῦ μαγνήτου N'S' καὶ ἐμβάλλεται οὕτως ἡ πλάξ A'B' εἰς παλμικὴν κίνησιν ὁμοίαν πρὸς τὴν τῆς πλακῶς AB, ὁπότε ἀναπαράγεται ἡ φωνή (λῆψις).

§ 148. ΜΙΚΡΟΦΩΝΟΝ ΤΟΥ HUGUES. Ἐπειδὴ τὰ ἀνωτέρω ἐπαγωγικὰ ρεύματα, τὰ θέτοισι εἰς κίνησιν τὴν πλάκα τοῦ δέκτου, εἶναι λίαν ἀσθενῆ (ἑκατοστὰ τμῆα τοῦ χιλιοστοῦ τοῦ Ampère) καὶ ἡ λῆψις εἶναι ἄρα ἀσθενής, ὁ Hugues ἐπέφερε τελειοποιεῖν προσθέσασθαι εἰς τὸ κύκλωμα σπῆλιν.

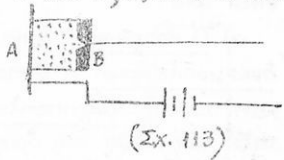
Ἡ συσκευή μεταδόσεως τῆς φωνῆς (Σχ. 112) συνίσταται ἐκ κυκλώματος περιλαμβάνοντος τηλεφῶνον Bell T (δέκτης) σπῆλιν Σ καὶ ραβδὸν A ἐξ ἄνθρακος, ἥτις στηρίζεται διὰ δύο σπείρας



(Σχ. 112)

μεταξύ των εξ' ανθρακας πλακών Β και Γ (μικρόφωνο). Όταν ὁμιλήσει πρὸ τοῦ ραβδίου Α, τούτο κλύεται, αἱ ἐπαφαὶ του πρὸς τὰς πλάκας ἀλλοιοῦνται καὶ ἔνεκα τούτου μεταβάλλεται ἡ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος. Ἄμεσος συνέπεια εἶναι νὰ διακυμαίνεται ἡ ἐντάσις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον ἐπηρεάζει τὸν δέκτην, ὁπλοδή τὸ τηλεφώνον τοῦ Bell, τοῦ ὁποῖου ἡ πλάξ ΑΒ τίθεται εἰς παλμικὴν κίνησιν. Αἱ ταλαντώσεις τῆς ΑΒ ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰς μεταβολὰς τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος, αὗται πάλιν εἶναι ἀντίστοιχοι τῶν μεταβολῶν τῆς ἐντάσεως τοῦ κυκλώματος (κατὰ τὰς ἐπαφὰς τοῦ ραβδίου), ἥτις μεταβάλλεται ὁμοίως μὲ τὰς ταλαντώσεις τῶν ἠχητικῶν κυμάτων τῆς φωνῆς. Οὕτω ἡ πλάξ ΑΒ ταλαντουμένη ἀναπαράζει τὸν πρὸ τοῦ μικροφώνου παραχθέντα ἦχον.

Σήμερον ἀντὶ ραβδίου Α, χρησιμοποιεῖται εἰς τὸ μικρόφωνον (Σχ. 113) πλῆθος κόκκων ἀνθρακας μεταξύ δύο πλακῶν Α καὶ Β, ἐξ ὧν ἡ Α εἶναι πολὺ λεπτή καὶ δύναται νὰ κλύεται ἐλευθέρως. Ὄταν ὁμιλοῦμεν πρὸ τῆς πλάκας Α, τότε μεταβάλλονται αἱ ἐπαφαὶ τῶν κόκκων τοῦ ἀνθρακας καὶ ἐπομένως μεταβάλλεται ἡ ἀντίστασις τοῦ κυκλώματος.

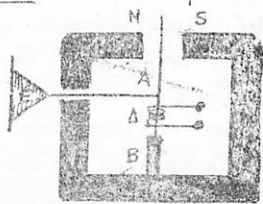


(Σχ. 113)

Οὕτω ἐπιτυγχάνεται ἡ διαμόρφωσις τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος κατὰ τὰς διακυμάνσεις τοῦ ἦχου, ὡς ἀνωτέρω, καὶ ἐπομένως ἡ ἀναπαραγωγή τοῦ ἦχου εἰς τὸν δέκτην (ἀκουστικόν).

§ 149. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟΝ ΜΕΓΑΦΩΝΟΝ. Τούτο ἐπηρεάζεται

ἀπὸ τὰς διακυμάνσεις μικροφωνικοῦ ρεύματος καὶ ἀναπαράζει, ὡς τὸ ἀκουστικόν τοῦ τηλεφώνου, τὸν ἦχον, ἀλλὰ ὑπὸ μεγάλην ἐντάσιν ὥστε νὰ ἀκούεται οὕτως συχρῶς ἀπὸ πολλὰς. Ἀποτελεῖται (Σχ. 114) ἀπὸ ἰσχυρὸν ἠλεκτρομαγνήτην μεταξύ τῶν πόλων τοῦ ὁποῖου ὑπάρχει γλωσσὶς Α στερεωμένη ἐπὶ ἐλαστικῷ ἐλασμάτῳ Β. Τὸ μικροφωνικὸν ρεῦμα διέρχεται ἀπὸ πηνίου Δ, τὸ ὁποῖον περιβάλλει τὴν βῆσιν τῆς γλωσσοειδούς. Ἡ γλωσσὶς μαγνητίζεται κατὰ τὰς διακυμάνσεις τοῦ μικροφωνικοῦ ρεύματος καὶ ἔνεκα



(Σχ. 114)

πύλου αυτή υφίσταται διακυμαινόμενος ἔλξεις ἀπὸ τοὺς πόλους τοῦ ἡλεκτρομαγνήτου, παλλομένη κατὰ τὰς διακυμάνσεις τοῦ μικροφωτισμοῦ ρεύματος. Μετὰ τῆς γλασσοῦς συμπαύεται κωνική μεμβράνη E, μεγάλης ἐπιφανείας, ἡ ὁποία παράγει τὸν ἦχον ὑπὸ μεγάλῃ ἐντάσει.

ΓΕΝΗΤΡΙΑΙ - ΚΙΝΗΤΗΡΕΣ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ.

ΓΕΝΙΚΑ. Αἱ ἡλεκτρικαὶ μηχαναὶ συνεχοῦς ρεύματος (γενήτριαι καὶ κινητήρες) εἶναι μηχαναὶ ἀντιστρεπταὶ χρησιμεύουσαι ὅπως ἡ μηχανικὴ ἐνέργεια τρέπεται εἰς ἡλεκτρικὴν (γενήτριαι) καὶ ἀντιστρόφως (κινητήρες). Ἡ παραγωγή τῆς ΗΕΔ εἰς τὰς γενήτριαις ἐπιρίζεται εἰς τὸ φαινόμενον τῆς ἐπαγωγῆς. Ἡ λειτουργία τῶν κινητήρων ἐπιρίζεται εἰς τὰς ἡλεκτρομαγνητικὰς δυνάμεις (δυνάμεις Laplace) ἐκ τῆς ὁμοβαίας ἀνάθεσης μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ ρεύματος.

§ 150. ΓΕΝΗΤΡΙΑΙ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Τὰ ἑνὸς μέρη γενήτριαι εἶναι τρία:

α) Ὁ ἐπαγωγέας, ὅστις εἶναι ἡλεκτρομαγνήτης, ὅποτε ἡ μηχανὴ καλεῖται δυναμοηλεκτρικὴ (Dynamo) ἢ, ἐπιαιωτέρον, μόνιμος μαγνήτης καὶ ἡ μηχανὴ καλεῖται μαγνητοηλεκτρικὴ (Magnetto). Ὁ ἐπαγωγέας δημιουργεῖ μεταξὺ τῶν πόλων τοῦ ὁμογενέος μαγνητικῶν πεδίου.

β) Ὁ ἐπαγωγίμιον, τὸ ὁποῖον εἶναι κλειστὸν κύκλωμα στρεφόμενον ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ἐπαγωγέως καὶ εἰς τὸ ὁποῖον, λόγῳ μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς, ἀναπτύσσεται ἐπαγωγικὸν ρεῦμα. Σήμερον χρησιμοποιεῖται μορφή ἐπαγωγίμιου ἧς καλεῖται τύμπανον. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ πολλὰ ἐκ μεμονωμένων εὐρμάτων πλαίσιον, τὰ ὅποια διατάσσονται κατὰ μῆκος τῶν γενετηρῶν κυλίνδρου ἐκ μαλακοῦ εἰδήρου καὶ εἶναι συνδεδεμένα ἐν σειρά. Ὁ ἐκ μαλακοῦ εἰδήρου κύλινδρος χρησιμεύει διό τὴν αὐξήσει τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἐπομένως διὰ τὴν αὐξήσει τῆς μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς.

Παλαιότερον ἐγένετο χρῆσις ὡς ἐπαγωγίμιον τοῦ δακτυλίου τοῦ Γραμπε. Οὗτος συνίσταται ἐκ δακτυλίου ὀπὸ μαλακῶν εἰδήρων περὶ τὸ ὅποῖον ἐλίεσται μεμονωμένοι εὐρμα κατὰ τὴν αὐτὴν πάντοτε φοράν, ὥστε νὰ ἀποτελεσθῇ τελείως κλειστός ἀγωγός.

γ) Ὁ εὐλλείκτης, ὅστις εἶναι κύλινδρος ἐκ μονωτικῆς οὐσίας φέρων κατὰ τὰς γενετήρας τοῦ χαλκῶν ἐλάσματα μεμονωμένα μεταξὺ ταν. Ἐκ τῶν ἐλάσματα ταῦτα καταλήγουσιν τὰ εὐρματα τῶν πλαϊνῶν τοῦ τύμπανου ἢ με αὐτὰ συνδέονται αἱ ἐπεῖραι τοῦ δακτυλίου τοῦ Γραμπε.

Ο συλλέκτης κρησιμεύει όπως μεταβιβάζη τὰ εἰς τὸ ἐπαγωγίμιον ἀναπνεύσιμα ρεύματα εἰς τὸ ἐξωτερικὸν κύκλωμα τῆς καταναλώσεως. Τοῦτο ἐπιτυγχάται διὰ δύο τεμαχίων ἐκ συμπαγοῦς ἄνθρακος, τὰ ὁποῖα καλοῦνται ψῆκτρα καὶ ἐφάπτονται πάντοτε εἰς δύο ἐκ διαμέτρου ἀντίθετα χάλκινα ἐλάσματα τοῦ κυλίνδρου.

Αἱ ψῆκτρα ἀντιστοιχοῦν εἰς τοὺς πόλους τῆς μηχανῆς.

Συνήθως στρέφεται τὸ ἐπαγωγίμιον, ἐνῶ ὁ ἐπαγωγεὺς μένει ἀκίνητος.

Τὸ κινητὸν μέρος καλεῖται rotor, τὸ δὲ ἀκίνητον stator.

§ 151. ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΤΗΣ ΓΕΝΗΤΡΙΑΣ. Μεταξὺ τῶν πῶ-

λων NS (Σχ. 115) ἡλεκτρομαγνήτου (ἐπαγωγεὺς) στρέφεται πλαισίον

ΑΒΓΔ (ἐπαγωγίμιον) τοῦ ὁποίου τὰ δύο

ἄκρα συνδέονται μετὰ δύο μεμοικωμένους

ἡμιδισκουλίου (συλλέκτης), οἱ ὁποῖοι

στρέφονται κατὰ τὴν φοράν τοῦ βέλους

θ καὶ μαζί με αὐτοὺς στρέφεται καὶ

τὸ πλαισίον. Κάθε ἡμιδισκουλίου εὐρίσκει

ταὶ πάντοτε εἰς ἐπαφὴν μετὰ μίαν ψῆκτραν.

Αἱ ψῆκτρα (ψ_1, ψ_2), ἐκ συμπαγοῦς ἄνθρακος,

εἶναι σταθεραὶ.

Κατὰ τὴν στροφὴν τοῦ πλαισίου,

εἰς τὰ ἄκρα αὐτοῦ, ἐξ ἐπαγωγῆς, ἐμ-

φανίζεται ἐναλλασσομένη τάσις (§ 140).

Εἰς τὰς ψῆκτρας ὁμοῦς ἐμφανίζεται

ἡλ.γ. δύναμις τῆς αὐτῆς πάντοτε φο-

ράς. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι, κα-

τὰ τὴν σιγμὴν ἐναλλαγῆς τῆς τάσε-

ως, ἐναλλάσσεται καὶ ἡ ἐπαφὴ τῶν

ψῆκτρῶν μετὰ τοὺς ἡμιδισκουλίου.

Αὐτὸ συμβαίνει ὅταν τὸ πλαισίον εἶναι

κάθετον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμάς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἡ τοι-

αύτη θέσις τοῦ πλαισίου καλεῖται ἰσοθέσις.

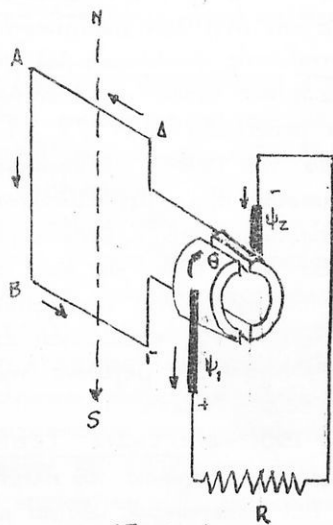
Εἰς τὸ Σχ. 115 καὶ μετὰ φοράν περιστροφῆς τὴν τοῦ βέλους θ ,

τὸ ρεῦμα ἐξέρχεται συνεχῶς ἐκ τῆς ψῆκτρας ψ_1 (θετικὸς πόλος)

καὶ εἰσέρχεται ἐκ τῆς ψῆκτρας ψ_2 (ἀρνητικὸς πόλος).

Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον εἰς τὸ ἐξωτερικὸν κύκλωμα κυκλοφορεῖ ρεῦμα

σταθερᾶς φοράς, δηλαδὴ συνεχές.



(Σχ. 115)

C'est le temps de l'ancien de l'ancien

§ 152. ΗΛΕΚΤΡΕΓΕΡΤΙΚΗ ΔΥΝΑΜΙΣ ΚΑΙ ΑΠΟΔΟΣΙΣ ΓΕΝΗΤΡΙΑΣ

Εάν τό τύμπανον φέρη επί τής επιφανείας του έκ μαλακού σιδήρου ή λίνδρου η εύθύγραμμα εύρματα (εις τόν δακτύλιον του Γραμπε τό η είναι αί εσφίραι τούτου) και η ευκνότης περιστροφής του έπαγωγίμου είναι N (στροφ/sec), τότε η ήλ. γ. δύναμις (E) τής γενητριάς εις Volt, παρέχεται υπό του τύπου :

$$E = \frac{1}{10^8} N \cdot n \cdot \Phi$$

όθα Φ η μέγιστη μαγνητική ροή, η διερχομένη από όλόκληρον τό έπαγωγίμον.

Λέγομεν ότι γενητρία λειτουργεί έν κενώ, όταν αύτη λειτουργή χωρίς να παρέχη ρεύμα εις έξωτερικόν κύκλωμα.

Εις τήν αντίθετον περίπτωσιν λέγομεν ότι λειτουργεί υπό φορτίον. Συντελεστής απόδοσεως (α) μιάς γενητριάς καλεΐται τό πηλικόν τής ηλεκτρικής ισχύος τής αποδιδόμενης υπό τής γενητριάς ($P_{\eta\lambda}$) πρός τήν μηχανικήν ισχύν ($P_{μηχ}$), η όποια καταναλίσκεται διά τήν κίνησιν του τούτου. Έπομένως :

$$\alpha = \frac{P_{\eta\lambda}}{P_{μηχ}}$$

Η διαφορά $P_{μηχ} - P_{\eta\lambda}$ μετατρέπεται εις θερμότητα έντός τής γενητριάς λόγω τριβών, θερμότητας Joule, ρευμάτων Foucault κ.λ.α.

Εάν V η τάσις εις τούς πόλους τής γενητριάς και I η έντάσις του υπό τούτης παροχομένου ρεύματος τότε :

$$P_{\eta\lambda} = V \cdot I \quad \text{και έπομένως} : \alpha = \frac{VI}{P_{μηχ}}$$

Αναλόγως του μεγέθους τής γενητριάς η απόδοσις κυμαίνεται από 60% - 98%.

§ 153. ΔΙΕΓΕΡΣΙΣ ΓΕΝΗΤΡΙΑΣ.

Εις τας δυναμοηλεκτρικάς μηχανιάς η διεγερσις του ήλεκτρομαγνήτου (έπαγωγέως) δύναται να γνη διά διοχετεύσεως εις τά πηνία τούτου συνεχούς ρεύματος προερχομένου από άλλην πηγήν, π.χ. από μικροτέραν γενητρίαν η ευεσώρευτήν (άνεξάρτητος διεγερσις).

Αι εύχρηστοι όμας γενητρίαί είναι αυτοδιεγερόμεναι, δηλαδή τό ρεύμα τής διεγέρσεως του ήλεκτρομαγνήτου παρέχεται υπό αύτής τούτης τής μηχανής και έπομένως η μηχανή λειτουργεί εύθύσ ως τό έπαγωγίμον τούτης πεθ η εις περιστροφήν.

Η αυτοδιεγερσις επιτυγχάνεται διότι ό έκ μαλακού σιδήρου πυρήν του ήλεκτρομαγνήτου διατηρεί ίσχυη μαγνητισμού (παραμένουσα μαγνητις εις). Κατά τήν περιστροφήν του έπαγωγίμου αναπτύσσεται άρχικώς άδρασές ρεύμα και άφού έκ τούτου τροφοδοτούνται τά πηνία του ή-

ηλεκτρομαγνήτου επακολουθεί επίτευξις τού μαγνητικού πεδίου. Ἀποτέλεσμα τῆς ἐνισχύσεως ταύτης εἶναι ἡ παραγωγή ἰσχυροτέρου ρεύματος, τὸ ὁποῖον προκαλεῖ νέαν ἐνίσχυσιν τού μαγνητικοῦ πεδίου τού ἠλεκτρομαγνήτου κ.σ.κ. μέχρις ὅτου ἡ ἡλ.χ. δύναμις τῆς μηχανῆς λάβῃ τὴν τελικὴν τῆς τιμὴν.

Ἀναλόγως τού τρόπου συνδέσεως τῆς περιελίξεως τού ἠλεκτρομαγνήτου (ἐπαγωγέως) διακρίνομεν τρία εἶδη διεξέρσεως.

α) Διέξεις ἐν σειρά. Τὸ κύκλωμα τού ἐπαγωγέως συνδέεται ἐν σειρά μὲ τὸ κύκλωμα τού ἐπαγωγίμου, δηλαδὴ ὅλον τὸ παραχόμενον ρεῦμα τροφοδοτεῖ πρώτον τὸν ἠλεκτρομαγνήτην καὶ ἐνευχεῖα τὴν καταναλώσιν.

β) Διέξεις ἐν παραλλήλῳ. Εἶναι τὸ συνπρόσετον εἶδος διεξέρσεως. Τὸ πηλίκον τού ἠλεκτρομαγνήτου συνδέεται μὲ τοὺς πόλους τῆς μηχανῆς καὶ κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἡ τροφοδότησις τού ἐπαγωγέως γίνεται ἐν παραλλήλῳ πρὸς τὴν καταναλώσιν.

γ) Μικτὴ διεξέρσις. Εἶναι συνδυασμὸς τῶν δύο προηγουμένων. Ἡ τροφοδότησις τού ἠλεκτρομαγνήτου γίνεται μὲ δύο πηλίκια, τὸ ἓν ἐν σειρά καὶ τὸ ἕτερον ἐν παραλλήλῳ πρὸς τὴν καταναλώσιν.

§ 154. ΚΙΝΗΤΗΡΕΣ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Εἰς τὰς περιγραφείσας γεννητριάς δαπάναις μηχανικῆς ἐνεργείας λαμβάνομεν ἠλεκτρικὸν ρεῦμα. Ἄν, ἀντιτρόφος, διαβιβάσωμεν ρεῦμα διὰ τού ἐπαγωγίμου, συνδέοντες τοὺς πόλους τῆς μηχανῆς μὲ τοὺς πόλους ἠλεκτρικῆς πηγῆς, τότε τὸ μαγνητικὸν πεδίον τού ἐπαγωγέως ἐπιδρᾷ ἐπὶ τού ρεύματος τού διαρρέοντος τὸ ἐπαγωγίμον καί, συμφανῶς μὲ τὰς ἐπὶ κινήτου ρεύματος δημιουργουμένας ἠλεκτρομαγνητικὰς δυνάμεις (δυνάμεις Laplace), τὸ ἐπαγωγίμον τίθεται εἰς περιστροφήν. Ἄν εἰς τὸ ἐπαγωγίμον διοχετεύθῃ ρεῦμα τῆς αὐτῆς φοράς, καθ' ἣν διαρρέετο τούτο ὅταν ἡ μηχανὴ ἐλειτουργῇ ὡς γεννητρία, τότε τὸ ἐπαγωγίμον θά στραφῇ κατ' ἀντίθετον φοράν ἀπὸ τὸν τρόπον πού ἐστρέφετο ὅταν ἡ μηχανὴ ἐλειτουργῇ ὡς γεννητρία. Ἡ φορά περιστροφῆς αὐτοδιεχειρομένου κινήτηρος συνεχοῦς ρεύματος εἶναι ἀνεξάρτητος τού τρόπου συνδέσεως τῶν πόλων τού κινήτηρος μὲ τοὺς πόλους τῆς ἠλεκτρικῆς πηγῆς. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι, ἀνεξαρτητοῦ τῆς πολικότητος ἐπέρχεται ἀντιτροφή τῶν πόλων τού ἠλεκτρομαγνήτου καὶ τῆς φοράς τού ρεύματος εἰς τὸ ἐπαγωγίμον.

Καί' αὐτόν τόν τρόπον διατηρεῖται σταθερά ἡ φορά τῶν δυνάμεων Laplace καί ἐπομένως καί ἡ φορά περιστροφῆς τοῦ ῥοτοῦ.

Ἐπομένως, εἰάν θέλωμεν νά ἀναστραφῆ ἡ φορά περιστροφῆς τοῦ ῥοτοῦ πρέπει νά ἀναστρέψωμεν τήν φοράν τοῦ ρεύματος εἴτε μόνον εἰς τήν διέγερσιν, εἴτε μόνον εἰς τὸ ἐπαγωγίμον.

§ 155. ΑΝΤΙΗΛΕΚΤΡΕΓΕΡΤΙΚΗ ΔΥΝΑΜΙΣ ΚΑΙ ΑΠΟΔΟΣΙΣ ΚΙΝΗΤΗΡΟΣ. Κατά τήν λειτουργίαν κινητήρας αἱ σπειραί τοῦ ἐπαγωγίμου κινουῦνται ἐντός τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ ἐπαγωγέως. Λόγω τῆς ἐπ' αὐτῶν μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς ἀναπτύσσεται ἐξ ἐπαγωγῆς μία Η.Ε.Δ, ἥτις ἀντιηλεκτρεγερτική δύναμις (Ε') τοῦ κινητήρος (§ 89) καλεῖται. Αὕτη ἔχει φοράν ἀντίθετον τῆς τῶσεως V, ἥτις ἐφαρμόζεται εἰς τοῦο πόλους τοῦ κινητήρος. Ἄν τ εἶναι ἡ ὁμικῆ ἀντίστασις τοῦ ἐπαγωγίμου καί I ἡ ἔντασις τοῦ διαρρέοντος τόν κινητήρα ρεύματος, τότε ἐκ τῆς ἀφθαρσίας τῆς ἐνεργείας θά ἔχωμεν:

$$VI = E'I + I^2 \cdot r \quad \text{ἥτοι} \quad \boxed{I = \frac{V - E'}{r}}$$

Κατά τήν ἔναρξιν τῆς κινήσεως ἑνός ἠλεκτρ. κινητήρος εἶναι $E' = 0$ καί ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος λαμβάνει μεγάλας τιμάς ($I = \frac{V}{r}$), λόγω καί τῆς γενικῆς μικρῆς ἐσωτερικῆς ἀντιστάσεως (r) τοῦ κινητήρος. Εἰς μεγάλους κινητήρας τὸ ἰσχυρόν τοῦτο ρεῦμα, καλούμενον ρευμὶ ἐκκινήσεως, θά ἰδύνατο νά προκαλέσῃ διαταραχάς, Πρὸς ἀποφυγὴν τῶν ἀνωμαλιῶν τούτων παρεντίθεται ἐν σειρά πρὸς τόν ῥοτόν, μία μεταβλητὴ ἀντίστασις, ἥτις ἀντίστασις ἐκκινήσεως καλεῖται, καί ἡ ὁποία τίθεται ἐκτός κυκλώματος εὐθὺς ἀπὸ τὸν κινητὴν λῶβη τὰς κανονικάς του στροφάς.

Λέγομεν ὅτι κινητὴρ λειτουργεῖ ἐν κενῷ, ὅταν περιστρέφεται χωρὶς νά εἶναι νῆ ἄλλην μηχανήν. Εἰς τήν ἀντίθετον περίπτωσιν λέγομεν ὅτι λειτουργεῖ ὑπὸ φορτίον.

Συντελεστὴς ἀποδόσεως (α) κινητήρος καλεῖται τὸ πηλίκον τῆς ὑπὸ τοῦ ἀποδοδομένης μηχανικῆς ἰσχύος ($P_{\text{μηχ}}$) πρὸς τήν ὑπ' αὐτοῦ καταναλισκωμένην ἠλεκτρικὴν ἰσχύν ($P_{\text{ηλεκ}}$). Ἐπομένως:

$$\boxed{\alpha = \frac{P_{\text{μηχ}}}{P_{\text{ηλεκ}}}}$$

Ἐπειδὴ $P_{\text{μηχ}} = E' \cdot I$ καί $P_{\text{ηλεκ}} = V \cdot I$, Ἄρα $\boxed{\alpha = \frac{E'}{V}}$.

Ἐναλόγως τοῦ μεγέθους τοῦ κινητήρος ἡ ἀπόδοσις κυμαίνεται ἀπὸ 70% μέχρι 98%.

§ 156. ΜΕΤΑΒΙΒΑΣΙΣ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ. Μετασχηματισμοί

μηχανική ενέργειαν (υδροποτάσεων κ.λ.π) εἰς ἠλεκτρικὴν, διὰ τῶν γεννητριῶν, ἐπιτυγχάνομεν τὴν εὐκόλῃν μεταφορὰν ταύτης μὲν, εἰς τοὺς τόπους καταναλώσεως (πρὸς φατισμόν, θέρμανσιν, κίνησιν κ.λ.π).

Κατὰ τὴν μεταβίβασιν μέρος τῆς ἐνεργείας τοῦ ρεύματος χάνεται πρὸς Θερμότητα.

Ἄν I ἢ ἔντασις τοῦ ρεύματος καὶ R ἢ ἀντίστασις τῶν εὐρμάτων μεταβίβασεως τότε ἀπόλλυται πρὸς θερμότητα ἰσχύς $R \cdot I^2$. Πρὸς μείωσιν ταύτης δεόν νὰ ἐλαττωθῇ ἢ R ἢ ἢ I ἢ ἀμφότερα. Ἀλλὰ ἐλάττωσις τῆς R σημαίνει αὐξήσιν τῆς τομῆς τῶν ἀγωγῶν, ὅπερ εἶναι ἀσύμφορον.

Πρέπει λοιπὸν νὰ ἐλαττωθῇ ἢ ἔντασις. Ἴνα ὅμως μὴ ἐλαττωθῇ ἢ μεταβιβαζομένη ἰσχύς: $P_{ηλ} = V \cdot I$ δεόν νὰ αὐξηθῇ ἢ τάσις V , ὅφ' ἣν γίνεται ἢ μεταβίβασις. Ἦτοι, πρὸς οἰκονομικὴν μεταβίβασιν τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνεργείας, δεόν νὰ μεταβιβάζεται αὕτη ὑπὸ μικρᾶν ἔντασιν καὶ μεγάλην τάσιν.

Με συνεχῇ ὅμως ρεύματα πολὺ ἐπιτυχάνομεν μεγάλας τάσεις, ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα. Ἔνεκα τούτου ἐν τῇ πράξει χρησιμοποιοῦνται συνθηθέστατα τὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα μετὰ τὰ ὁποῖα θὰ ἀσκοληθῶμεν κατωτέρω.

ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΑ ΡΕΥΜΑΤΑ

§ 157. ΓΕΝΙΚΑ. Ὀνομάζομεν ἐναλλασσόμενα ρεύματα ἐκεῖνα τῶν ὁποίων ἢ φορὰ περιοδικῶς μετὰ τοῦ χρόνου μεταβάλλεται. Πρὸς παραγωγὴν τούτων ἀπαιτεῖται ἐναλλασσομένη τάσις. Ἐάν αὕτη μεταβάλλεται ἡμιτονοειδῶς μετὰ τοῦ χρόνου, τότε καλεῖται ἄρμονικὴ τάσις καὶ τὸ ἀντίστοιχον ἐναλλασσόμενον ρεῦμα καλεῖται ἡμιτονοειδές ἢ ἄρμονικόν.

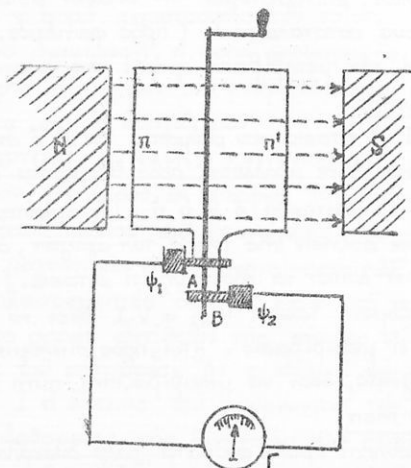
Τὰ ἡμιτονοειδῆ ἢ ἄρμονικὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα εἶναι ἢ σπουδαιότερα μορφή ἐναλλασσομένων ρευμάτων καὶ μετὰ αὐτὰ θὰ ἀσκοληθῶμεν. Λέγοντες ἐν εὐτεχεῖα ἐναλλασσόμενον ρεῦμα θὰ ἐννοῶμεν ἡμιτονοειδές.

§ 158. ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΗΣ ΤΡΟΠΟΣ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Τὸ Σχ. 116 παρέχει, κατὰ στοιχειώδη τρόπον, τὴν παραγωγὴν ἄρμονικῶς ἐναλλασσομένης τάσεως, εἰς τοὺς κυλινδρικούς ἀποδέκτας A καὶ B .

Πράγματι, κατὰ τὴν περιστροφὴν τοῦ πλαισίου $ΠΠ'$ ἐπὶ τοῦ ὁμογενοῦς μαγνητικοῦ πεδίου NS , μεταβάλλεται συνεχῶς ἢ ἐν αὐτῷ διερχο-

μένη μαγνητική ροή με άμεσον αποτέλεσμα την ανάπτυξιν έναλλασο-
μένης τάσεως εἰς τοὺς κλιν-
δρικούς ἀκροδέκτας Α καὶ Β.

Δύο ψῆκται ψ_1 καὶ ψ_2 ἐρα-
πιόνται ἐπὶ τῶν Α καὶ Β καὶ
παρέχουν τὸ ρεῦμα πρὸς τὸ
χαλβανόμετρον Γ, τοῦ ὁποίου
ὁ δείκτης κινεῖται ἑκατέρωθεν
τοῦ μηδένος, ἂν ἡ γωνιώδης
ταχύτης τοῦ πλαισίου εἶναι
μικρά, ὥστε νὰ δύναται οὖ-
τος νὰ παρακολουθῇ τὰς ἐ-
ναλλαγὰς τοῦ ρεύματος. Ἄν
τὸ πλαίσιον ἐτρέφεται ὁμαλῶς
μέ σταθεράν γωνιώδη ταχύτη-
τα ω (ἢ περίοδον T ἢ συχνό-
τητα N ὁπότε: $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi N$) καὶ θεωρήσωμεν ὡς ἀρχὴν τῶν χρόνων:



(Σχ. 116)

$t=0$ καὶ ὅταν τοῦτο εἶναι παράλληλον πρὸς τὰς δυναμικὰς γραμμὰς
τοῦ μαγν. πεδίου, ὅτε ἡ δι' αὐτοῦ μαγνητικὴ ροὴ εἶναι μηδέν, τότε αὐ-
τὴ αὐξάνεται μέχρι μεγίστης τιμῆς ἀντιστοιχοῦσης εἰς χρόνον $t = \frac{T}{4}$.
Ἀκολουθῶς ἡ ροὴ ἐλαττοῦται καὶ μηδενίζεται ὅταν $t = \frac{T}{2}$. Ἐν συνεχείᾳ
ἡ ροὴ ἀλλάσσει φορὰν ὡς πρὸς τὸ πλαίσιον καὶ αὐξάνεται (ἀπολύτως)
λαμβάνουσα μεγίστην τιμὴν διὰ $t = \frac{3T}{4}$ καὶ ἐν συνεχείᾳ ἐλαττοῦται μηδε-
νιζομένη διὰ $t = T$ κ.ο.κ. Ἐκ τῆς τιαύτης μεταβολῆς τῆς ροῆς ἀναπτύ-
σσεται ἐξ ἐπαγωγῆς τάσις, ἡ ὁποία μεταβάλλεται ἡμιτονοειδῶς ἐναρπύσει
τοῦ χρόνου. Ἡ τάσις αὕτη ἔχει μεγίστην τιμὴν (ἀπολύτως) κατὰ τοὺς
χρόνους $t=0, \frac{T}{2}, T, \frac{3T}{2}, \dots$ (τότε συμβαίνει μεγίστη μεταβολὴ ροῆς).
Ἀντιθέτως αὕτη μηδενίζεται κατὰ τοὺς χρόνους $t = \frac{T}{4}, \frac{3T}{4}, \frac{5T}{4}, \dots$
(τότε ἡ μεταβολὴ τῆς ροῆς εἶναι ἀνεπαίσθητος).

Ἄν ὡς ἀρχὴν τῶν χρόνων ($t=0$) θεωρήσωμεν τὴν στιγμήν καθ' ἣν
ἡ τάσις εἶναι μηδέν (τὸ πλαίσιον κάθετον εἰς τὴν διεύθυνσιν τοῦ μαγν.
πεδίου) τότε ἡ ἀναπτυσσομένη ἡμιτονοειδῆς τάσις V ἀκολουθεῖ τὴν ἐ-
ξίσωσιν $V = V_0 \cdot \eta \mu \omega t$, ἔνθα V ἡ ἐκάστοτε τάσις (στιγμιαία τάσις),
 V_0 ἡ μεγίστη τάσις (πλάτος τῆς τάσεως) καὶ ω ἡ γωνιώδης ταχύτης
τοῦ πλαισίου (κυκλικὴ συχνότης τῆς τάσεως).

Επειδή $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi N$, λαμβάνομεν:

$$V = V_0 \cdot \eta\mu \frac{2\pi t}{T} = V_0 \cdot \eta\mu 2\pi Nt$$

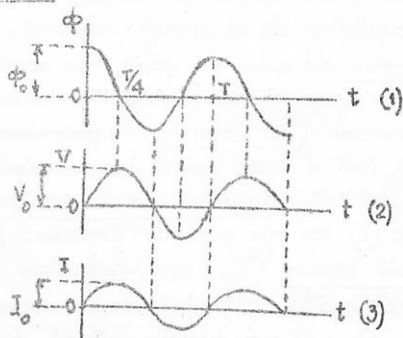
Το μέγεθος: $\omega t = \frac{2\pi t}{T} = 2\pi Nt$ είναι γωνία (εις ακτίνια) και καλείται φάσις τῆς τάσεως.

Συνέπεια τῆς ἡμιτονοειδοῦς ἐναλλασσομένης τάσεως εἶναι ἡ ἀνάπτυξις τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος τοῦ ὁποῦ οὔτ' ἔντασις μεταβάλλεται ἐπίσης ἡμιτονοειδοῦς μέ τὴν αὐτὴν κυκλικὴν συχνότητα (ω). Ἄν τὸ κύκλωμα περιλαμβάνει μόνον ἀμικτὴν ἀντίστασιν R (μὴ ἔχουσαν δηλ. αὐτεπαγωγὴν) καὶ ἐφ' ὅσον εἰς τὰ πέρατα τῆς R ἐφαρμόζεται ἡ ἐναλλασσομένη τάσις: $V = V_0 \eta\mu\omega t$, τότε, εὐμφάνως μέ τὸν νόμον τοῦ Ὁhm, εἰς ἐκάστην χρονικὴν στιγμήν, ἡ ἔντασις I τοῦ διερχομένου ρεύματος θά εἶναι: $I = \frac{V}{R} = \frac{V_0 \eta\mu\omega t}{R}$ καὶ ἐάν θέσωμεν $\frac{V_0}{R} = I_0$ λαμβάνομεν:

$$I = I_0 \eta\mu\omega t = I_0 \eta\mu \frac{2\pi t}{T} = I_0 \eta\mu 2\pi Nt$$

ἡ τάσις καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος ἔχουν πάντοτε τὴν αὐτὴν φάσιν:

τὰ Σχ. 117 παριστοῦν, εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην, τὸ μὲν (1) τὴν μεταβολὴν τῆς μαγνητικῆς ροῆς, τὰ δὲ (2) καὶ (3) τὴν μεταβολὴν τῆς τάσεως καὶ ἔντασεως συναρτήσει τοῦ χρόνου.



(Σχ. 117)

§ 159. ΔΙΑΦΟΡΑ ΦΑΣΕΩΣ. Ἐ-

άν, ὡς ἀνωτέρω εἶδομεν, ἡ φάσις ωt εἶναι ἡ αὐτὴ δια τῶν τάσεων καὶ

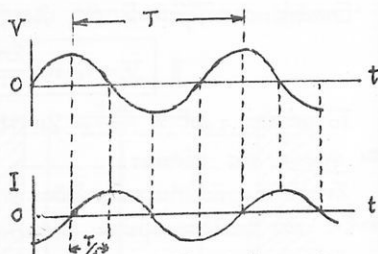
τῶν ἔντασεων, λέγομεν ὅτι ἀμφοτέρω τὰ μεγέθη ταῦτα εὐρίσκονται ἐν συμφωνίᾳ φάσεως. Τότε τὰ δύο μεγέθη συμβαδίζουν ὡς πρὸς τὴν μεταβολὴν των, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ Σχ. 117 (2 καὶ 3).

Ἄν ὅμως τὰ δύο μεγέθη ἐκφράζονται ὑπὸ τῶν ἐξισώσεων: $V = V_0 \eta\mu\omega t$ καὶ $I = I_0 \eta\mu(\omega t - \phi)$, τότε ἡ σταθερὰ γωνία ϕ καλεῖται διαφορὰ φάσεως τῶν δύο ποσῶν καὶ παριστᾷ κατὰ πόσον ἡ φάσις τῆς ἔντασεως ὑστερεῖ ἔναντι τῆς φάσεως τῆς τάσεως.

Εἰς τὸ Σχ. 118 παρίσταται γραφικῶς τὰ δύο μεγέθη (V καὶ I), ὑπὸ διαφορὰν φάσεως $\phi = 90^\circ$ (ὑστερῆσιν τῆς φάσεως τῆς ἔντασεως

έναντι τῆς τάσεως).

Κατά τὴν τροφοδότῃν κυκλώμα-
τος ὑπὸ ἐναλλασσομένης τάσεως, τό-
τε ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος δὲν εὐρί-
σκεται, ἐν γένει, ἐν φάσει πρὸς τὴν
τάσιν, ἀλλὰ τὰ δύο μεγέθη παρουσι-
άζουν διαφορὰν φάσεως κυμαινομέ-
νην μεταξὺ 0 καὶ $\pm \frac{\pi}{2}$, ὁπλοδὴ με-
ταξὺ 0° καὶ $\pm 90^\circ$. Αἰτία τούτου εἶναι ἡ ὑπερξίς αὐτεπαγωγῆς ἢ χωρη-
τικώτης ἐν τῷ κυκλώματι.



(Σχ. 118)

Ἐπί παραδείγματι πηγίον ἀντίστασεως R καὶ συντελεστοῦ αὐτεπαγωγῆς L, τροφοδοτούμενον μὲ ἐναλλασσομέ-
νην τάσιν διαρρέεται ὑπὸ ἐναλλασσομένου ρεύματος τοῦ ὁποῖου ἡ φά-
σις τῆς ἐντάσεως ὑπερεῖ ὡς πρὸς τὴν φάσιν τῆς τάσεως. Ἐπίσης
διαφορὰ φάσεως ὑφίσταται ὅταν ἐν τῷ κυκλώματι ὑπάρχει πυκνωτῆς
χωρητικώτης C (οὗτος δὲ ἐναλλ. ρεύμα δὲν ἀποτελεῖ διακόπτην, ὡς
συμβαίνει εἰς τὰ συνεχῆ ρεύματα). Τότε ἡ φάσις τῆς ἐντάσεως προ-
χῆται ὡς πρὸς τὴν φάσιν τῆς τάσεως.

Ἄν ὅμως δὲ ἐναλλασσομένης τάσεως τροφοδοτοῦμεν ἀπλήν ὁμικὴν ἀν-
τίστασιν (π.χ. λομπτήρα πυρακτώσεως) τότε ἡ διαφορὰ φάσεως εἶναι
0, ὁπλ. ἡ τάσις καὶ ἡ ἔντασις εὐρίσκονται ἐν φάσει.

§ 160. ΕΝΕΡΓΟΣ ΕΝΤΑΣΙΣ - ΕΝΕΡΓΟΣ ΤΑΣΙΣ. Πλὴν τῆς σημιαί-
ας (I) καὶ τῆς μεγίστης ἐντάσεως (I_0) διακρίνομεν ἐπίσης τὴν ἐνεργ-
χὸν ἔντασιν (I_{ev}) ἐναλλασσομένου ρεύματος, ἥτις εἶναι σταθερά καὶ διὰ
τὴν πράξιν αὕτη ἐνδιαφέρει κυρίως.

Ὄνομάζομεν ἐνεργὸν ἔντασιν ἐναλλασσομένου ρεύματος τὴν ἔντασιν
συνεχοῦς ρεύματος, τὸ ὁποῖον, διὰ τὴν αὐτὴν ἀντίστασιν καὶ τὸν αὐτὸν
χρόνον, παρῶσι τὸ αὐτὸ ποσοῦν θερμότητος μὲ τὸ ἐναλλασσομένον
ρεύμα. Ἀποδεικνύεται ὅτι:
$$I_{ev} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$$

Κατὰ παρόμοιον τρόπον, πλὴν τῆς σημιαίας (V) καὶ τῆς μεγίστης
(V_0) τάσεως, διακρίνομεν καὶ ἐνεργὸν τοιαύτην (V_{ev}) ἥτις, ὑπὸ τὴν
πράξιν, κυρίως ἐνδιαφέρει.

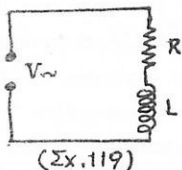
Ἡ ἐνεργὸς τάσις ὀρίζεται ὡς ἡ τάσις συνεχοῦς ρεύματος, ἡ ὁποία,
διὰ τὴν αὐτὴν ἀντίστασιν, προκαλεῖ συνεχές ρεύμα ἐντάσεως ἴσης πρὸς
τὴν ἐνεργὸν ἔντασιν τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος. Ἀποδεικνύεται ὅτι:

$$V_{ev} = \frac{V_0}{\sqrt{2}}$$

Είς τας εφαρμογάς, προκαμένον περί έναλλασομένων ρευμάτων, λέγοντες απλώς ότι τό ρεύμα έχει ένταση A Amp, ή τάειν V volt, έννοομεν πάντοτε τας ένεργους τιμάς αυτών.

ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ ΟΗΜ ΕΙΣ ΕΝΑΛΛΑΣΟΜΕΝΟΝ ΡΕΥΜΑ

§ 161. ΕΠΑΓΩΓΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΙΣ. Έστω κύκλωμα (Σχ. 119) περιέχον πηγίον με συντελεστήν αύτεπαγωγής L (άνευ αντίστασεως) και άμικτήν αντίστασιν R (άνευ αύτεπαγωγής) καθώς και πηγίν ένάλλασομένης τάσεως V τής μορφής:



$$V = V_0 \eta \mu \omega t$$

Άποδεικνύεται ότι τό κύκλωμα τούτο διορρέεται υπό ένάλλασομένου ρεύματος τού οποίου ή έντασις είναι τής μορφής:

$$I = I_0 \eta \mu (\omega t - \phi)$$

δηλ. ότι ή έντασις τούτου έχει τήν αυτήν με τήν τάειν κυκλικήν ευκνότητα (ω), υστερεί όμως ή φάσις ταύτης, ως πρός τήν φάσιν τής τάσεως, κατά γωνίαν ϕ , ήτις είς άκτίνα κυμαίνεται από 0 μέχρι $\frac{\pi}{2}$. Τό πλάτος (I_0) τής έντάσεως είναι:

$$I_0 = \frac{V_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}} \quad (1)$$

$$\epsilon \phi \phi = \frac{\omega L}{R} \quad (2)$$

Έάν $R=0$, τότε ό τύπος (1) γίνεται:

$$I_0 = \frac{V_0}{\omega L} \quad (1')$$

$$\phi = \frac{\pi}{2} \quad (2')$$

Η ποσότης ωL καλεΐται έπαγωγική αντίστασις (R_L) και μετρείται είς Ω (όταν ω είς rad/sec και L είς Henry).

Ότε, μόνη ή αύτεπαγωγή L δημιουργεί έπαγωγικήν αντίστασιν: $R_L = \omega L$ και προκαλεί υστερήσιν τής φάσεως τής έντάσεως ως πρός τήν φάσιν τής τάσεως κατά γωνίαν $\phi = \frac{\pi}{2}$, δηλ. 90° (ως Σχ. 118).

Έκ τού τύπου (1') προκύπτει ότι: $I_{\epsilon \nu} = \frac{V_{\epsilon \nu}}{\omega L} \quad (3)$

Σημ. Έάν $L=0$, τότε ό τύπος (1) γίνεται:

$$I_0 = \frac{V_0}{R} \quad (1'')$$

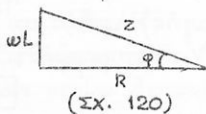
$$\phi = 0 \quad (2'')$$

Ότε, μόνη άμικτή αντίστασις R δέν προκαλεί διαφοράν φάσεως μεταξύ έντάσεως και τάσεως, ήτοι τά δύο ταύτα ποιά εύρίσκονται είς εμφασίαν φάσεως. Έκ τού τύπου (1'') προκύπτει ότι: $I_{\epsilon \nu} = \frac{V_{\epsilon \nu}}{R} \quad (4)$

Είς τήν περίπτωσιν ταύτην ὁ τόμος τοῦ $O\eta\mu$ εἶναι ὡς εἰς εὐτε-
κές ρεῦμα (διά τὰ πλῆθη ἢ ἐνεργά ποσά).

Εἰς τήν περίπτωσιν τῆς εὐχρόνου υπάρξεως τῶν R καὶ L ἐκ τοῦ
τύπου (1) φαίνεται ὅτι ὡς ἀντίστασις ἐμφανίζεται ἡ καλουμένη εὐνθε-
τος ἀντίστασις (Z) ἥτις εἶναι: $Z = \sqrt{R^2 + R_L^2} = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$

Τὴν εὐνθετον ἀντίστασιν δυνάμεθα νά παραστήσωμεν ὡς ὑποτεί-
νουσαν ὀρθογωνίου τριγώνου (Σχ. 120) μὲ καθέτους πλευράς τὴν ὠμι-
κὴν καὶ τὴν ἐπαγωγικὴν ἀντίστασιν. Ἡ γωνία
 φ τοῦ τριγώνου παριστᾷ τὴν διαφορὰν φάσεως
(ἐντάσεως - τάσεως) διότι εἶναι: $\epsilon\varphi\varphi = \frac{\omega L}{R}$
(τύπος 2).

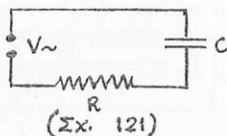


Ἐκ τοῦ τύπου (1) προκύπτει ὅτι:

$$I_{\epsilon\nu} = \frac{V_{\epsilon\nu}}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}} \quad (5)$$

§ 162. ΧΩΡΗΤΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΙΣ. Ἐστω κύκλωμα (Σχ. 121) περιέχον
ὠμικὴν ἀντίστασιν R (ἄνευ αὐτεπαγωγῆς) καὶ πυκνωτὴν χωρητικό-
τητα C καθὼς καὶ πηγὴν ἐναλλασσομένης τάσεως τῆς μορφῆς:

$V = V_0 \eta\mu\omega t$. Τὸ κύκλωμα τοῦτο διαρρέεται
ὑπὸ ἐναλλ. ρεύματος φορτιζομένου τοῦ πυκνω-
τοῦ μὲ τάσιν ἐναλλάξ διαφόρου σημείου. Με-
ταξὺ τῶν ὁδηγησῶν τοῦ πυκνωτοῦ οὐδεμίς
κίνησις φορτίων γίνεταί, μόνον τὸ ἠλεκτρικὸν



πεδίου ἡμιτονοειδῶς ἐταλλάσσεται. Ἡ ἐντάσις I τοῦ κυκλοφοροῦντος
ἐναλλ. ρεύματος ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι τῆς μορφῆς: $I = I_0 \eta\mu(\omega t + \varphi)$,
ἔχουσα τὴν αὐτὴν μὲ τὴν τάσιν κυκλικὴν εὐχρότητα (ω) καὶ φάσιν ἥ-
τις προηγεῖται τῆς τάσεως τῆς τάσεως κατὰ γωνίαν φ καὶ εἰς ἀκτι-
να κυμαίνεται ἀπὸ 0 μέχρι $\frac{\pi}{2}$. Τὸ πλάτος (I_0) τῆς ἐντάσεως εἶναι:

$$I_0 = \frac{V_0}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (1) \text{ καὶ}$$

$$\epsilon\varphi\varphi = \frac{1}{\omega R} = \frac{1}{R \cdot \omega C} \quad (2)$$

Ἐάν $R=0$, ὁ τύπος (1) γίνεταί:

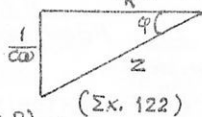
$$I_0 = \frac{V_0}{\frac{1}{\omega C}} \quad (1') \text{ καὶ ὁ (2) δίδει: } \varphi = \frac{\pi}{2} \quad (2')$$

Ἡ ποσότης $\frac{1}{\omega C}$ καλεῖται χωρητικὴ ἀντίστασις (R_C) καὶ μετρεῖται εἰς
 Ω (ὅταν ω εἰς rad/sec καὶ C εἰς Farad). Ὡστε, μόνη ἡ χωρητικότης C
δημιουργεῖ χωρητικὴν ἀντίστασιν $R_C = \frac{1}{\omega C}$ καὶ κίνα ὥστε ἡ φάσις τῆς

επίπεδος να προηγείται της φάσεως της τάσεως κατά γωνίαν $\varphi = \frac{\pi}{2}$ δηλ. 90° . Έκ τού τύπου (1') προκύπτει ότι:
$$I_{\text{εν}} = \frac{V_{\text{εν}}}{\frac{1}{\omega C}} \quad (3)$$

Κατά την εύχρηστον ύπαρξιν τῶν R καὶ C υφίσταται σύνθετος ἀντίστασις (Z) ἥτις, ὡς ἐκ τού τύπου (1) φαίνεται, εἶναι:
$$Z = \sqrt{R^2 + R_C^2} = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

Ταύτην δύναμιθα γὰ παραστήσωμεν ὡς ὑποτείνουσαν ὀρθογ. τριγώνου (Σχ. 122) μὲ καθέτους πλευράς τὴν ὁμικίν καὶ τὴν χωρητικὴν ἀντίστασιν. Ἡ γωνία φ τοῦ τριγώνου παριστᾷ τὴν διαφορὰν φάσεως (ἐντάσεως - τάσεως) διότι εἶναι: $\text{εφ}\varphi = \frac{\frac{1}{\omega C}}{R}$ (τύπος 2). -



Σημ. Ἐάν δὲν ὑπάρχῃ ὁ πυκνωτὴς καὶ ἐπομένως ἔχομεν μόνον ὁμικίν ἀντίστασιν R (εἰς τὸ τρίγωνον τοῦ Σχ. 122 ἔλλειπει ἡ πλευρὰ $\frac{1}{\omega C}$) τότε:
$$I_0 = \frac{V_0}{R} \quad \text{καὶ} \quad I_{\text{εν}} = \frac{V_{\text{εν}}}{R}$$

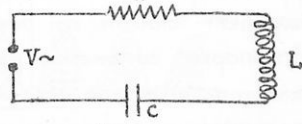
Ἐκ τού τύπου (1) προκύπτει ὅτι:
$$I_{\text{εν}} = \frac{V_{\text{εν}}}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (4)$$

§ 163. ΕΠΑΓΩΓΙΚΗ, ΦΕΡΗΤΙΚΗ ΚΑΙ ΘΜΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΙΣ ΕΝ ΣΕΙΡΑ.

Ἐστω κύκλωμα (Σχ. 123) περιλαμβάνον πηγὴν εὐτελεστοῦ αὐτεπαγωγῆς L, πυκνωτὴν χωρητικότητος C καὶ ὁμικίν ἀντίστασιν R, συνδεδεμένα ἐν σειρά, καθὼς καὶ πηγὴν ἐναλλασσομένης τάσεως V τῆς μορφῆς:

$$V = V_0 \eta \mu \omega t \quad (1)$$

Ἀποδεικνύεται ὅπ τὸ κύκλωμα τοῦτο διαρρέεται ὑπὸ ἐναλλασ. ρεύματος τοῦ ὁποῖου ἡ ἔντασις I εἶναι τῆς μορφῆς:



$$I = I_0 \eta \mu (\omega t - \varphi) \quad (2) \quad \text{ἔχουσα} \quad - \quad (\Sigma\chi. 123)$$

τὴν αὐτὴν μὲ τὴν τάσιν κυκλικὴν εὐκρίστια (ω) καὶ φάσιν διαφέρουσαν τῆς φάσεως τῆς τάσεως κατὰ γωνίαν φ . Εἰς τὴν ἐξίσωσιν (2) ἀν $\varphi > 0$ ἡ ἔντασις ὑστερεῖ τῆς τάσεως κατὰ γωνίαν φ , ἀν $\varphi < 0$ τότε ἡ ἔντασις προηγείται τῆς τάσεως κατὰ γωνίαν ἴσην μὲ τὴν ἀπόλυτον τιμὴν τῆς φ . Τὸ πλάτος I_0 τῆς ἔντασεως εἶναι:

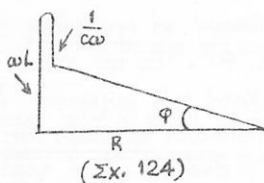
$$I_0 = \frac{V_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (3) \quad \text{καὶ} \quad \text{εφ}\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (4)$$

Ἐπομένως κατὰ τὴν εύχρηστον ἐν σειρά ὑπαρξιν τῶν L, C καὶ R ἐμφανίζεται σύνθετος ἀντίστασις (Z), ἥτις, ὡς ἐκ τού τύπου (3) φαίνεται, εἶναι:

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - R_C\right)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

Ταύτην δύναμιθα γὰ παραστήσωμεν ὡς ὑποτείνουσαν ὀρθογωνίου τριγώνου (Σχ. 124) μὲ καθέτους πλευράς τὴν ὁμικίν ἀντίστασιν R καὶ τὴν

διαφοράν $\omega L - \frac{1}{\omega C}$ μεταξύ επαγωγικής και χωρητικής αντίστασης. Η γωνία φ του τριγώνου παριστά την διαφοράν φάσεως (έντασης - τάσεως) διότι πληροῦται ἡ σχέσις (4). - Ἐκ τοῦ τύπου (3) προκύπτει ὅτι:



$$I_{Ev} = \frac{V_{Ev}}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}$$

Σημ. Πᾶσα εὐθέτος ἀντίστασις καλεῖται ἐπίστε καὶ φαινόμενη ἀντίστασις.

§ 164. ΣΥΝΤΟΝΙΣΜΟΣ. Εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς προηγουμένης παραγράφου ἡ εὐθέτος ἀντίστασις $Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}$ εἶναι, ἐν γένει, μεγαλύτερα τῆς ὠμικῆς (R), ἐξαρτᾶται ὅμως ἀπὸ τὴν κυκλικὴν συχνότητα (ω) τῆς ἐφαρμοζομένης τάσεως. Ἄν τηροῦμεν τὰ μεγέθη V_0, R, L καὶ C σταθερά καὶ μεταβάλλωμεν τὴν κυκλικὴν συχνότητα ω τότε εἶναι προφανές ὅτι ἡ εὐθέτος ἀντίστασις γίνεται ἐλάχιστη, ἴση μὲ τὴν ὠμικὴν (R), ὅταν:

$$\omega L = \frac{1}{\omega C} \quad \text{ἢ} \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (1)$$

Τότε τὸ πλάτος τῆς ἐντάσεως (I_0) καθίσταται προφανῶς μέγιστον λαμβάνον τὴν πρῆν:

$$I_0 = \frac{V_0}{R} \quad (2)$$

Ὅταν ἡ κυκλικὴ συχνότης τῆς προφοδοτούσης τὸ κύκλωμα τάσεως λάβῃ τὴν πρῆν τοῦ τύπου (1), ἡ επαγωγικὴ ἀντίστασις ἀντιισταθμίζει τὴν χωρητικὴν τοιαύτην καὶ μένει μόνον ἡ ὠμικὴ ἀντίστασις. Τότε λέγομεν ὅτι ὑπάρχει συντονισμὸς μεταξύ τῆς ἔξωθεν ἐφαρμοζομένης κυκλικῆς συχνότητος (ω) καὶ τῆς ἰδίας κυκλικῆς συχνότητος (ω_0) τοῦ κυκλώματος παρεχομένης ὑπὸ τοῦ τύπου:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3)$$

Ἐκ ταύτης λαμβάνεται ἡ ἰδία περίοδος T_0 τοῦ κυκλώματος:

$$T_0 = 2\pi \sqrt{LC} \quad (4)$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ συντονισμοῦ, ὁ τύπος (4) τῆς προηγουμένης παραγράφου γίνεται: $\epsilon\phi\phi = 0$, ἄρα $\varphi = 0$. Ἐπομένως τότε ἡ τάσις καὶ ἡ ἔντασις εὐρίσκονται ἐν φάσει.

Ἡ ἐνεργὸς ἔντασις (I_{Ev}) εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην θά εἶναι:

$$I_{Ev} = \frac{V_{Ev}}{R} \quad (5)$$

Ἐπομένως, εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ συντονισμοῦ, καθὼς καὶ ὅταν τὸ κύκλωμα περιλαμβάνῃ μόνον ὠμικὴν ἀντίστασιν, ὁ νόμος τοῦ Ohm (διὰ τὰ πλάτη ἢ ἐνεργία πωσά) εἶναι ὡς εἰς τὰ συνέχῃ ρεύματα.

§ 165. ΜΕΣΗ ΙΣΧΥΣ ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ. Ἡ ἰσχύς ἐναλλασσομένου ρεύματος ἐντὸς μιᾶς περιόδου (T) διακυμαίνεται, λαμβά-

νομα αλλοτε θετ. ας (οταν επιχμιαως η ταιεις και η ενταεις ειναι ομοσημοι) και αλλοτε αρνητικας ημας (επιχμιαως ταιεις και ενταεις ετεροσημοι). Εις αβρισμενα δηλ. χρονικα διαστηματα το κύκλωμα καταναλίσκει ισχύν, ενω εις αλλα αποδιδει ισχύν προς την ηητην (ηητις προέρχεται εκ της ενεργειας των μαηνητικων και ηλεκτρικων πεδίων, τα οποια εχηματιζουσι τα ηητια και οι πυκνωται του κυκλωματος.

Ονομαζομεν μεσην ισχύν (P) εναλλ. ρευματος το ηηλικον του εργου του παραχομενου υπο του ρευματος εντος μιας περιόδου διδ της περιόδου. Αποδεικνυεται οτι η μεση ισχυς παρεχεται υπο του τυπου:

$$P = I_{εν} \cdot V_{εν} \cdot \text{συν}\varphi$$

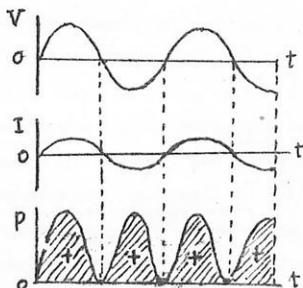
ενα $I_{εν}$ η ενεργος ενταεις, $V_{εν}$ η ενεργος ταιεις του εναλλασομενου ρευματος και φ η διαφορα φασεως ταιεωσ - ενταεωσ.

Η μεση ισχυς καλειται και ενεργος ισχυς και μετραται εις Watt.

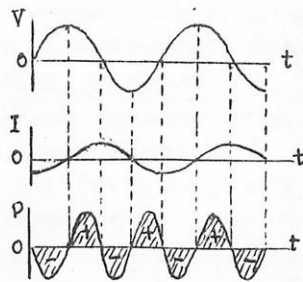
Ο συντελεστησ $\text{συν}\varphi$ καλειται συντελεστησ ισχυος. Αν $\varphi = 0^\circ$ τότε:

$$P = I_{εν} \cdot V_{εν} \quad \text{Αν } \varphi = 90^\circ \text{ τότε: } P = 0$$

Εις την τελευταίαν περιπτωσησιν, το ρευμα καλειται αβατικων, αφου δεν παρεχει ισχύν εις το κύκλωμα. Τούτο οφειλεται εις το οτι η εντος μιας ημιπεριόδου παρεχομενη εις το κύκλωμα ενεργεια μετατρεπεται καθ' ολοκληριαν εις ενεργειαν μαηνητικου η ηλεκτρικου πεδίου, η οποια εντος της επομενης ημιπεριόδου επιστρεφει παλιν εις την ηητηριαν. Το Σχ. 125 παριστα γραφικως την περιπτωσησιν: $\varphi = 0^\circ$ ($\text{συν}\varphi = 1$), καθ' ην η ισχυς λαμβανει μονον θετικας ημας, ενω το Σχ. 126 παριστα την περιπτωσησιν: $\varphi = 90^\circ$ ($\text{συν}\varphi = 0$), καθ' ην η μεση ισχυς ειναι ιση με μηδεν.



(Σχ. 125)



(Σχ. 126)

Σημ. Φαινομενη ισχυος ($P_{φαιν}$) καλειται το γινόμενον της ενεργου ενταεωσ επί την ενεργον ταιειν "Ητοι:

$$P_{\text{φαιν}} = I_{\text{εν}} \cdot V_{\text{εν}}$$

Αὕτη μετρεῖται εἰς Volt - Ampère (V.A.).

§ 166. ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΕΝΑΛΛΑΣ. ΡΕΥΜΑΤΩΝ, 1) Διαβιβάζοντες ἐναλλ.

ρεύμα μικρᾶς συχνότητος διὰ βολταμέτρου ἐπιτυγχάνομεν τὴν διάθεσιν εἰν τοῦ ἠλεκτρολύτου, μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι, λόγῳ τῆς συνεχοῦς ἐναλλαγῆς τῶν πόλων τοῦ βολταμέτρου, λαμβάνομεν εἰς ἕκαστον τῶν ἠλεκτροδίων τῆς συσκευῆς ἀμφότερα τὰ προϊόντα τῆς ἠλεκτρολύσεως, π.χ. κατὰ τὴν ἠλεκτρολύσιν τοῦ ὕδατος λαμβάνονται εἰς κάθε πόλον μείγμα H_2 καὶ O_2 . Ἐνεκα τούτου τὸ ἐναλλ. ρεῦμα δὲν δύναται νὰ πληρώσῃ συσσωρευτῶν.

2) Ἡ κρῆσις ἠλεκτρομαγνητικῶν γαλβανόμετρου πρὸς μέτρειν τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος ἀποκλείεται, λόγῳ τῆς ταλαντεύσεως τὴν ὁποῖαν θὰ ὑφίσταται ἢ βελόνῃ ἐκ τῆς ἐναλλασσομένης φορᾶς τοῦ ρεύματος καὶ μάλιστα, ἂν ἡ συχνότης τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος εἶναι μεγάλη, ἢ βελόνῃ, λόγῳ τῆς ἀδρανείας τοῦ ὄργανου, δὲν θὰ ἀποκλίνῃ ἂν καὶ θὰ διέρχεται διὰ τοῦ ὄργανου ρεῦμα.

Διὰ τὴν μέτρειν τῶν ἐναλλασσομένων ρευμάτων χρησιμοποιοῦμεν ἢ τὰ θερμικά ἢ τὰ ἠλεκτροδυναμικά γαλβανόμετρα, ἅτινα εἶναι ἀνεξάρτητα τῆς φορᾶς τοῦ ρεύματος.

3) Τὰ θερμικά ἀποτελέσματα τοῦ ἐναλλασσομένου ρεύματος εἶναι τὰ αὐτὰ μετὰ τοῦ συνεχοῦς, διότι τὸ φαινόμενον τοῦ Joule εἶναι ἀνεξάρτητον τῆς φορᾶς τοῦ ρεύματος, διὰ τούτο καὶ χρησιμοποιοῦνται ταῦτα εὐρύτατα πρὸς φωτισμόν, θέρμασιν κ.λ.π. Κατὰ τὴν κρῆσιν τῶν ἐναλλασσομένων ρευμάτων πρὸς φωτισμόν πρέπει ἡ συχνότης αὐτῶν νὰ μὴ εἶναι μικροτέρα τῶν 30 Hz διότι ἄλλως τὸ φᾶς θὰ παρουσιάσῃ διακυμάνσεις.

§ 167. ΣΥΝΘΕΣΙΣ ΕΝΑΛΛ. ΤΑΣΕΩΝ. Ἄς θεωρήσωμεν ἀγωγὸν διὰ τοῦ ὁποῖου διέρχονται δύο ἀρμονικῶς μεταβαλλόμενα ρεύματα ὀφειλόμενα εἰς δύο ἐναλλ. τάσεις (V' καὶ V'') τῆς μορφῆς: $V' = V'_0 \eta\mu\omega t$ καὶ $V'' = V''_0 \eta\mu(\omega t + \phi)$, δηλ. τῆς αὐτῆς κυκλικῆς συχνότητος (ω) καὶ μὲ ἀντίστοιχα πλάτη τάσεως V'_0 καὶ V''_0 . Ἡ γωνία ϕ παριστᾷ τὴν σταθερὰν διαφορὰν φάσεως τῶν δύο τούτων ἐναλλασ. τάσεων.

Ἀποδεικνύεται ὅτι ἐκ τῆς προσθέσεως τούτων προκύπτει ἡμιτονοειδὲς ἐναλλ. ρεῦμα, τὸ ὁποῖον ἀντιστοιχεῖ εἰς ἐναλλ. τάσιν (V) τῆς μορφῆς $V = V_0 \eta\mu(\omega t + \theta)$ τῆς ὁποίας ἡ ἐπιχρειαία $\eta\mu\theta$ (V) ἰσοῦται μὲ τὸ

άλγεβρικών άθροισμα τών στιγμασίων τιμών τών ευριστασών τάσεων: $V = V' + V''$.

Τό πλάτος τής ευρισταμένης τάσεως (V_0) παρέχεται υπό τού τύπου:

$$V_0 = \sqrt{V_0'^2 + V_0''^2 + 2V_0' V_0'' \cos\varphi}$$

Τέλος, ή διαφορά φάσεως θ τής ευρισταμένης έναλλ. τάσεως ώς πρός τήν πρώτην (V') έναλλ. τάσει παρέχεται από τήν σχέσιν:

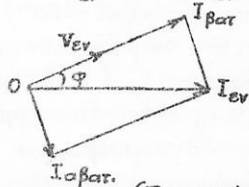
$$\epsilon\varphi\theta = \frac{V_0'' \eta\mu\varphi}{V_0' + V_0'' \cos\varphi}$$

Σημ. α) Άγγίστοιχοι τύποι έχούου διά τήν εύθρσειν άρμονικώς μεταβαλλομένων έντάσεων και γενικώς άρμονικώς μεταβαλλομένων ποσών.

β) Παριστώτες τά πλάτη (V_0' και V_0'') ώς διαύερατα υπό γωνίαν τήν διαφοράν φάσεως αυτών (φ) και ευθέτοιτες ταύτα διανυσματικώς εύρίσκωμεν τό πλάτος (V_0) τού άρμονικώς μεταβαλλομένου ευρισταμένου ποσού (V) καθώς και τήν διαφοράν φάσεως αυτου μετά τού πρώτου (θ).

Ώστε τά στιγμασία ποσά άθροίζονται άλγεβρικώς, ενώ τά πλάτη τούτων διανυσματικώς.

γ) Έάν παραστήσωμεν (Σχ. 127) ώς διανύσματα τήν $I_{εν}$ και τήν $V_{εν}$ έναλλ. ρεύματος υπό γωνίαν φ , τήν διαφοράν φάσεως τούτων, και αναλύσωμεν τήν $I_{εν}$ εις δύο ευριστάσας έντάσεις, μίσην κάθετον επί διεύθυνειν τού διανύσματος $V_{εν}$ (τήν $I_{αβρατ}$) και μίσην κατά τήν διεύθυνειν τούτου (τήν $I_{βρατ}$), τότε ή μέν $I_{αβρατ}$.



(άβρατική ευριστάσα τής $I_{εν}$) ουδεμίαν παρέχει ίσχόν, ώς παρουσιάζουσα διαφοράν φάσεως 90° μέ τήν $V_{εν}$, ή δέ $I_{βρατ}$ (βρατική ευριστάσα τής $I_{εν}$) παρέχει ίσχόν: $P = V_{εν} \cdot I_{βρατ}$. Έπειδή $I_{βρατ} = I_{εν} \cos\varphi$, άρα: $P = I_{εν} \cdot V_{εν} \cos\varphi$ (§ 165). Ώστε ή μέση ίσχός έναλλασσομένου ρεύματος προκύπτει εκ τής βρατικής μόνου ευριστάσεως τής ένεργου έντάσεως τούτου.

ΠΟΛΥΦΑΣΙΚΑ ΡΕΥΜΑΤΑ

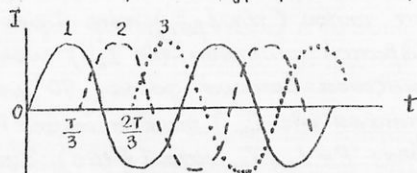
§ 168. ΓΕΝΙΚΑ. Τό έν τοις προηγουμένοις περιγραφέν έναλλ. ρεύμα καλεϊται άπλόν έναλλασσομένο ρεύμα ή μονοφασικόν.

Εἰς τὰς ἐφαρμογὰς χρησιμοποιοῦνται τὰ καλούμενα πολυφασικά ρεύματα, ἅπαντα εἶναι δύο ἢ περισσότερα ἐναλλασσόμενα ρεύματα τῆς αὐτῆς περιόδου καὶ πλάτους, παρουσιάζοντα ὅμως πρὸς ἀλλήλα ἀντιθέτην διαφοράν φάσεως. Αἱ καμπύλαι δηλ. τῆς ἐντάσεως αὐτῶν εἶναι ἐπιτελῶς ὅμοιαι, πλὴν ὅμως δὲν συμπίπτουν, ἀλλὰ παρουσιάζονται μετατοπισμένα πρὸς ἀλλήλας κατὰ κλάσμα τῆς περιόδου. Οὕτω, διφασικὸν ρεῦμα εἶναι σύστημα δύο ρευμάτων, τῆς αὐτῆς περιόδου καὶ πλάτους, τὰ ὁποῖα ὅμως παρουσιάζουν μεταξὺ τῶν διαφορὰν φάσεως 90° , δηλαδή αἱ καμπύλαι τῶν ἐντάσεων τῶν εἶναι μεταξὺ τῶν μετατοπισμένα κατὰ τὸ $\frac{1}{4}$ τῆς περιόδου τῶν ($\frac{T}{4}$). Κατωτέρω περιγράφομεν ἕκ τῶν πολυφασικῶν ρευμάτων τὰ τριφασικά, ἅπαντα κυρίως ἐν τῇ πράξει χρησιμοποιοῦνται.

§ 169. ΤΡΙΦΑΣΙΚΟΝ ΡΕΥΜΑ. Ὑπὸ τὸν ὄρον τριφασικὸν ρεῦμα ἐννοοῦμεν, ἐν βραχυλογίᾳ, σύστημα τριῶν μονοφασικῶν ρευμάτων τῆς αὐτῆς περιόδου καὶ πλάτους, εὐρισκόμενων ὑπὸ διαφοράν φάσεως, τὸ ἐν ἑκαστῷ πρὸς τὸ ἄλλο, 120° (δηλ. $\frac{T}{3}$). Ἄν τὸ κοινὸν πλάτος ἐντάσεως τούτων εἶναι I_0 καὶ ἡ κοινὴ κυκλικὴ συχνότης τῶν ω , τότε αἱ στιγμιαῖαι ἐντάσεις αὐτῶν δίδονται ἀπὸ τὰς ἐξισώσεις: $I_1 = I_0 \eta\mu\omega t$, $I_2 = I_0 \eta\mu(\omega t + 120^\circ)$ καὶ $I_3 = I_0 \eta\mu(\omega t + 240^\circ)$. Ἄν ταῦτα (καὶ τὰ τρία) διαβιβασθοῦν διὰ κοινῷ ἀγωγῷ, τότε θὰ ἐπικρατήσῃ ὀλικὴ ἐντάσις: $I = I_1 + I_2 + I_3 = 0$, διότι ἐκ τῆς τριγωνομετρίας εἶναι γνωστὸν ὅτι: $\eta\mu\omega t + \eta\mu(\omega t + 120^\circ) + \eta\mu(\omega t + 240^\circ) = 0$.

Τὸ συμπέρασμα τοῦτο φαίνεται σαφῶς καὶ γραφικῶς ἐν τῷ σχήματι (128). Εἰς κάθε χρονικὴν στιγμήν τὸ ἄθροισμα τῶν τριῶν στιγμιαίων ἐντάσεων εἶναι μηδέν.

Ἡ ἰδιότης αὕτη ἔχει μεγίστην σημασίαν διὰ τὴν διανομήν τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος, ὅπως φαίνεται ἐκ τῶν ἐπομένων.

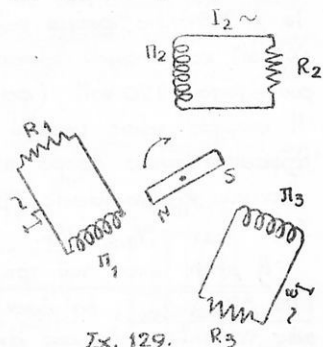


(Σχ. 128)

§ 170. ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΚΑΙ ΔΙΑΝΟΜΗ ΤΡΙΦΑΣΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ.

Αἱ μηχαναὶ παραγωγῆς ἐναλλ. ρευμάτων καλοῦνται ἐναλλακτῆρες. Συνηθέσεται εἶναι οἱ τριφασικοὶ ἐναλλακτῆρες, λόγῳ τῆς μεγάλης χρήσεως τῶν τριφασικῶν ρευμάτων.

Ἡ ἀρχὴ τῆς λειτουργίας τῶν τριφασικῶν ἐναλλακτῆρων καταφαίνεται εἰς τὸ Σχ. 129. Τὰ τρία πηνία Π_1 , Π_2 καὶ Π_3 παριστοιῦν τὰ πηνία τοῦ ἐπαγωγίμου τῆς μηχανῆς, ἐνῶ ὁ μόνιμος μαγνήτης NS, στρεπτός κατὰ τὴν φοράν τοῦ βέλους, παριστοιᾷ τὸν ἐπαγωγέα τῆς μηχανῆς. Τὰ πηνία εἶναι διατεταγμένα ὥστε αἱ διευθύνσεις τούτων, ἀνά δύο, νὰ σχηματίζουν γωνίαν 120° . Κατὰ τὴν περιστροφὴν τοῦ ἐπαγωγέως μετὰ περίοδον περιστροφῆς T, εἶναι φανερόν ὅτι, ἂν π.χ. κάποια στιγμή εἰς τὸ Π_1 ἡ ροὴ εἶναι μέγιστη, τούτο θὰ συμβῇ εἰς τὸ Π_2 μετὰ χρόνον $\frac{T}{3}$ καὶ ἐν συνεχείᾳ θὰ συμβῇ καὶ εἰς τὸ Π_3 μετὰ ἕτερον χρόνον $\frac{T}{3}$ κ.ο.κ. Ἔνεκα τούτου τὰ τρία ἐναλλ. ρεύματα I_1 , I_2 καὶ I_3 , θὰ παρουσιάζουν τὸ ἐν πρὸς τὸ ἄλλο διαφορὰν φάσεως 120° (χρονικῶς $\frac{T}{3}$) καὶ ἐν τῶν συνόλων τῶν ἀποτελοῦν τριφασικὸν ρεῦμα. Αἱ ἀντιτάσεις R_1 , R_2 καὶ R_3 παριστοιῦν τὴν καταναλίωσιν, δηλ. ἐκπίστη τὴν κατανάλωσιν τοῦ ἀντιταίχου ρεύματος (ἐνὸς τῶν τριῶν) καὶ εὐρίσκονται ἐν τῇ πράξει εἰς μεγάλην ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ ἐργαστασίου ἠλεκτροπαραγωγῆς, ὅπου εὐρίσκεται ὁ τριφασικὸς ἐναλλακτῆρ (Π_1, Π_2, Π_3, NS).



Σχ. 129.

Ἐπομένως διὰ τὴν μεταφορὰν τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος κατ' ἀρχὴν ἀπαιτοῦνται 6 ἀγωγοί. Ἐν τῇ πράξει ὅμως ἡ διανομὴ τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος γίνεται ὡς εἰς τὸ Σχ. 130 (εὐνδεεῖς ἀστεροειδῆς).

Περιορίζονται δηλαδή οἱ 6 ἀγωγοί εἰς 4 ἔξ ὧν οἱ 1, 2 καὶ 3 καλοῦνται φάσεις καὶ ὁ 4 οὐδέτερος ἀγωγός. Οὗτος εἶναι λεπτότερος τῶν ἄλλων τριῶν καὶ διατρέχεται ἀπὸ τὸ ἄθροισμα τῶν ἐντάσεων τῶν τριῶν ἄλλων,



Σχ. 130

τὸ ὅποσον, ἂν οἱ τρεῖς ἀντιτάσεις εἶναι ἴσαι (φόρτις σύμμετρος), εἶναι μηδέν. Ἐν τῇ πράξει ὁ οὐδέτερος ἀγωγός διατρέχεται ἀπὸ μικρὰν ἔντασιν λόγῳ ἀνισότητος τῶν τριῶν ἀντιτάσεων (ἀσύμμετρος φόρτις). Οὕτω τὸ δίκτυον διανομῆς τριφασικῶν ρευμάτων

καθίσταται οικονομικόν και αποτελεί τούτο πίν κυρίαν αίτιαν επέταρμένης χρήσεως αυτών.

Τό εν Ἀθήναις ρεύμα πόλεως εἶναι τριφασικόν συχνότητος 50 Hz (C/sec) και ἐνεργῶ τάσεως μεταξύ μιᾶς φάσεως και τοῦ οὐδετέρου ἀγωγῶ 220 volt. (φασικὴ τάσις).

Ἡ ἐνεργῶς τάσις μεταξύ δύο φάσεων εἶναι 380 volt (πολικὴ τάσις).

Ἡ φασικὴ τάσις ἄφορᾷ τὸν ἠλεκτροφαιτισμὸν, ἡ πολικὴ διαφόρου τεχνικῶς ἐγκαταστάσεις (βιομηχανικὸν ρεύμα). Γενικῶς δεικνύεται ὅτι: $V_{\text{πολ}} = V_{\text{φασ}} \cdot \sqrt{3}$.

Ἡ μέση ἰσχύς τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος δίδεται ὑπό τοῦ τύπου:

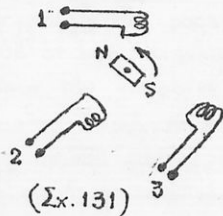
$P = 3V_{\text{φασ}} \cdot I_{\text{εν}}$, ἐφ' ὅσον τό τριφασικόν δίκτυον ἔχει ὡς καταναλώσεις τρεῖς ἴσας ὄμικαὶς ἀντιπτάσεις συνδεδεμέναις ἀστεροσειδῶς.

Ἄν λαφθῆ ὑπ' ὄψιν ὅτι: $V_{\text{πολ}} = V_{\text{φασ}} \sqrt{3}$, ὁ ἀνωτέρω τύπος γράφεται:

$P = V_{\text{πολ}} \cdot I_{\text{εν}} \cdot \sqrt{3}$, Ἄν ὅμως τό δίκτυον δέν περιλαμβάνῃ μόνον ὄμικαὶς ἀντιπτάσεις, ἡ μέση ἰσχύς τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος δίδεται ἀπό τὴν γενικὴν σχέσιν:

$$P = U_{\text{πολ}} \cdot I_{\text{εν}} \cdot \sqrt{3} \cdot \text{συμφ}$$

§ 171. ΚΙΝΗΤΗΡΕΣ ΕΝΑΛΛ. ΡΕΥΜΑΤΟΣ. α) Κινητῆρ ευνεχοῦς ρεύματος δύναται νά λειτουργήσῃ και ὅταν τροφοδοτεῖται μέ μονοφασικόν ἐναλλ. ρεύμα, ἀρκεῖ τό κύκλωμα ἐπαχόντος και ἐπαγωγίμου εἰς τὸν κινητῆρα νά συνδέσονται ἐν σειρά. β) Ὅταν εἰς μονοφασικόν ἐναλλακτῆρα διαβιβάσωμεν ἐναλλ. ρεύμα συχνότητος πῖε αὐτῆς μέ τό ρεύμα πού θά ἔδιδε ὡς γεννήτρια, οὔτως λειτουργεῖ ὡς κινητῆρ ὑπό τὴν προϋπόθεσιν ὅμως νά τοῦ δοθῆ ἔξωθεν ἡ συχνότης περιστροφῆς μέ τὴν ὁποῖαν λειτουργεῖ ὡς γεννήτρια. Τοιοῦτοι κινητῆρες εἶναι λίαν περιωρισμένης χρήσεως διότι δέν ἐκαινοῦν μόνον τῶν. γ) Οἱ ευνηθέτεροι ἐν χρήσει εἶναι οἱ τριφασικοὶ κινητῆρες. Εἰς τούτους γίνεται χρῆσις και τῶν τριῶν φάσεων 1, 2, 3 (Σχ. 131) τριφασικοῦ ρεύματος. Τά τρία πηνία τοῦ κινητῆρος, διαρρεόμενα ὑπό τοῦ τριφασικοῦ ρεύματος, ἐκρηματίζουν εἰς τὸν μεταξύ τῶν κῶρον, ὅπου εὐρίσκεται ὁ ῥοτορ τῆς μηχανῆς (παριστάμενος διὰ τοῦ μαγνητοῦ NS), στρεφόμενον μαγνητικὸν πεδῖον, ἐνεκα τοῦ ὁποῖου και τίθεται εἰς περιστροφὴν ὁ ῥοτορ (NS).



(Σχ. 131)

Τὰ ἀνωτέρω ἀποτελοῦν τὴν ἀρχὴν τῆς λειτουργίας τῶν εὐχρόνων
τριφασικῶν κινήτρων. Οὗτοι περιστρέφονται ὑπὸ ἀριθμημένη γωνια-
τὴν ταχύτητα, ἴσῃ μὲ τὴν τοῦ εγρεφομένου μαγν. πεδίου. Ἀπαι-
 τούν ὅμως εἰδικὴν διάταξιν διὰ τὴν ἐκκίτησιν καὶ σταματοῦν ἀπο-
 τῶμας μόνις χάσθαι τὸν εὐχρόνισμὸν των.

Σήμερον χρησιμοποιοῦνται κυρίως οἱ ἀσύγχρονοι τριφασικοὶ κι-
νητῆρες, οἱ ὁποῖοι ἐκκινοῦν ἀμέσως καὶ μὲ γω-
 νιακὴν ταχύτητα εὐκόλως ρυθμιζομένην. Εἰς
 τοὺτους ὁ rotor εἶναι χάλκινος μεταλλικὸς κλω-
 βός (Σχ. 132) εὐρισκόμενος ἐντὸς τοῦ στροφομέ-
 νου μαγν. πεδίου. Εἰς τὰς ράβδους τοῦ κλω-
 βοῦ ἀναπτύσσονται ἐπαγωγικὰ ρεύματα, τὰ ὁ-
 ποῖα δέχονται ἐκ τοῦ πεδίου τὰς δυνάμεις κα-
 τὰ Laplace, αἱ ὁποῖαι καὶ θέτουν τὸν κλωβὸν (rotor) εἰς περι-
 στροφήν.

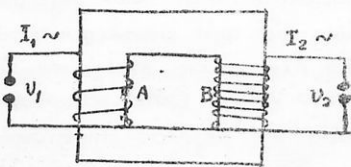


(Σχ. 132)

§ 172. ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΤΑΙ. Διὰ τῶν μετασχηματιστῶν (ἢ με-
 ταμορφωτῶν) ἐπιτυγχάνομεν τὴν αὐξῆσιν ἢ ἐλάττωσιν τῆς τάσεως
 ἐναλλασσομένου ρεύματος ἀνευ αἰσθητῆς μεταβολῆς τῆς ἰσχύος αὐτοῦ.

Τὸ Σχ. 133 παριστᾷ μετασχηματιστὴν. Ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο πη-
 λια περιελιγμένα περὶ κλειστὸν πυρῆνα ἐκ μαλακοῦ εἰσδήρου, ὅσπερ
 ἀποτελεῖται ἐκ φύλλων μεμονωμένων μεταξὺ των πρὸς ἀποφυγὴν
 τῶν ρευμάτων Foucault. Τὸ ἓν πηνίον (A) ἀποτελεῖται ἀπὸ ὀλί-
 γας σπείρας ἐκ χονδρῶν εὐρημάτων;

ἐντὸς τοῦ ἑτέρου πηνίου (B) σύγκεται
 ἀπὸ πολλὰς σπείρας ἐκ λεπτοῦ εὐρ-
 νήματος. Ἡ λειτουργία τοῦ μετασχη-
 ματιστοῦ βασίζεται ἐπὶ τοῦ φαινομέ-
 νου τῆς ἐπαγωγῆς. Ἐάν προφοδο-
 ῖσθωμεν τὸ ἓν πηνίον (πρωτεύον)



(Σχ. 133)

ἐν ἑνὶ ἑνὸν ρεῦμα ἐνεργῆς τάσεως U_1 καὶ ἐνεργῆς ἐντάσεως I_1 , τότε
 ἐντὸς τοῦ μαλακοῦ εἰσδήρου παράγεται ἐναλλ. μαγνητικὴ ροή, ἥτις ἐπι-
 παράσκει ἐπὶ τοῦ ἑτέρου πηνίου (δευτερεύοντος) δημιουργεῖ εἰς αὐτὸ
 ἐναλλασσομένον ρεῦμα τῆς αὐτῆς εὐχρότητας μετὰ τῆς τοῦ πρω-
 τεύοντος.

Ἐάν U_2 καὶ I_2 εἶναι ἀντιστοιχῶς ἡ ἐνεργῆς τάσις καὶ ἐντάσις εἰς

τό δευτερεύον και επειδή η ισχύς $U_1 \cdot I_1$ του πρωτεύοντος είναι πρακτικώς ίση με την ισχύ $I_2 V_2$ του δευτερεύοντος (δεχόμενοι απόδοση μετασχηματιστού 100%) θα έχουμε :

$$U_1 \cdot I_1 = U_2 \cdot I_2 \quad \text{ή} \quad \boxed{\frac{U_2}{U_1} = \frac{I_1}{I_2}} \quad (1). \quad \text{Αποδεικνύεται όμως ότι:}$$

$$\boxed{\frac{U_2}{U_1} = \frac{N_2}{N_1}} \quad (2), \quad \text{ένθα } N_2 \text{ και } N_1 \text{ είναι αντίστοιχος ο αριθμός των σπειρών του δευτερεύοντος και πρωτεύοντος}$$

πηνίου.

Η σχέση (2) ισχύει πάντοτε (δεν προϋποθέτει, ως η (1), απόδοση του μετασχηματιστού 100%).

Ο λόγος $\frac{N_2}{N_1}$ καλείται λόγος μετασχηματισμού. Αναλόγως του τρόπου χρήσεως, δυνατόν να είναι $\frac{N_2}{N_1} > 1$ (άνυψατής τάσεως) ή $\frac{N_2}{N_1} < 1$ (ταπεινωτής τάσεως). Είς τους άνυψατάς τάσεως η έντασις ελαττούται, είς τους ταπεινωτάς αυξάνεται.

Συντελεστής απόδοσεως μετασχηματιστού (η) καλείται τό πηλί-
κον τής ισχύος (P_2) την οποίαν λαμβάνομεν επί του δευτερεύον-
τος κυκλώματος, προς την ισχύ (P_1) ην καταναλίσκεται είς τό
πρωτεύον κύκλωμα. Έτσι: $\eta = \frac{P_2}{P_1}$. Επειδή μικρόν τμήμα τής
ένεργείας του πρωτεύοντος μετατρέπεται, κατά τον μετασχηματι-
σμόν, προς θερμότητα (λόγω φαινομένου Joule είς τά πηνία, ρευ-
μάτων Foucault είς τον πυρήνα, κ.λ.π), διά τούτο ο συντελεστής
απόδοσεως είναι πάντοτε μικρότερος τής μονάδος ($\eta < 1$). Οί σύγχρο-
νοι μετασχηματιστάι έχουν μεγάλας απόδοσεις (95-98%).

Χάρις είς τους μετασχηματιστάς καθίσταται δυνατή η μεταφο-
ρά τής ηλεκτρικής ένεργείας υπό ύψηλάς τάσεις (20000 -
- 500000 volt). Ούτω κατορθούται η μεταφορά τής ηλεκτρικής
ένεργείας είς μεγάλας απόστάσεις με σχετικώς μικράν απώλειαν.
Προς τούτο, είς τον σταθμόν ηλεκτροπαραγωγής υπάρχει άνυψω-
τής τάσεως. Ανιθέτως, είς τον τόπον τής καταναλίσεως υπάρχει
ταπεινωτής τάσεως, όστις υποβιβάζει την τάσιν π.χ. είς τά 220 Volt.
Οί μετασχηματιστάι χρησιμοποιούνται είς πλείστας εφαρμογάς, π.χ.
διά την λειτουργίαν του ηλεκτρικού κάδανος, ακινητολογικών έγκα-
ταστάσεων, ειδικών διατάξεων διά την τήξιν μετάλλων κ.λ.π.

ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΑΕΡΙΩΝ

§ 173. ΓΕΝΙΚΑ.

Τὰ αέρια θεωρούνται ὡς μονωταί. Τοῦτο διότι ἀποτελοῦνται ἀπὸ οὐδέτερα μόρια ἢ ἄτομα ἅτινα δὲν ἄχουν τὸν ἠλεκτρισμόν. Ὅταν ὅμως εἰς αὐτὰ ἀναπτυχθοῦν ἰόντα (ἀτόμων ἢ μορίων) καθὼς καὶ ἠλεκτρόνια, τότε ταῦτα καθίστανται: ἠλεκτρικῶς ἀγώγιμα μέ φορεῖς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ τὰ ἰόντα καὶ ἠλεκτρόνια. Οἱ φορεῖς οὗτοι δυνατόν γὰ προέρχονται δι' ἐπιδράσεως ἐξωτερικῶν αἰτιῶν ἢ καὶ ἀνεξωτερικῶν αἰτιῶν. Εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν ἢ ἀγωγιότης τοῦ αἰρίου καλεῖται μη αὐτοτελής εἰς τὴν δευτέραν αὐτοτελής. Συνήθη ἐξωτερικὰ αἶτια, εἰς τὴν μη αὐτοτελή ἀγωγιότητα, εἶναι ἡ θέρμενσις τοῦ αἰρίου, π.χ. διὰ φλόγος κηρίου ἢ διαπύρου σώματος, ἡ ἐπιδράσις ἀκτίνων Röntgen, ὑπεριώδων ἀκτίνων κ.λ.π.

Ἐπὶ παραδείγματι εἰς τὸ Σχ. 134 ὁ πυκνωτὴς Π ἀποτελεῖ διακόπτην τοῦ κυκλώματος, λόγῳ τοῦ ὅτι μεταξὺ τῶν δύο ὀπλισμῶν του ὑπάρχουν οὐδέτερα μόρια τοῦ αἰέρος.

Οὕτω τὸ γαλβανόμετρον Γ δὲν δεῖκνυε ἀπόκλισην. Ἄν ὅμως μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τεθῆ ἡ φλόξ κηρίου Κ τὸ γαλβανόμετρον ἀποκλίνει. Τοῦτο σημαίνει ὅτι ὁ μεταξὺ τῶν



(Σχ. 134)

ὀπλισμῶν ἀπὸ κατέστη ἀγώγιμος, λόγῳ ἰονισμοῦ αὐτοῦ, προερχομένου ἐκ τῆς κρούσεως τῶν μορίων τῶν αἰρίων τῆς φλόγος μετὰ τῶν μορίων τοῦ αἰέρος (ἰονισμὸς κρούσεως). Τὸ ἴδιον συμβαίνει ἂν ἀντὶ φλόγος ἐπιδράσωμεν, εἰς τὸν μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ κῶρον, μὲ μιαν ἀκτινοβολίαν (ἰονισμὸς δι' ἀπορροφήσεως ἀκτινοβολίας). Ἡ ἀγωγιότης τοῦ αἰέρος ἐξαφανίζεται, εἰταν ἀπομακρύνωμεν τὴν φλόγα ἢ τὴν πηγὴν τῆς ἀκτινοβολίας (ἐξωτερικὸν αἶτιον).

Ἡ διὰ τῶν αἰρίων δίοδος τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος καλεῖται ἠλεκτρικὴ ἐκκένωσις.

Ἡ κυριώτερον περίπτωσις αὐτοτελοῦς ἀγωγιότητος ἀπαντᾶται κατὰ τὴν μελέτην τῆς ἠλεκτρικῆς ἐκκενώσεως ἐντὸς αἰρίου ὑπὸ ἠλαττωμένην πίεσιν, ἣτις καὶ ἐκκενώσις σίχλης καλεῖται (§ 174).

§ 174. ΕΚΚΕΝΩΣΕΙΣ ΥΠΟ ΤΑΠΕΙΝΑΣ ΠΙΕΣΕΙΣ. Ἡ μελέτη τῶν ἠλεκτρικῶν ἐκκενώσεων ὑπὸ ταπεινῶς πιέσεως γίνεται τῇ βοήθειᾳ τῶν καλουμένων ἀεροκένων σωλήνων, ὁπλαδὴ ὑαλίνων δοχείων οἰοῦσῆ-

πιστε σχήματος, ἅτινα φέρουν δύο μεταλλικά ἡλεκτρόδια καὶ περιέχουν ἄεριον, τοῦ ὁποίου τὴν πίεσιν δυνάμεθα νὰ μεταβάλλωμεν τῇ βοήθειᾳ ἀεραντλίας.

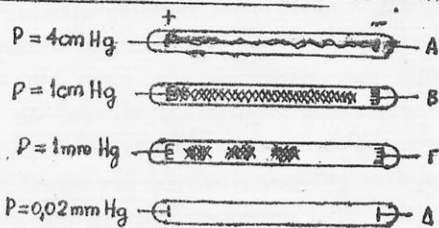
Ἐάν τὰ ἡλεκτρόδια τοιοῦτου σωλήνος εὐδοθεῶν μὲ πηγὴν ὑψηλῆς τάσεως (μερικῶν χιλιάδων Volt) παρατηροῦμεν ὅτι, ἐφ' ὅσον ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου ἐντὸς τοῦ σωλήνος εἶναι ἴση μὲ τὴν ἀτμοσφαιρικήν, ὁ σωλήν παραμένει εἰστανός. Ὅταν ὅμως, τῇ βοήθειᾳ ἀεραντλίας, ἀρχίσωμεν τὴν ἀραίωσιν, τότε μεταξὺ τῶν ἡλεκτροδίων ἀρχεται ἡ καλουμένη ἐκκένωσις αἴγλης, ἥτις ἀναλόγως τῆς τάσεως μεγέθους τῆς πίεσεως, διέρχεται διὰ διαφορὰν φάσεων.

Προφανῶς ἡ ἐκκένωσις αἴγλης εἶναι αὐτοτελής καὶ τὴν ἐρμηνεύομεν κατὰ τὸν ἑξῆς μηχανισμόν:

Λόγῳ διαφορᾶν αἰτίων δυνάμεθα νὰ δεχθῶμεν ὅτι ἐντὸς τοῦ ἀερίου ὑπάρχει ἐν ἡλεκτρονίον. Τοῦτο, ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μεταξὺ τῶν ἡλεκτροδίων ἡλεκτρικοῦ πεδίου, τίθεται εἰς κίνησιν, φερόμενον πρὸς τὴν ἀνοδον. Ὑπὸ κατάλληλον πίεσιν δυνατὸν τοῦτο νὰ λάβῃ τὸσον μεγάλην ταχύτητα ὅστε διὰ κρούσεως νὰ ἰονίσῃ ἄτομον ἢ μόριον τοῦ ἀερίου, παραγομένου ἑτέρου ἡλεκτρονίου καὶ ἐνός θετικοῦ ἰόντος. Ἐν συνεχείᾳ τὰ δύο ἡλεκτρόνια διὰ κρούσεως ἰονίζουν ἄλλα ἄτομα ἢ μόρια κ.ο.κ. Τὰ παραχόμενα θετικὰ ἴοντα ὁδεύουν πρὸς τὴν καθοδον καὶ ἐκεῖ διὰ προσλήψεως ἡλεκτρονίων μεταπίπτουν εἰς τὴν ἀρχικὴν τῶν οὐδετέρων μορφήν (τοῦ ἀτόμου ἢ μορίου). Μικρὸν ποσοστὸν τῶν ἰόντων προκαλεῖ ἀπὸ τὴν καθοδον τὴν ἐξαγωγὴν εἰὸς ἡλεκτρονίου. Τὰ δευτερογενῆ ταῦτα ἡλεκτρόνια ἀταλαμβάνουν τὸν ρόλον τοῦ ἀρχικῶς θεωρηθέντος καὶ οὕτω ευντελοῦν οὐσιαστικῶς εἰς τὴν διατήρησιν τῆς ἐκκενώσεως.

§ 175. ΔΙΑΦΟΡΟΙ ΦΑΣΕΙΣ ΤΗΣ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΣ ΑΙΓΛΗΣ. Κατὰ τὴν συνεκτῆ ἐλόττωσιν τῆς πίεσεως ἐντὸς ἀεροκένου σωλήνος ἡ ἐκκένωσις, ἀρχεται ὅταν ἡ πίεσις εἶναι ὀλίγα cm Hg (π.χ 4cm Hg) καὶ ἔχει τὴν μορφήν ἐπινοθῆρος (Σχ. 135A).

Ἄν ἡ ἀραίωσις προχωρήσῃ περισσώτερον (περὶ τὸ 1cm Hg)



Σχ. 135.

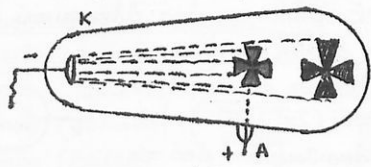
ὁ επιπθῆρ καθίσταται διαρκῶς παχύτερος τείνων νὰ καταλάβῃ ἑκαδὸν ἄλλον τὸν κῶρον τοῦ σωλήνος (Σχ. 135 Β). Ἡ δημιουργουμένη τότε φωτεινὴ δέηλι καλεῖται θετικὴ στήλη καὶ ἡ μορφή τοῦ σωλήνος, ὥστε φωτοβολεῖ ὁμοιόρῳως με χρῶμα φωτός ὄπερ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τήν φύσιν τοῦ ἐγκλεισμένου αερίου, καλεῖται σωλήν Geissler. Ἡ θετικὴ στήλη περὶ τὴν καθόδον ἀφίνει εσωτερικὴν περιοχὴν, ἣτις καλεῖται εσκοτεινός κῶρος τοῦ Faraday, ἐνῶ ἡ καθόδος σχηματίζει φωτεινὸν στράμα, ὄπερ καλεῖται ἀρνητικὴ αἴχλη. Συνεχιζομένης τῆς ἀραιώσεως (περὶ τὸ 1 mm Hg) ἄρχειται ἡ ὑποχώρησις τῆς θετικῆς στήλης πρὸς τὴν ἀνοδον, χωρίζομένης ταύτης εἰς στράματα (Σχ. 135 Γ). Τέλος, ὅταν ἡ πίεσις γίῃ πολὺ μικρά (0,02 mm Hg) ὅλα τὰ ἀνωτέρω φωτεινὰ φαινόμενα ἐξαφανίζονται, ὁ σωλήν καθίσταται εσκοτεινός, ἐνῶ τὸ ἀπέναντι τῆς καθόδου τοίχωμα τοῦ σωλήνος φθορίζει ἐκπέμπων ἀσθενῶς πρῶσιον φῶς (Σχ. 135 Δ). Ὁ φθορισμὸς οὗτος ἀφειλεται εἰς τὴν ἐπί τῶν τοιχωμάτων τοῦ σωλήνος πρὸς κρουσιν ταχέως κινουμένων ἠλεκτρονίων, ἅτινα ἀποτελοῦν τὰς καθοδικὰς ἀκτίνας. Ἡ τελευταία αὕτη μορφή τοῦ σωλήνος ὀνομάζεται σωλήν Crookes.

§ 176. ΚΑΘΟΔΙΚΑΙ ΑΚΤΙΝΕΣ. Αὗται παρατηρηθεῖσαι ὑπὸ τοῦ Hirtzoff (1868), ἀποτελοῦν ἀόρατον ἀκτινοβολίαν συγκεντρωμένην ἀπὸ ταχέως κινούμενα ἠλεκτρόνια ἐντὸς ἀερακένων σωλήνων τῆς μορφῆς Crookes. Τὰ κινούμενα ἠλεκτρόνια πορεύονται ἐκ τῆς καθόδου πρὸς τὸ ἀπέναντι ταύτης μέρος, τὸ ὅποιον καλεῖται ἀντικαθόδος. Κατὰ τὴν πρὸς κρουσιν ταύτων ἐπὶ τῆς ἀντικαθόδου προκαλεῖται διέγερσις τῆς ὑάλου πρὸς φθορισμὸν.

ΝΟΜΙΚΟΣ ΛΙΝΕΣ

Πειραματικῶς εὑρέθη ὅτι αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἔχουν τὰς ἀκολουθούσους ἰδιότητας:

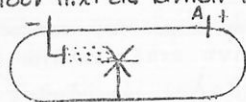
1) Πορεύονται εὐθύγραμμως. Τοῦτο φαίνεται σαφῶς ἐκ τῆς εἰκῆς π.κ. μεταλλικοῦ σταυροῦ (Σχ. 136) ἀνακόπεται τὴν πορείαν τῶν ἀκτίνων. Ἡ εἰς σχηματίζεται εἰς τὴν περιοχὴν τῆς ἀντικαθόδου καὶ ἀποτελεῖ τμήμα ταύτης πού δὲν φθορίζει.



(Σχ. 136)

2) Προκαλοῦν θέρμανσιν τῶν σωμάτων. Προσηπόμενοι π.κ. ἐπὶ θερμοκλίου λευκοκρῦσου δύνανται νὰ τὸ θερμάνουν μέχρι λευκοκρῦσεως.

3) Προκαλούν μηχανικά φαινόμενα. Θέτουν π.χ. εἰς κίνησιν εὐκί-
ντων μύλων ὅστις παρεμβάλλεται εἰς
τὴν πορείαν αὐτῶν (Σχ. 137).



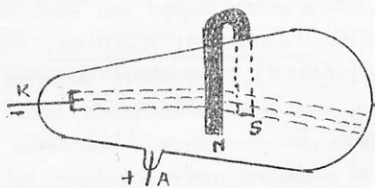
(Σχ. 137)

4) Ἔχουν χημικὰς ἰδιότητες. Προε-
βάλλουν π.χ. φωτογραφικὴν πλάκα ἢ
προκαλοῦν χημικὰς ἀλλοιώσεις ἐπὶ διαφόρων σωμάτων.

5) Προκαλοῦν τὸν φθορισμὸν διαφόρων σωμάτων. Ὅπως συμβαίνει
εἰς τὴν ὕαλον τῆς περιοχῆς τῆς ἀντικαθόδου.
Ἐπίσης θειοῦχος ψευδάργυρος, ἀβραεΐτης κ.λ.π. φθορίζουν ὅταν
πλήττονται ὑπὸ καθοδικῆς ἀκτινοβολίας.

6) Ἔχουν διεσθευτικὴν ἰκανότητα. Οὕτω, ἐάν ἡ ἀπέναντι τῆς
καθόδου περιοχὴ τοῦ σωλήνος ἀποτελεῖται ἀπὸ λεπτότατον φύλλον
ἀργιλίου (πάχους 10^{-3} mm) διαπιστοῦται ἕξοδος τῶν καθοδικῶν
ἀκτίνων, διὰ μέσου τῆς μάζης τοῦ ἀργιλίου, εἰς τὸν ἀέρα (ἀκτί-
νες *Lenard*).

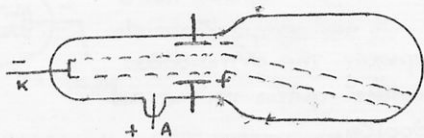
7) Ἐκτρέπονται ὑπὸ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἐάν πλησιάσωμεν εἰς δέ-
σμην καθοδικῶν ἀκτίνων τοὺς πό-
λους μαγνήτου (Σχ. 138) παρατη-
ροῦμεν ὅτι αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες
ἐκτρέπονται, ὡς τοῦτο δεῖκνύεται
ἐκ μετατοπίσεως τοῦ ἴχνους αὐ-
τῶν εἰς τὴν φθορίζουσαν περιοχὴν.



(Σχ. 138)

Ἀναστρεφομένων τῶν πόλων τοῦ
μαγνήτου καὶ ἡ ἐκτροπὴ ἀναστρέφεται. Τὸ μαγνητικὸν πεδίον τοῦ
μαγνήτου ὁρᾷ, ἐπὶ τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων, ὅπως ἀκριβῶς καὶ ἐπὶ
τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, πορευομένου ἐκ τῆς ἀντικαθόδου πρὸς τὴν
κάθodon.

8) Ἐκτρέπονται ὑπὸ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ἐάν δέσμη καθοδικῶν
ἀκτίνων διέλθῃ μεταξύ τῶν
δύο ὀπλισμῶν φορτισμένων
πυκνωτοῦ (Σχ. 139) ἐκτρέ-
πεται ἀπαθουμένη ἀπὸ τὸν
ἀρνητικὸν ὀπλισμὸν καὶ ἐλ-
κωμένη ὑπὸ τοῦ θετικοῦ τοιοῦτου.



(Σχ. 139)

9) Αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες προσήπτουσαι ἐπὶ ἀρτισμένων σωμάτων

προκαλούν τὴν γένεσιν τῶν ἀκτίνων Röntgen.

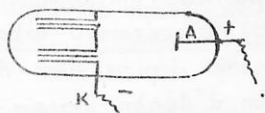
§ 177. ΦΥΣΙΣ ΤΩΝ ΚΑΘΟΔΙΚΩΝ ΑΚΤΙΝΩΝ. Ἐκ τοῦ τρόπου ἐκτροπῆς τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων ὑπὸ μαγνητικοῦ ἢ ἠλεκτρικοῦ πεδίου καταφαίνεται ὅτι αὐταὶ μεταφέρουν ἀρνητικὰ ἠλεκτρικὰ φορτία καὶ μάλιστα αὐταὶ εὐρηπεριφέρονται ὡς εωρατιδία ἀρνητικῶς φορτισμένα. Τὰ εωρατιδία ταῦτα διεπιστάθη ὅτι εἶναι ἠλεκτρόνια. Ὡστε αἱ καθοδικαὶ ἀκτίνες ἀποτελοῦνται ἀπὸ ταχέως κινούμενα ἠλεκτρόνια ἐκ τῆς καθόδου πρὸς τὴν ἀντικαθόδον.

Πειραματικῶς εὐρέθη ὅτι ἡ μᾶζα τοῦ ἠλεκτρονίου (m) εἶναι ἴση μὲ τὸ $\frac{1}{1850}$ τῆς μᾶζης τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου, ἥτοι ὅτι αὐτὴ ἴσούται μὲ $9,1 \cdot 10^{-28}$ gr. Ἐπίσης εὐρέθη ὅτι τὸ φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου (e) εἶναι ἴσον μὲ $1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb (στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον). Τὸ πηλίκον : $\frac{e}{m} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{9,1 \cdot 10^{-28}} = 1,758 \cdot 10^8 \frac{\text{Cb}}{\text{gr}}$ καλεῖται εἰδικὸν φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου.

Ἡ ταχύτης τῶν ἠλεκτρονίων, εἰς τὰς καθοδικὰς ἀκτίνας, κυμαίνεται ἀπὸ 20000 ἕως 100000 Km/sec, ἐξαρτωμένη ἀπὸ τὴν τάσιν ἀνόδου καθόδου.

Ἡ πᾶσις δυναμικῶν μεταξὺ ἀνόδου καθόδου δὲν εἶναι κανονικὴ. Εἰς μικρὰν περιοχὴν πρὸ τῆς καθόδου διαπιστοῦται μεγάλη πᾶσις τοῦ δυναμικοῦ (καθοδικὴ πᾶσις) καὶ εἰς τὸν κᾶρον τοῦτον ἡ ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι μεγάλη, ἐνῶ εἰς τὸ ὑπόλοιπον τμήμα τοῦ σωλῆνος τὸ πεδίου εἶναι ἀσθενές. Εἰς τὴν περιοχὴν τῆς καθοδικῆς πᾶσεως τὰ ἠλεκτρόνια ἀποκτοῦν μεγάλην ταχύτητα μὲ τὴν ὁποίαν κινοῦνται ἐφεξῆς εὐθυγράμμως, κατευθυνόμενα πρὸς τὸ ἐναντι τῆς καθόδου τμήμα, δηλ. τὴν ἀντικαθόδον, ἀνεξαρτήτως τῆς θέσεως τῆς ἀνόδου. Καμπύλωσις τῶν τροχιῶν τῶν πρὸς τὴν ἀνάδον δὲν ἐπέρχεται, διότι τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου μακρὰν τῆς καθόδου εἶναι ἀσθενές.

§ 178. ΔΙΑΥΛΙΚΑΙ ἢ ΘΕΤΙΚΑΙ ΑΚΤΙΝΕΣ. Ἐάν ὡς καθόδον, ἐντὸς ἀεροκένου σωλῆνος Crookes, χρησιμοποiewμεν πλατὰ φέρουσαν ὀπὰς (αὐλοῦς) παρατηροῦμεν ὀπισθεν τῆς πλατῆς (Σχ. 140) δέμας ἀσθενῶς φωτοβολούσας. Αὐταὶ διεπιστάθη ὅτι ἀποτελοῦνται ἀπὸ θετικὰ ἰόντα τοῦ ἀερίου, ἅτινα, ὡς γωφιστὸν, κατὰ τὴν αὐτοτελῆ ἀγωγιμότητα



Σχ. 140

ἀναπτύσσονται και ὑποτελεῦν ἀκτινοβολίαν ἥτις ἐκλήθη διαυλική ἢ θεπική. Τὰ ἰόντα ταῦτα ἔλκονται ὑπὸ τῆς καθόδου ἄλλο, λόγῳ τῆς ταχύτητός των, διέρχονται διὰ τῶν ὀσῶν ταύτης. Ἀφοῦ λοιπὸν αἱ διαυλικαὶ ἀκτίνες ἀποτελοῦνται ἀπὸ κινούμενα θετικῶς φορτισμένα σωμάτια, ἐπρέπονται ὑπὸ μαγνητικῷ καὶ ἠλεκτρικῷ πεδίου. Τὸ χρῶμα των ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ἐντός τοῦ σωλήνος περιεχομένου ἀερίου.

§ 179. ΕΦΑΡΜΟΓΑΙ ΤΗΣ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΟΣ ΤΩΝ ΑΕΡΙΩΝ.

A) Ἐκκένωσις αἴγλης. Ἡ ἐκκένωσις αἴγλης ἐμφανίζεται εἰς ἀέρια ὑπὸ ἠλαττωμένην πίεσιν καὶ ὀφείλεται εἰς αὐτοτελῆ ἀγωγιμότητα αὐτῶν, εἰς τὴν ὁποίαν τὰ ἐκ τῆς καθόδου ἐκκινούμενα ἠλεκτρόνια προσέρχονται ἐκ τῶν ἐπ' αὐτῆς προσεπιπτόντων θεπικῶν ἰόντων. Τὰ ἠλεκτρόδια ἔχου συντήθη θερσίαν, τὸ διερχόμενον διὰ τοῦ ἀερίου ρεῦμα εἶναι μικρῶς ἐντάσεως, ἐνῶ ἡ τάσις λειτουργίας εἶναι σχετικῶς μεγάλη. Ἡ ἐκκένωσις αἴγλης εὐρίσκει ἐφαρμογὰς:

1) Σαυλῆνες Geissler. Εἶναι ὑάλινοι σωλήνες περιέχοντες ἀέριον ὑπὸ μικρὰν πίεσιν (περίπου 5 Torr) καὶ οἱ ὁποῖοι φέρουν εἰς τὰ ἄκρα των δύο ἠλεκτρόδια. Ἄν εἰς ταῦτα ἐφαρμοσθῇ τάσις μερικῶν χιλιάδων volt, παρατηροῦμεν ἔγτονον φωτοβολίαν τοῦ ἀερίου. Χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν φασματοσκοπικὴν ἐξέτασιν τῶν ἀερίων.

2) Σαυλῆνες φωτεινῶν διαφημίσεων. Εἶναι ὑάλινοι σωλήνες φέροντες κατὰ τὰ ἄκρα των δύο ἠλεκτρόδια. Περιέχουν ὑπὸ πίεσιν περίπου 10 Torr διάφορα ἀέρια, ἀναλόγως τοῦ ἐπιζητουμένου χρώματος τοῦ φωτός. Οὕτω π.χ. μὲ ἀέριον Νέον παρέχεται ἀραιὸν ὑπέρυθρον φῶς. Οἱ σωλήνες οὗτοι ἀπαιτοῦν σημαντικὴν τάσιν ἀνά τρέχον μέτρον τοῦ μήκους των (ἀνω τῶν 500 Volt/m). Χρησιμοποιοῦνται ἐπανίως διὰ φωτισμόν. Κυρίως χρησιμοποιοῦνται εἰς διαφημιστικὰς ἐπιγραφὰς.

B) Ἐκκένωσις τόξου. Μία ἄλλη μορφή αὐτοτελοῦς ἀγωγιμότητος τῶν ἀερίων εἶναι ἡ ἐκκένωσις τόξου. Χαρακτηριστικὸν ταύτης εἶναι ἡ ὑψηλὴ θερσία τῶν ἠλεκτροδίων (κυρίως τῆς καθόδου), ἡ σχετικῶς μεγάλη ἐντάσις τοῦ ρεύματος καὶ ἡ μικρὰ τάσις λειτουργίας. Εἰς τὴν ἐκκένωσιν τόξου ἡ ἐκπομπὴ ἠλεκτρονίων ὀφεί-

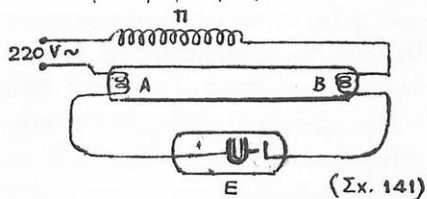
λεται κυρίως εἰς τὴν ὑψηλὴν θερμότητα πῶς καθόδου. Ἐφαρμογὰς ταύτης ἔχομεν :

1) Τόξον ἀνθρακός (βλέπε § 88 γ - βολταϊκὸν τόξον).

2) Λαμπτήρες φθορισμοῦ. Ἡ χρῆσις τῶν λαμπτήρων φθορισμοῦ ἔχει τελευταίως διαδοθῆ πολὺ, λόγῳ τῆς μεγάλης των ἀποδόσεως (4,2 κηρία κατὰ watt) ἐναντι πρὸ λαμπτήρων πυρρακτώσεως (1,1 κηρία κατὰ watt) καὶ λόγῳ τῆς μεγαλύτερας διάρκειας ζωῆς αὐτῶν. Οὗτοι εἶναι ἐπιμήκεις ὑάλινοι σωληῖνες περιέχοντες ἀργόν καὶ ἄζωτον, ὑπὸ μικρὰν πίεσιν, καθὰς καὶ σταθὸνα ὑδραργύρου.

Ἡ ἑσωτερικὴ των ἐπιφάνεια ἔχει ἐπιχρισθῆ μὲ φθορίζουσαν οὐσίαν.

Εἰς τὰ ἄκρα τοῦ σωληῖνος (Σχ. 141) ὑπάρχουν ἠλεκτροδία Α καὶ Β καὶ ἐν σειρά πρὸς ταῦτα πηνίον Π καθὼς καὶ ἰδιαίτερον σύστημα Ε καλούμενον ἐκκινητὴς. Οὗτος



φέρει δύο ἠλεκτρόδια, ἐξ ὧν τοῦ σχήματος U εἶναι διμμεταλλικόν. Κατ' ἀρχάς, ὅταν εἰς τὰ ἄκρα τοῦ λαμπτήρος ἐφαρμασθῆ συνθήσις τάσις (220 volt) λειτουργεῖ ὁ ἐκκινητὴς. Ταῦτο ἀφίλειται εἰς τὴν μικρὰν ἀπόστασιν τῶν ἠλεκτροδίων του, ἥτις ἐπιτρέπει νὰ ἀρξίη εἰς τὸν ἐκκινητὴν ἐκκένωσις αἴθλης. Τὸ διμμεταλλικόν ἠλεκτρόδιον θερμαινόμενον ὑπὸ τοῦ διερχομένου ρεύματος παραμορφοῦται καὶ βραχυκυκλώνει τὸ διάκειον, ὅποτε ἀρκίξει νὰ ἀιέρχεται ἰσχυρὸν ρεῦμα, τὸ ὁποῖον θερμαίνει τὰ ἠλεκτρόδια (Α καὶ Β) τοῦ λαμπτήρος ἐν τῷ ευχρόνῳ ἐξατμίζει τὸν ὑδραργύρον. Ἐν συνεχείᾳ τὸ διμμεταλλικόν ἠλεκτρόδιον ψύχεται (λόγῳ διακοπῆς τῆς ἐκκενώσεως αἴθλης) καὶ διακόπτει τὸ κύκλωμα. Ἀναπτύσσεται τότε ὑπέρτασις εἰς τὰ ἄκρα τοῦ λαμπτήρος (εἰς τοῦτο συντελεῖ καὶ τὸ πηνίον Π), ἥτις προκαλεῖ τὴν ἔνορξιν τῆς ἐκκενώσεως διὰ τῶν ἀτμῶν τοῦ ὑδραργύρου. Οὗτοι ἐκπέμπον ὑπεριώδη ἀκτινοβολίαν, ἥτις προσήπιτουσα ἐπὶ τοῦ φθορίζοντος ἐπιχρίσματος διεγείρει τοῦτο εἰς φθορισμὸν, ἐκπεμπομένου ὀρατοῦ φωτός.

Κατὰ τὴν λειτουργίαν τοῦ λαμπτήρος ὁ ἐκκινητὴς δὲν διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος, ἐπειδὴ ἡ τάσις λειτουργίας τοῦ λαμπτήρος εἶναι μικροτέρα τῆς τάσεως λειτουργίας τοῦ ἐκκινητοῦ.

ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟΣ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

§ 180. ΙΟΝΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΑΕΡΟΣ. Ὁ ἀτμοσφαιρικός ἀήρ λόγῳ διαφορῶν αἰτίων διαρκῶς ἰονίζεται. Ἡ ὑπαρξίς ἰόντων, θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν, δικαιολογεῖ τὴν ἀσθενῆ ἠλεκτρικὴν ἀγωγιμότητα τοῦ ἀέρος, ἣ ὁποία εἰς ὕψος ἀνω τῶν 100 Km ἀπότομα αὐξάνεται. Τὸ στρῶμα τοῦτο τῆς ἀτμοσφαίρας ὀνομάζεται ἰονόσφαιρα.

Ὁ ἰονισμὸς ἀποδίδεται εἰς τὰς ὑπεριώδεις ἀκτίνες τοῦ ἡλιακοῦ φωτός, εἰς ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποία φθάνουν ἐκ τοῦ Ἡλίου, καθὼς καὶ εἰς τὴν κοσμικὴν ἀκτινοβολίαν, ἥτις φθάνει εἰς τὴν γῆν ἐκ τοῦ ἀστρικοῦ διαστήματος.

§ 181. Γῆινον ἠλεκτρικὸν πεδίου. Ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας εὐρέθη ὅτι πλεονάζουν τὰ θετικὰ ἰόντα, ἐνῶ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς γῆς πλεονάζουν τὰ ἀρνητικὰ ἰόντα. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἐντὸς τῆς ἀτμοσφαίρας δημιουργεῖται ἠλεκτρικὸν πεδίου, κατὰ προσέγγισιν κατὰ κέρυφον, μὲ καταλήξεις τῶν δυναμικῶν γραμμῶν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς γῆς.

Ἡ ἔντασις τοῦ γῆινου ἠλεκτρικοῦ πεδίου ἀνέρχεται εἰς 100 Volt/m δυναμένη γὰρ λάβη καὶ πολὺ μεγαλύτεραν τιμὴν, ἴδια ἐν ᾧρα καταιγίδος. Αἱ ἰσοδυναμικαὶ ἐπιφάνειαι τοῦ γῆινου ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι περίπου ὀριζόντιαι, πλησίον δὲ τῆς ἐπιφανείας τῆς γῆς ἀκολουθοῦν τὴν μορφολογίαν τοῦ ἐδάφους. Λόγῳ τοῦ γῆινου ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τὰ θετικὰ ἰόντα τῆς ἀτμοσφαίρας κινοῦνται διαρκῶς πρὸς τὸ ἔδαφος καὶ θὰ ἠδύνατο γὰρ ἀπαλλάξουν τὴν γῆν ἀπὸ τοῦ φορτίου τῆς ἀν' ἄλλα φαινόμενα, οὐχὶ πλήσασα χναστὰ, δὲν διετήρουν τὰ αἰτία τοῦ γῆινου ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Ὡς τιαυτὰ φαινόμενα, τὰ ὁποία συντελοῦν εἰς τὴν συνεχῆ παραγωγὴν θετικῶν ἰόντων ἐντὸς τοῦ ἀέρος καὶ ἀρνητικῶν ἰόντων ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς γῆς, θεωροῦνται αἱ ἀστραπαὶ καὶ οἱ κεραυνοί.

Ἄστραπή εἶναι ἠλεκτρικὴ ἐκκένωσις, ἣ ὁποία παράγεται μεταξὺ νεφῶν ἀντιθέτως ἠλεκτρισμένων.

Κεραυνός εἶναι ἠλεκτρικὴ ἐκκένωσις μεταξὺ νέφους καὶ ἐδάφους. Οὗτος προσβάλλει τὰ πλησιέστερα πρὸς τὸ νέφος σημεῖα τῆς γῆς, τὰ περισσότερον ἀχαγὰ καὶ τὰ καλύτερον πρὸς τὴν γῆν ἐπικοινωνοῦντα. Τὰ ἀποτελέσματα τοῦ κεραυνοῦ εἶναι ποικίλα. Δύναται γὰρ ἀναφλέξῃ εἴματα, γὰρ πύξη μέταλλα, γὰρ ἀπανθρακώσῃ ὄργανισμούς κ.λπ.

Ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ μεταξὺ νέφους καὶ ἐδάφους κατὰ τὴν πτωεὶν κερανοῦ εἶναι 10^6 ἕως 10^9 volt.

§ 182. ΑΛΕΞΙΚΕΡΑΥΝΟΝ. Χρησιμεῖει πρὸς προφύλαξιν κτιρίων ἢ ἐγκαταστήσεων ἀπὸ τὰ ἐκ τοῦ κερανοῦ καταστρεπτικὰ ἀποτελέσματα. Ἀποτελεῖται ἐκ μακρᾶς μεταλλικῆς ράβδου, ἥτις καταλήγει εἰς δίκδα καὶ τοποθετεῖται κατακορυφῶς εἰς τὸ ὑψηλότερον μέρος τῆς οἰκοδομῆς. Τὸ ἀλεξικέραυνον συνδέεται μεταλλικῶς πρὸς μεγάλην μεταλλικὴν πλάκα, ἢ ὁποία εὐρίσκεται ἐντὸς τοῦ ἐδάφους εἰς ἀρκετὸν βάθος. Ὅταν ἠλεκτρισμένον νέφος εὐρίσκεται ἀνωθεν τῆς περιοχῆς τοῦ κτιρίου, ἐξ ἐπαγωγῆς, ἐπὶ τοῦ ἐδάφους, ἀναπτύσσεται ἴσον καὶ ἐτερόνυμον φορτίον, ὅπερ ευσταθεῖται εἰς τὰ ἐξέχοντα σημεῖα τοῦ ἐδάφους, ἐπομένως καὶ εἰς τὸ ἀλεξικέραυνον, ἐκ τῆς ἀκίδος τοῦ ὁποίου διαρρέει. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον μειοῦται ἢ ἀπαιτουμένη τάσις ἵνα πραγματοποιηθῇ ἐκκένωσις, δηλ. κεραυνός, μεταξὺ νέφους καὶ κτιρίου. Οὕτω τὸ ἀλεξικέραυνον ἐνεργεῖ προφυλακτικῶς. Ἄν ἡ ἐκρηξις εἶναι ἀναπόφευκτος, τότε τὸ ἀλεξικέραυνον μεταβιβάζει τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία εἰς τὸ ἔδαφος καὶ ὁ κίνδυνος ἀποσοβεῖται.

§ 183. ΠΟΛΙΚΟΝ ΣΕΛΑΣ. Τοῦτο εἶναι φωτεινὸν φαινόμενον, εἰς σκῆμα τετραεπίου φωτεινοῦ τόξου μετὰ φωτεινῶν κροσεῶν, τὸ ὁποῖον ἀναφαίνεται εἰς τὰς πολικὰς χώρας.

Τὸ πολικὸν σέλας ἀποδίδεται εἰς τὴν σύγκρουσιν ἠλεκτρονίων μετὰ τῶν μορίων τῶν ἀερίων τῆς ἀτμοσφαιρας. Τὰ ἠλεκτρόνια ταῦτα προέρχονται ἐκ τοῦ Ἡλίου καὶ ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ γνήσιου μαγνητικοῦ πεδίου συγκεντρῶνται εἰς τὰς πολικὰς περιοχὰς τῆς γῆς.

ΑΓΟΓΙΜΟΤΗΣ ΕΙΣ ΤΟ ΚΕΝΟΝ

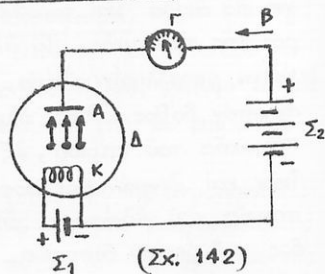
§ 184. ΓΕΝΙΚΑ. Ἐντὸς σωλῆνος, κατὰ τὸ δυνατόν τελείως κενού, φέροντος κατὰ τὰ ἄκρα συντετηγμένα ἠλεκτρόδια, δὲν δύναται νὰ διέλθῃ ρεῦμα, ὅταν τὰ ἠλεκτρόδια συνδεθῶν μὲ τοὺς πόλους τῆς πηγῆς. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὴν ἐν τῷ κενῷ ἔλλειψιν φορέων τοῦ ἠλεκτρισμοῦ.

Κατωτέρω θα' γνωρίσωμεν δύο βασικὰς τρόπους ἀγωγιμότητος εἰς τὸ κενόν, μὲ φορεῖς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἀποβάλλονται ἐκ τῆς καθόδου ὅταν αὕτη καταλλήλως θερμαίνεται ἢ φωτίζεται.

§ 185. ΘΕΡΜΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ - ΔΙΟΔΟΣ ΛΥΧΝΙΑ.

Τά μέταλλα εἰς ὑψηλὴν θερμότητα ἐκπέμπουν ἠλεκτρόνια. Ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀνά μονάδα χρόνου ἐκπεμπομένων ἠλεκτρονίων αὐξάνεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται θερμικὴ ἐκπομπὴ ἠλεκτρονίων ἢ φαινόμενον Edison.

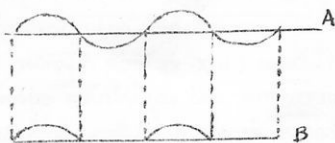
Θεωρήσωμεν ὑάλινον δοχεῖον Δ (Σχ. 142) κενόν, ἐντὸς τοῦ οὗ οὐκ ἔχει μεταλλικὸν σύρμα Κ (κάθοδος) διαπυρούμενον ὑπὸ τοῦ ρεύματος τῆς πηγῆς Σ₁. Ἀπέναντι τοῦ Κ ὑπάρχει μεταλλικὴ πλάξ Α (ἀνόδος) συνδεομένη μέ τὸν θετικὸν πόλον ἰσχυρᾶς πηγῆς Σ₂, τῆς ὁποίας ὁ ἀρνητικὸς πόλος συνδέεται μετὰ τὴν κάθοδον Κ.



Διὰ τοῦ γαλβανομέτρου Γ παρατηροῦμεν τὴν διόδον ρεύματος. Ἡ ἐξήγησις τοῦ ρεύματος τούτου εἶναι ἡ ἑξῆς: Τὸ διαπυρρὸν σύρμα Κ ἐκπέμπει ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα ἔλκονται ὑπὸ τῆς πλάξ Α καὶ οὕτως ἀποκαθίσταται τὸ διὰ τοῦ γαλβανομέτρου Γ διερχόμενον ρεῦμα, φορᾶς β (συμβατικῆς). Ἐάν ἡ πλάξ Α συκοινωνεῖ μετὰ τὸν ἀρνητικὸν πόλον τῆς Σ₂, τότε ἀπῶθε τὰ ἐκ τῆς Κ ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρόνια καὶ ρεῦμα διὰ τοῦ γαλβανομέτρου Γ δὲν παρατηρεῖται.

Ὅστε, ἵνα κυκλοφορῇ ρεῦμα διὰ τοῦ γαλβανομέτρου Γ, ἀπαραίτητος εἶναι ἡ πύρακτωσις τῆς καθόδου (Κ) καὶ ἡ θετικὴ φόρτισις τῆς ἀνόδου (Α). Ἡ λυχνία Δ, προποιοῦσα τῆς κοινῆς λυχνίας πυρακτώσεως, καλεῖται διόδος ἠλεκτρονικῆς λυχνίας. Ἡ τάσις μεταξὺ ἀνόδου - καθόδου καλεῖται ἀνοδική - τάσις καὶ τὸ διαρρέον τὸ κύκλωμα τῆς ἀνόδου ρεῦμα καλεῖται ἀνοδικὸν ρεῦμα. Ἡ ἔντασις τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν πυράκτωσιν τοῦ νήματος καὶ τὴν ἀνοδικὴν τάσιν. Αὐξανομένης τῆς ἀνοδικῆς τάσεως αὐξάνεται καὶ ἡ ἔντασις τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος μέχρις ὅμως μίας ὁριακῆς τιμῆς, ὅτε ἔχομεν τὸ λεγόμενον ρεύμα κόρου. Τότε, ὅλα τὰ ἐκ τῆς καθόδου ἀνά μονάδα χρόνου ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρόνια, φθάνουν εἰς τὴν ἀνόδον. Ἄν ἑξωτερικῶς, μετὰ καθόδου καὶ ἀνόδου συνδεθῇ πηγὴ ἐναλλασσομένου ρεύματος (ὄντι τῆς πηγῆς Σ₂) ὥστε ἡ πλάξ Α νὰ φορτίζεται ἐναλλάξ θετικῶς καὶ ἀρνητικῶς.

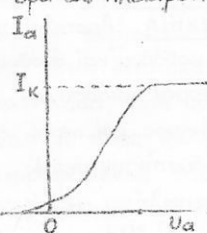
κως, τότε είναι προφανές ότι θα έχουμε άνοδικό ρεύμα μόνον όταν η πλάξ είναι θετική. Ούτω αντί εναλλασσομένου ρεύματος Α (Σχ. 143) θα έχουμε ρεύμα Β (Σχ. 143) διαρκώς της αΐτης φοράς, όπως ημιανορθωμένον καλείται. Έν



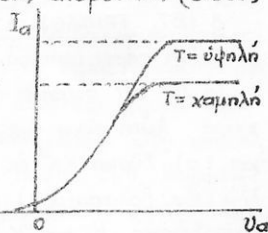
(Σχ. 143)

τη πράξει εμεταλλευόμεθα και τας δύο εναλλαγάς του εναλλασσομένου ρεύματος με κατάλληλον ευνδευρολογίαν δύο δίοδων λυχνιών. Ούτω επιτυγχάνεται η πλήρης άνορθωσις του ρεύματος, όπως με ειδικάς εξομαλυντικές διατάξεις, καθίσταται πρακτικώς συνεχές. Εις τας περιπτώσεις ταύτας η διάδος λυχνία άρα ως ηλεκτρονικός άνορθωτής (δίοδος άνορθωτική λυχνία).

Τό Σχ. 144 δεικνύει την χαρακτηριστική καμπύλην δίοδου λυχνίας, δηλ. την εξάρτησιν του άνοδικού ρεύματος (I_a) μετά της άνοδικής τάσεως (U_a), υπό σταθεράν πυράκτωσιν της καθόδου.



(Σχ. 144)



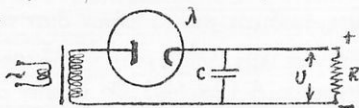
(Σχ. 145)

Παρατηρούμεν ότι, αύξανόμενης της άνοδικής τάσεως, η έντασις του άνοδικού ρεύματος αύξάνεται μέχρι του ρεύματος κόρου (I_k). Αύξισιν του ρεύματος κόρου δυναμέθα να επιτύχωμεν μένον δι αύξησεως της θερείας της καθόδου (Σχ. 145).

§ 186. ΑΝΟΡΘΩΤΑΙ. °Ο άνορθωτής είναι μία συσκευή διά της οποίας καταρθούται η μετατροπή εναλλασσομένης τάσεως εις συνεχή και αυτήν. Τό κύριον μέρος μιας άνορθωτικής διατάξεως είναι μία βαλβίς, δηλαδή έν όργανον επιτρέπον την δίοδον του ρεύματος μόνον κατά την μίαν φοράν. Η τάσις όμως του άνορθωμένου ρεύματος δέν είναι σταθερά. Πρός εξομάλυνσιν ταύτης χρησιμοποείται πυκνωτής συνδεόμενος έν παραλλήλῳ πρός τό κύκλωμα καταναλώσεως. °Ο πυκνωτής φορπίζεται και εκφορπίζεται περιοδικώς και περιορίζει τας διακυμάνσεις της τάσεως.

Διά την άνορθωσιν χρησιμοποιούσιναι δίοδοι ηλεκτρονικαί λυχνίαι (§ 185). Τό Σχ. 146 δεικνύει διάταξιν, καθ' την διά μιας δίοδου λυχνίας (Α)

καί ενός πηνιατωῦ (C) ἐπιτυχάνεται ἡ ἡμιαπόρθωσις καί ἐξομάλυνσις τῆς τάσεως. Διά πολυπλοκώτερας διατάξεως (π.χ. ἐκ δύο λυχνιῶν καί 2 πηνιατωῶν ὑπό κατάλληλον εὐνδεσμον) ἐπιτυχάνεται ἡ πλήρης ἀπόρθωσις καί ἐξομάλυνσις τῆς τάσεως.

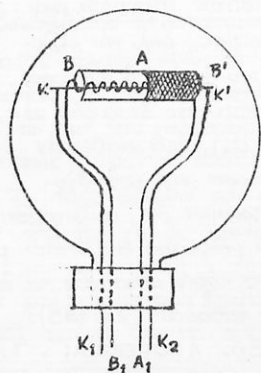


(Σχ. 146)

Σήμεραν διὰ τὴν ἀπόρθωσιν χρῆσιμοποιοῦνται καί ἄλλοι τύποι ἀπορθωτῶν ὡς εἶναι ; οἱ ξηροὶ ἀπορθωταὶ καί οἱ ἀπορθωταὶ δι' ἀτμῶν ὑδροχόρου. Εἰς ἀπλοῦς ραδιοφωνικοὺς δέκτας χρῆσιμοποιοῦνται οἱ κρυσταλλικοὶ ἀπορθωταὶ καλούμενοι καί κρυσταλλικοὶ φωραταὶ (ξ). Τελευταίως γίνεται εὐρυτότη χρῆσις ἐνός νέου εἴδους ἀπορθωτοῦ, ὅστις καλεῖται τρανζίστορ (transistor).

§ 187. ΤΡΙΟΔΟΣ ΛΥΧΝΙΑ. Ἀποτελεῖ παραλλαγὴν τῆς διόδου καθ' ἣν αὕτη φέρει μεταξὺ καθόδου καί ἀνόδου πλέγμα μετάλλινον ἢ σπείραν.

Τό Σχ. 147 δεικνύει τομὴν τριόδου λυχνίας. Αὕτη εἶναι ἀερόκενος καί περιέχει : α) Σῆμα κκ' ἐκ δυσπύκτου μετάλλου (π.χ. βολφραμίου) καταλήγον εἰς δύο ἀποροδέκτας K_1 καί K_2 . β) Πλέγμα ἢ ἐσχάραν, ἥτις συνήθως εἶναι λεπτόν σῆμα μολυβδαίνιου BB' περιελιγμένον σπειροειδῶς καί καταλήγον εἰς τρίτον ἀποροδέκτην B_1 καί γ) Πλάσιον A ἥτις περιβάλλει τὴν σπείραν καί συγκατακινεῖ μέ τέταρτον ἀποροδέκτην A_1 . Οὕτω, τὰ ἐκ τῆς διαπύρου καθόδου κκ' ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρόνια ἠλεκτρόνια δι-

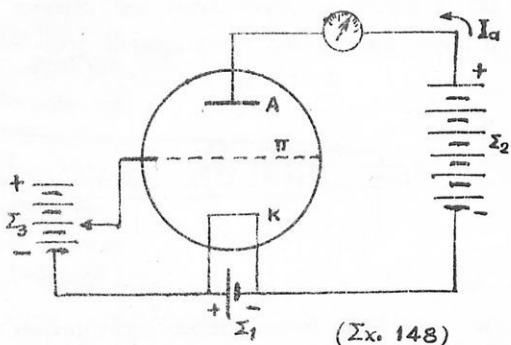


(Σχ. 147)

ἐκκρίνεται ἀναγκαστικῶς διὰ μέσου τῶν διακένων τοῦ πλέγματος BB' δι' ἀνάγκη καταλήξουν εἰς τὴν ἀνοδὸν A. Τό πλέγμα, ἀναλόγως τοῦ σημείου τῆς τάσεως τὴν μεταδίδομεν εἰς τοῦτο, ἐπηρεάζει τὴν ἔντασιν τοῦ ρεύματος μεταξὺ ἀνόδου - καθόδου.

Τό Σχ. 148 δεικνύει τὴν συνδεσμολογίαν τριόδου λυχνίας. Ἡ καθόδος K διαπυροῦται μέ τὸ ρεῦμα τῆς πηγῆς Σ_1 , ἐνῶ συνδέεται μέ τὸν ἀρρητικόν πόλον τῆς πηγῆς Σ_2 , ἥς ὁ θετικὸς πόλος ἐνοῦται μέ τὴν ἀνοδὸν A. Οὕτω, τὰ ὑπὸ τῆς καθόδου ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρόνια ἔλκονται ὑπὸ τῆς ἀνόδου καί ἀποκαθίσταται κύκλωμα, τοῦ ὁποῦ ἡ ἔντασις ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θεσμίαν τῆς καθόδου καί ἀπὸ τὴν τάσιν

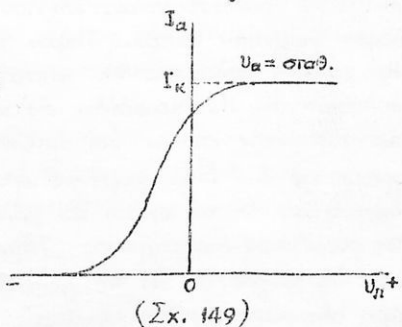
άνόδου-καθόδου. Αν όμως το μεταξύ άνοδου-καθόδου πλέγμα Π συνδεθί με τον θετικόν πόλον πηγής Σ_3 , ής ο άρνητικός συνδέεται με τήν καθόδον Κ, τότε, μεταξύ καθόδου-πλέγματος θα ύπαρχει μία τάσις, ήτις και τάσις πλέγματος καλείται.



(Σχ. 148)

Όταν το πλέγμα εύρίσκεται εις θετικόν δυναμικόν έναντι τής καθόδου, ή δράσις τής εις θετικόν δυναμικόν εύρισκομένης άνόδου ένισχύεται και συνεπώς το άνοδικόν ρεύμα (I_a) είναι ένισχυτικόν. Αν όμως προεδίδωμεν εις το πλέγμα όλόν μικροτέραν τάσιν, τότε το άνοδικόν ρεύμα έξασθενίξει ή και διακόπτεται, όταν ή τάσις του πλέγματος λάβη κατάλληλον άρνητικόν τιμήν (άναστρεφομένης τής πηγής Σ_3). Παρατηρούμεν ότι, διά μεταβολής τής τάσεως του πλέγματος, είναι δυνατόν να ρυθμίζεται το άνοδικόν ρεύμα. Διά τούτο το πλέγμα καλείται ρυθμιστικόν πλέγμα.

Τό Σχ. 149 δεικνύει τήν σχέσιν μεταξύ του άνοδικού ρεύματος (I_a) και τής τάσεως πλέγματος (U_{Π}), διά σταθεράν άνοδικήν τάσιν και σταθεράν πυράκτωσιν τής καθόδου (χαρακτηριστική καμπύλη τής τριόδου λυχνίας). Παρατηρούμεν ότι, διά κατάλληλον άρνητικόν τιμήν τής τάσεως πλέγματος, το άνοδικόν ρεύμα μηδενίζεται, έφ' όσον το πλέγμα χίνη έπαρκώς θετικόν το άνοδικόν ρεύμα λαμβάνει τήν τιμήν του ρεύματος κόρου (I_k).

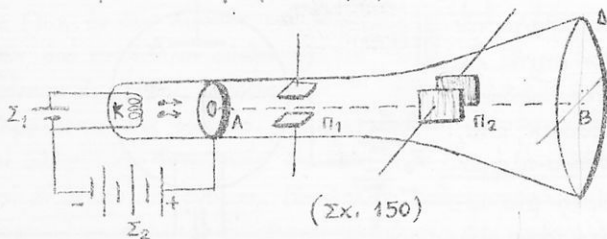


(Σχ. 149)

Η τριόδος λυχνία έλαβε κατά τα τελευταία έτη μεγίστην σημασίαν διότι καταλλήλως συνδεομένη έντός ευκλώματος συντελεί εις τήν παραγωγήν άμειώτων τάλαντώσεων. Επίσης χρησιμοποιείται πρός ένίσχυσιν άσθενών ρευμάτων, διά τήν άνόρθωσιν εναλλασσομένων ρευμάτων κ.λ.π.

§ 188. ΣΟΛΗΝ BRAUN. Ούτος είναι υάλινος άερόκενος σωλήν (Σχ. 150) φέρων εις τό έν άκρον του διαπυρουμένου καθόδον Κ, έφ'

εἰς τὸ εὐρύτερον ἕτερον ἄκρον τοῦ κλείεται μὲ κυκλικὸν διάφραγμα Δ φέρων ἑαυτερικῶς ἐπίχρισμα ἐκ φθοριζούσης οὐσίας. Ἡ ἀκτίς A



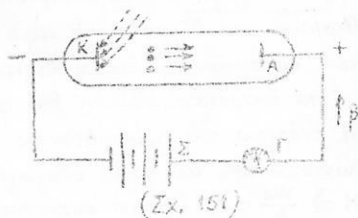
εἶναι μεταλλικὸς δίσκος μὲ κεντρικὴν μικρὰν ὀπτὴν καὶ συνδέεται μὲ τὸν θετικὸν πόλον πηγῆς Σ_2 ἢ ὁ ἀρνητικὸς πόλος συνδέεται μὲ τὴν κἀθόδον. Ἡ πηγή Σ_1 χρησιμεύει διὰ τὴν πυράκωσιν τῆς καθόδου K . - Τὰ ὑπὸ τῆς θερμῆς καθόδου ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρόνια ἔλκονται ὑπὸ τῆς ἀνόδου καὶ διερχόμενα διὰ τῆς ὀπτῆς τῆς ἀνόδου ἀποτελοῦν λεπτὴν δέσμη AB καθοδικῶν ἀκτίνων. Αὕτη διέρχεται μεταξὺ τῶν ὀριζοντίων ὀπλισμῶν πυκνωτοῦ Π_1 . Ἄν οὗτος εἶναι ἀφόρτιστος ἢ καθοδικὴ δέσμη εἶναι ἐπιθύγραμμος. Ἄν εἶναι φορτισμένος ἀποκλίνει. Ἄν οἱ ὀπλισμοὶ τοῦ Π_1 λαμβάνουν ἐναλλασσομένην τάσιν, τότε τὸ ἄκρον B τῆς καθοδικῆς δέσμης διοχρᾶται παλινδρομικῶς ἐπὶ τοῦ φθοριζόντος διαφράγματος κατακόρυφον διάμετρον τούτου. Πέραν τοῦ Π_1 ὑπάρχει ἕτερος πυκνωτὴς Π_2 μὲ τοὺς ὀπλισμοὺς τοῦ κατακορύφου. Ἐναλλασσομένη τάσις τῶν ὀπλισμῶν τοῦ Π_2 προσδίδει εἰς τὸ ἄκρον B τῆς καθοδικῆς δέσμης παλινδρομικὴν κίνησιν ἐπὶ ὀριζοντίας διαμέτρον τοῦ φθοριζόντος διαφράγματος Δ . Εἶναι ἐπομένως φανερὸν ὅτι τὸ ἄκρον B τῆς καθοδικῆς δέσμης δύναται νὰ κινήται καὶ μάλιστα ταχέστα καθ' ὅλην τὴν ἕκτασιν τοῦ φθοριζόντος διαφράγματος. Σήμερον ὁ εὐλῆν Βραυη εὕρισκε πλείστας ἀρμογὰς, ὡς εἰς τὴν μελέτην ταχέως ἐναλλασσομένων ρευμάτων, εἰς εὐσκευαίαν πλεορρέσας, τοῦ ραντᾶρ κ.λ.π.

§ 189. ΦΩΤΗΛΕΚΤΡΙΚΟΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΝ. Τὸ φαινόμενον τοῦτο εὐκρίνεται εἰς τὸ ὅτι τὸ φῶς καὶ μάλιστα τὸ ὑπεριώδες ἢ καὶ ἄλλαι ἀκτινοβολίαι κωμιστικῆς φύσεως (π.χ. Röntgen), ὅταν προσπίπτουν ἐπὶ μετὰλλον ἀποσποῦν ἀπὸ ταῦτα ἠλεκτρόνια.

Εἰς τὸ Σχ. 151 ἐντὸς ἀεροκενοῦ εὐλῆνος ὑπάρχουν δύο ἠλεκτρόδια K (κἀθόδος) καὶ A (ἀνόδος) ἀντιστοιχῶς συνδεδεμένα μὲ τὸν ἀρνητικὸν καὶ θετικὸν πόλον πηγῆς Σ .

Τὸ γαλβανόμετρον Γ οὐδεμίαν ἀπόκλισιν παρέχει ὅταν δὲν φωτίζομεν τὴν

καθόδου. Αν η κάθοδος φωτισθῆ π.χ. με δέσμη υπεριώδων ακτίνων, τότε γαλιβανόμετρο ἀποκλίνει καὶ δεικνύει τὴν δίοδον ρεύματος φορῆς β. Τὸ ρεύμα τοῦτο διαρκεῖ ὅσον καὶ ὁ φωτισμὸς τῆς καθόδου καὶ ἀντιστοιχεῖ εἰς κίνησιν ἠλεκτρονίων ἐκ τῆς καθόδου πρὸς τὴν ἀνοδὸν. Τὰ ἠλεκτρόνια ταῦτα ἐξέρχονται ἐκ τῆς καθόδου κατὰ τὸν φωτισμὸν τῆς καὶ καλοῦνται φωτοηλεκτρόνια.



Πειραματικῶς εὐρέθησαν οἱ ἀκόλουθοι νόμοι τοῦ φωτοηλεκτρικοῦ φαινομένου :

1) Ἡλεκτρόνια ἀποσπῶνται ἀπὸ ἐν μετᾶλλον μόνον ὅταν τὸ μῆκος κύματος τῆς προσπίπτουσας ἀκτινοβολίας εἶναι μικρότερον ἢ ἴσον εἰς ὅρισμένου μήκους κύματος, ὅπερ εἶναι χαρακτηριστικὸν εἰς τὸ μέταλλον (ὄριστὸν μῆκος κύματος).

2) Ὁ ἀριθμὸς τῶν ἐκ τοῦ μετᾶλλου ἀποσπασμένων ἠλεκτρονίων εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν φωτεινὴν ροήν, ἥτις προσπίπτει ἐπὶ τοῦ μετᾶλλου.

3) Ἡ ταχύτης τῶν ἐξερχομένων ἠλεκτρονίων δεῖ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φωτεινὴν ροήν ἄλλο μόνον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τῆς προσπίπτουσας ἀκτινοβολίας καὶ μάλιστα εἶναι τόσον μεγαλύτερα ὅσον τὸ μῆκος κύματος εἶναι μικρότερον.

Τὴν ἐρμηνείαν τοῦ φωτοηλεκτρικοῦ φαινομένου δίδει ἡ θεωρία τῶν κβάντων (τοῦ Planck) κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ ἐνέργεια τῆς ἀκτινοβολίας μεταδίδεται ἀσυνεχῶς ὑπὸ μορφήν στοιχειωδῶν ποσοτήτων ἐνεργείας καλούμενων κβάντων φωτός (quanta) ἢ φωτονίων. Ἐκαστὸν φωτόνιον ἔχει ἐνέργειαν E , ἥτις ἐξαρτᾶται ἀποκλειστικῶς ἐκ τῆς συχνότητος (ν) τῆς ἀκτινοβολίας καὶ εἶναι ἴση πρὸς: $E = h \cdot \nu$ ἔνθα h ἡ καλούμενη σταθερὰ δράσεως τοῦ Planck, ἥτις εἶναι ποσικῶς σταθερὰ καὶ ἔχει τιμὴν: $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ erg. sec (ἐργιοδευτερόλεπτα).

Ὅταν ἐν φωτόνιον προσπίπτῃ ἐπὶ ἐνὸς μετᾶλλου, τότε ἡ ἐνέργεια τοῦτου ($h \cdot \nu$) ἢ διαχέεται εἰς τὰ ἄτομα τοῦ μετᾶλλου ἢ ἀπορροφᾶται ἀπὸ ἐν ἄτομον ἠλεκτρονίων. Ἄν ἡ ἐνέργεια τοῦ φωτονίου εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη, τὸ ἠλεκτρόνιον ὑπερνικᾷ τὰς δυνάμεις αἱ ὁποῖαι τὸ συγκρατοῦν ἐντὸς τοῦ μετᾶλλου καὶ ἐξέρχεται. Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ($\frac{1}{2} m v^2$) τοῦ ἐξερχομένου ἠλεκτρονίου παρέχεται ἀπὸ τὴν φωτοηλεκτρικὴν ἐξίσωσιν τοῦ Einstein :

$$\frac{1}{2} m v^2 = h \cdot \nu - W_0$$

ἔνθα W_0 τὸ καλούμενον

ἔργον ἔξαγωγῆς, ὅπερ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τῆν φύσιν τοῦ μετάλλου καὶ τῆν θερμείαν καὶ ἐκφράζει τὸ ἔργον τὸ ἀπαιτούμενον διὰ τῆν ὑπερίκθιν τῶν δυνάμεων, αἱ ὁποῖαι συγκρατοῦν τὸ ἠλεκτρόνιον ἐντὸς τοῦ μετάλλου.

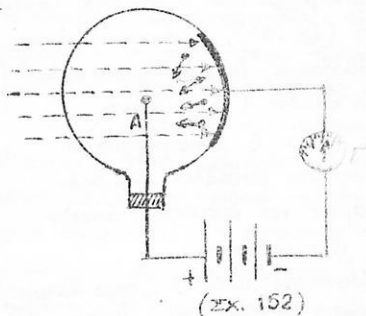
Ἴνα ἐπομένως ἐξέλθῃ ἓνα φωτοηλεκτρόνιον ἐκ τοῦ μετάλλου πρέπει ἢ ἐνέργεια τοῦ προσπίπτοντος φωτονίου νὰ εἶναι μεγαλύτερα ἢ τοῦλάχιστον ἴση τοῦ ἔργου ἔξαγωγῆς, ἥτοι $h \cdot N \geq W_0$. -Επομένως : $N \geq \frac{W_0}{h} = N_0$ (ὀρίκι συχνότης). Ἐπειδὴ τὸ μῆκος κύματος (λ) τῆς ἀκτινοβολίας εἶναι : $\lambda = \frac{c}{N}$ (c ἡ ταχύτης τοῦ φωτός) ἄρα $\frac{c}{\lambda} \geq \frac{W_0}{h}$ ἢ $\lambda \leq \frac{hc}{W_0} = \lambda_0$ (ὀρικὸν μῆκος κύματος). Ἐντεῦθεν : 1) Τὰ φωτοηλεκτρόνια ἀποσπῶνται δι' ἀκτινοβολίας μῆκους κύματος μικροτέρου ἢ ἴσου ἐνὸς ἀριεμένου μῆκους κύματος χαρακτηριστικοῦ διὰ τὸ μέταλλον (καὶ τῆν θερμείαν) 2) Ὁ ἀριθμὸς τῶν φωτοηλεκτρονίων εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν φωτονίων, τὰ ὁποῖα προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ μετάλλου, δηλ. ἀνάλογος πρὸς τῆν φωτεινὴν ροήν. 3) Κατὰ τῆν φωτοηλεκτρικὴν ἐξίσωσιν τοῦ Einstein, ὅσον ἡ συχνότης τῆς προσπίπτουσας ἀκτινοβολίας εἶναι μεγαλύτερα (τὸ μῆκος κύματος μικρότερον) ἐπὶ τοσοῦτοι τὰ ἐξερχόμενα φωτοηλεκτρόνια ἔχουν μεγαλύτεραν ταχύτητα. - Μὲ εὐνήθεσ ὁρατὸν φῶς τὸ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον ἐμφανίζεται εἰς τὰ ἀλκάλια, ἐπειδὴ ταῦτα ἔχουν μικρὸν ἔργον ἔξαγωγῆς. Οὕτω διὰ τὸ καίσιον εἶναι : $W_0 = 1,4 \text{ eV}$ καὶ ἀντιστοιχεῖ $\lambda_0 = 6400 \text{ \AA}$ (ἐντὸς τῆς ὁρατῆς περιοχῆς τοῦ φάσματος). Διὰ βαρύτερα μέταλλα ἀπαιτοῦνται φωτόνια μεγαλύτερας ἐνεργείας π.χ. ὑπεριώδους φωτός, ἀκτίνων Röntgen κ.λ.π.

Σημ. Ἡ μοτιὰς ἠλεκτρονιοβόλι (1ev) εἶναι μοτιὰς ἐνεργείας καὶ ὀρίζεται ὡς ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῆν ὁποῖαν ἀποκτᾶ ἓν ἠλεκτρόνιον ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$), ὅταν τοῦτο μετακινητᾶται μεταξὺ δύο σημείων τὰ ὁποῖα παρουσιάζουν διαφορὰν δυναμικοῦ $U = 1 \text{ volt}$. Ἤτοι : $1 \text{ ev} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Cb} \cdot 1 \text{ volt} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$.

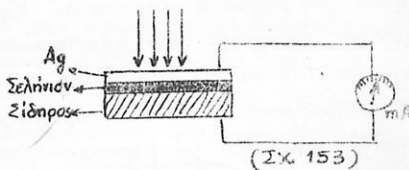
§ 190. ΦΩΤΟΚΥΤΤΑΡΟΝ. Τοῦτο ἀποτελεῖ ἐφαρμογὴν τοῦ φωτοηλεκτρικοῦ φαινομένου. Ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀερόκενον δοχεῖον (Σχ. 152) τοῦ ὁποῖου τμημα τῆς ἐσωτερικῆς του ἐπιφανείας ἐπιστράνεται μὲ κάλιον (ἢ καίσιον), ὅπερ ἔχει σημασίαν καθόδου (K), ἐνῶ ἐναντι τούτου εὐρίσκεται ἡ ἀνοδος (A). Ἡ κάθοδος εἶναι ἀπὸ μέταλλον τῆς ὁμάδος τῶν ἀλκαλίων (K, Cs, κ.λ.π) διότι ταῦτα δεικνύουν φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον ὄχι μόνον μὲ ὑπεριώδη ἀκτινοβολίαν ἀλλὰ καὶ μὲ ὁρατὸν φῶς. Ὅταν φωτισθῶμεν τῆν κάθοδον ἀποκαθίσταται τὸ κύκλωμα διὰ τῶν ὑπὸ

της καθόδου ἐκπεμπόμενῶν φωτοηλεκτρονίων, ὅπου ἀδύνη πρὸς τὴν ἀνοδὸν ἐλκόμενα ὑπὸ πύτης.

Ἡ ἔντασις τοῦ διαρρέοντος τοῦ κύκλωμα ρεύματος παρακολουθεῖ τὰς διακυμάνσεις τῆς ἐπὶ τῆς καθόδου προσπιτούσης φωτεινῆς ροῆς. Ἡ ἰδιότης αὕτη καθίστα τὸ φωτοκύτταρον πολύτιμον εὐσκευὴν εἰς πολλὰς πρακτικὰς ἐφαρμογὰς, ὡς εἰς τὸν ὁμιλουμένον κινηματογράφον, τὴν τηλεόρασιν, τὴν τηλεφωτογραφίαν κ.λ.π.



§ 191. ΦΩΤΟΣΤΟΙΧΕΙΟΝ. Τὰ φωτοστοιχεῖα εἶναι διατάξεις, αἱ ὁποῖαι ὅταν φωρευθῶν ἀναπτύσσουσιν ἠλεκτρογενετικὴν δύναμιν καὶ παρέχουσιν εἰς τὸ κύκλωμα ρεῦμα, χωρὶς νὰ ὑπάρξη ἀνάγκη βοήθητικῆς ἠλεκτρικῆς πηγῆς. Τὸ Σχ. 153 παρι-



στά φωτοστοιχεῖον ἀποτελεῦμενον ἐκ τριῶν στρώματων : ἐκ εἰδήρου, θεληνίου καὶ λεπτοτάτου διαφανοῦς στρώματος ἀργύρου. Ὄταν προσπίτη φῶς ἐπὶ τοῦ θεληνίου ἀναπτύσσεται μεταξὺ θεληνίου καὶ εἰδήρου ἠλεκτρογενετικὴ δύναμις καὶ τὸ κύκλωμα διαρρέεται ὑπὸ ρεύματος τοῦ ὁποίου ἡ ἔντασις εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν προσπιτούσαν φωτεινὴν ροήν. Ἔνεκα τούτου τὰ φωτοστοιχεῖα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν φωτομετρίαν.

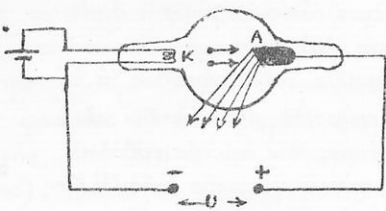
ΑΚΤΙΝΕΣ RÖNTGEN

§ 192. ΓΕΝΙΚΑ. Ὁ Γερμανὸς φυσικὸς Röntgen ἀνεκάλυψεν ὅτι ἐν τῷ καθοδικῷ εὐλήθῳ Crookes καὶ εἰς τὸ ἀπέναντι τῆς καθόδου τμήμα (ἀντικαθόδος), ὅπου πληθύνεται ὑπὸ τῶν ταχέως κινουμένων ἠλεκτρονίων τῆς καθοδικῆς ἀκτινοβολίας, ἀναπτύσσεται ἕτερον ἀκτινοβολία, ἀόρατος, ἥτις καθίσταται ἐμμέσως ὀρατὴ ἐκ τοῦ φθορισμοῦ τῶν ὁποίων προκαλεῖ ὅταν προσπίτη ἐπὶ ὠρισμένων σωμάτων. Διὰ τὴν ἀκτινοβολίαν ταύτην ἐπεκράτησεν ἀρχικῶς ἡ ὀνομασία : ἀκτίνες X καὶ ὕστερον ἀκτίνες Röntgen.

Ἡ ἀκτινοβολία αὕτη διεπιστάθη ὅτι εἶναι ἠλεκτρομαγνητικῆς φύσεως, ὅπως τὸ φῶς, ἀλλὰ μὲν πολὺ μικρότερον μήκος κύματος.

§ 193. ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΑΚΤΙΝΕΣ RÖNTGEN. Διὰ τὴν παραγωγὴν ἀκτινῶν Röntgen ἀρχικῶς ἐχρησιμοποιοῦντο καθοδικοὶ εὐλήθῳ. Σήμερον

χρησιμοποιούνται οι σωλήνες Crookes. Οἱ αὗτοι εἶναι σωλήνες ὑψηλοῦ κενοῦ (Σχ. 154), μέ διαπυρομένην κάθοδον Κ, ἥτις ἐκπέμπει πρὸς τὴν ἀνόδον Α ἠλεκτρόνια.



(Σχ. 154)

Ὡς ἀνόδος Α χρησιμοποιεῖται δύετικτον μέταλλον π.χ. βολφράμιον καὶ εὐρίσκεται ἀπέναντι τῆς καθόδου.

Ἡ συνεχὴς τάσις U , ἥτις ἀρρομῶζεται μεταξύ ἀνόδου καὶ καθόδου, εἶναι ἀρκετὰ ὑψηλὴ 50000 ἕως 250000 volt. Ἡ θετικὴ ἀνόδος ἔλκει ἰσχυρῶς τὰ ὑπὸ τῆς ἀρνητικῆς καθόδου ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρόνια καὶ ἐπομένως ταῦτα κινεῖται πρὸς τὴν ἀνόδον μέ μεγάλην ταχύτητα. Κατὰ τὴν ἀπόστομον ἀνακοπήν τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν ἠλεκτρονίων ὑπὸ τῆς ἀνόδου, ἐπέρχεται διέγερσις ταύτης καὶ καθίσταται πηγὴ ἐκπομπῆς τῶν ἀκτίνων Röntgen. Αὗται, διερχόμεναι τὸ ὑόλιον περίβλημα καὶ προσηπτιουεσι ἐπὶ διασφράγματος ἐπιχρισμένου μέ βαριοκυανίου καὶ λευκόχρυσου, διεγείρουσιν αὐτὸ πρὸς φθορισμὸν.

§ 194. ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΑΚΤΙΝΩΝ RÖNTGEN. 1) Διεπεδύουσι, διὰ μέσου σωμάτων ἀδιαφανῶν εἰς τὸ εὐνόητες φῶς. 2) Προκαλοῦν φθορισμὸν ἀριεμένων σωμάτων. 3) Προβάλλουσι φωτογραφικὰς πλάκας, δηλ. προκαλοῦν χημικὰ φαινόμενα. 4) Ἴονίζουσι διάφορα ἀέρια, οὕτω π.χ. καθιστοῦν τὸν ἀέρα ἠλεκτρικῶς ἀγώγιμον. 5) Ἐχοσι διαφόρους βιολογικὰς ἐπενεργείας. 6) Πορεύουσι εὐθύγραμμως καὶ δέν ἐκτρέπονται οὔτε ὑπὸ μαγνητικῶ οὔτε ὑπὸ ἠλεκτρικῶ πεδίου, δηλ. δέν ἔχοσι ἰδιότητας ρεύματος.

§ 195. ΣΚΛΗΡΑΙ ΚΑΙ ΜΑΛΑΚΑΙ ΑΚΤΙΝΕΣ RÖNTGEN. Ἀναλόγως τῆς διεπεδυτικῆς ἱκανότητός των, αἱ ἀκτίνες Röntgen διακρίνονται εἰς σκληραὶ καὶ μαλακαὶ. Αἱ διεπεδυτικώτεροι θεωροῦνται σκληρότεροι, ἐνῶ ὅσον ἡ διεπεδυτικότης αὐτῶν ἐλαττοῦται τόσον ὀλιγώτεροι σκληραὶ εἶναι αὗται τείνουσαι πρὸς μαλακαὶ. Ἡ σκληρότης ἀφείλεται κυρίως εἰς τὴν τάσιν μεταξύ ἀνόδου - καθόδου. Ὅταν ἡ τάσις αὐξάνεται τόσον σκληρότερας ἀκτίνας λαμβάνομεν. Ἐξαρτάται ἐπίσης ἡ σκληρότης καὶ ἐκ τῆς φύσεως τῆς ἀντικαθόδου. Ἡ ποσότης τῶν ἠλεκτρονίων πού προσηπτιουεσι ἐπὶ τῆς ἀντικαθόδου ρυθρίζει τὴν ἐγνασιν τῆς ἀκτινοβολίας Röntgen καὶ ὄχι τὴν σκληρότητα, ἥτις αὐξάνει αὐ-

Ξανομένης τῆς ταχύτητος τῶν ἐπὶ τῆς ἀντικαθόδου προσπιπόντων ηλεκτρονίων. Ἐπειδὴ δὲ ἡ ταχύτης αὕτη αὐξάνεται μετὰ τῆς τάσεως, διὰ τοῦτο ὑπὸ μεγαλύτερας τάσεως ἐπιτυχάνομεν καὶ σκληροτέρας ἀκτίνας. Ἐννοεῖται ὅτι διὰ καὶ κρίνωμεν ἐπὶ τῆς σκληρότητος τῶν ἀκτίνων πρέπει καὶ πειραματίζομεθα ὡς πρὸς τὸ αὐτὸ εἶμα. Διότι ἡ διεσδυκτικὴ ἰκανότης ἀκτινοβολίας Röntgen ἐξαρτᾶται καὶ ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ εἴματος. Ἐφ' οὗ προσήπται. Κατὰ κανόνα ἡ διαφάνεια τῶν σωμάτων εἰς τὰς ἀκτίνας Röntgen ἐλαττοῦται, ὅταν αὐξάνεται τὸ ἀτομικὸν βάρος τῶν στοιχείων, ἐξ ὧν τὸ εἶμα ἀποτελεῖται. Ἡ ἰδιότης αὕτη εὐρίσκει μεγάλαν ἐφαρμογὰς εἰς τὴν Ἱατρικὴν. Ἐάν π.χ. μεταξὺ τῆς φύσεως Röntgen καὶ διαφράγματος μετὰ βοριοκυανίου καὶ λευκοκρῦσου παρεθέσωμεν τὴν παλάμη τῆς χειρὸς μας, λαμβάνομεν τὴν εἰκὴν τῶν ὀστέων λίαν σκοτεινὴν, ἐνῶ τὴν εἰκὴν τῶν εσθιακῶν εἶναι ὀλιγώτερον σκοτεινὴν, ἐπειδὴ αἱ εσθιακῆς εἶναι μᾶλλον διαπερατοὶ τῶν ὀστέων. Οὕτω ἐπιτυχάνεται ἡ ἀκτινοσκοπία. Ἐάν ἀντὶ διαφράγματος τεθῆ κατάλληλος φωτογραφικὴ πλᾶξ, κατορθοῦται ἡ φωτογραφίσις διαφόρων μελῶν τοῦ σώματός μας, ἐπιτυχάνομεν δηλαδὴ ἀκτινογραφίαν.

§ 196. ΦΥΣΙΣ ΤΩΝ ΑΚΤΙΝΩΝ RÖNTGEN. Ἐκ τοῦ ὅτι αἱ ἀκτίνες Röntgen δὲν ἐπιπρᾶσσονται ὑπὸ μαγνητικῆς ἢ ηλεκτροστατικῆς πεδίου, συμπεραίνομεν ὅτι αὐταὶ δὲν προέρχονται ἐκ μεταφορᾶς ηλεκτρισμένων σωματιδίων. Ἐξ ἄλλου ἡ λεπτομερὴς μελέτη αὐτῶν ἔδειξεν ὅτι πρόκειται περὶ ἀκτινοβολίας ἐντελῶς ἀναλόγου πρὸς τὴν φωτεινὴν ἀκτινοβολίαν ἀλλὰ πολὺ μικροτέρου μήκους κύματος, μικροτέρου καὶ τῶν ὑπεριώδων ἀκτίνων. Τὸ κυριώτερον φαινόμενον, τὸ ὁποῖον ἀποδεικνύει τὴν κυματικὴν φύσιν τούτων, τὸ φαινόμενον εμβολῆς, ἔδειχθη ὑπὸ τοῦ Laue, ὅστις διεβίβασε λεπτὴν δέσμην ἀκτίνων Röntgen διὰ κρυστάλλου εφਾਲλείτου (ZnS) καὶ ἔλαβεν ἐπὶ φωτογραφικῆς πλᾶξ εὐεστῆμα κανονικῶς διατεταγμένων σημείων, ὀφειλομένων εἰς δέσμας προσερχόμενας ἀπὸ περίθλασιν καὶ εμβολῆν. Ἡ γένεσις τῶν ἀκτίνων Röntgen ὀφείλεται εἰς τὴν ἀπότομον ἀνακοπὴν τῆς ταχύτητος τῶν ἐπὶ τῆς ἀντικαθόδου προσπιπόντων ηλεκτρονίων, τῶν ὁποίων ἡ κινητικὴ ἐνέργεια μετατρέπεται εἰς τὴν ἐνέργειαν τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης.

Ἀκριβέστερον, ἐκ τῆς μελέτης τοῦ φάσματος τῶν ἀκτίνων Röntgen, εὐρέθη ὅτι τοῦτο εἶναι γραμμικὸν καὶ ευνεχές. Τὸ γραμμικὸν ὀφείλεται εἰς τὴν διέγερσιν τῶν ἀτόμων τῆς ἀντικαθόδου, ὡς ἡ ἀτομικὴ Φυσικὴ διδάσκει (Θεωρία Bohr - 2^α ευνήκη) καὶ τὸ ευνεχές εἰς τὴν ἀπό-
Ψηφιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Ἐκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

τομον επιβραδύνει (άνάσχειν) τῶν ἠλεκτρονίων τῶν καθοδικῶν ἀκτίνων.

Ἄν ὀλόκληρος ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἑνὸς ἠλεκτρονίου μεταβληθῆ εἰς ἓν φωτόνιον ἀκτινοβολίας Röntgen συχνότητος N , τότε θὰ ἴσων ἡ ἐξέλιξις: $\frac{1}{2} m v^2 = h \cdot N$, ἔνθα h ἡ σταθερὰ τοῦ Planck (§ 189). Ὁ τύπος οὗτος μᾶς δίδει τὴν μεγίστην συχνότητα εἰς τὸ ἄκρον τοῦ συνεχοῦς φάσματος. Τοῦτο εἶναι προφανές ἀφοῦ οὐδὲν φωτόνιον δύναται νὰ ἔχη ἐνέργειαν μεγαλύτεραν τῆς κινητικῆς ἐνεργείας ($\frac{1}{2} m v^2$) τοῦ ἠλεκτρονίου τὸ ὁποῖον τὸ παρήγαγε.

Τὰ μίση κύματος τῶν εὐνήθων ἀκτίνων Röntgen διακυμαίνονται ἀπὸ 100 \AA ἕως $0,1 \text{ \AA}$.

Ἡ ἀκριβὴς εὐστειαις τῆς παραγομένης ἀκτινοβολίας ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τῆς ἀντικαθόδου καὶ ἀπὸ τὴν ταχύτητα τῶν ἠλεκτρονίων τῆς καθοδικῆς ἀκτινοβολίας. Ἡ παλινδρομία τῶν ἀκτίνων Röntgen αὐξάνεται (τὸ μήκος κύματος μικραίνει) αὐξανόμενου τοῦ ἀτομικοῦ βάρους τῆς ἀντικαθόδου. Ἐπίσης αὕτη αὐξάνεται αὐξανόμενης τῆς ἀνοδικῆς τάσεως. Διότι τότε τὰ ἠλεκτρόνια προσπίπτουν ἐπὶ τῆς ἀντικαθόδου μετὰ μεγαλύτερας ταχύτητας καὶ προκαλοῦν ἐκπομπὴν φωτονίων μεγαλύτερας ἐνεργείας καὶ συνεπῶς μεγαλύτερας συχνότητος ἢ μικροτέρου μήκους κύματος.

§ 197. ΕΦΑΡΜΟΓΑΙ. Καθὼς εἶδομεν αἱ ἀκτίνες Röntgen χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν ἰατρικὴν δι' ἀκτινοσκοπήσεις ἢ ἀκτινογραφίας. Ἐπίσης καὶ διὰ θεραπευτικῶν σκοποῦς χρησιμοποιοῦνται (ἀκτινοθεραπεία) π.χ. πρὸς θεραπείαν ὄγκων, δερματικῶν παθήσεων κ. λ. π. Τέλος καὶ διὰ διάφορους ἐπιστημονικὰς ἐρεῦνας π.χ. διὰ τὴν μελέτην τῆς δομῆς τῶν κρυστάλλων κ. λ. π.

ἨΛΕΚΤΡΙΚΑΙ ΤΑΛΑΝΤΟΣΕΙΣ.

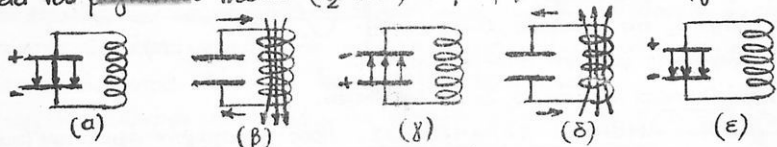
§ 198. ΓΕΝΙΚΑ. Τὰ ἐναλλασσόμενα ρεύματα διακρίνονται:

- α) εἰς ρεύματα χαμηλῆς συχνότητος (50 μέχρι 10^4 Hz)
- β) εἰς ρεύματα μέσης συχνότητος (10^4 μέχρι 10^5 Hz) καὶ
- γ) εἰς ρεύματα ὕψηλης συχνότητος (ἀνω τῶν 10^5 Hz).

Τὰ τελευταῖα καλοῦνται καὶ ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις.

§ 199. ΚΥΚΛΩΜΑ THOMSON. Ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις παράγονται εἰς τὸ καλούμενον κύκλωμα Thomson. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ πυκνωτὴν καὶ πηλίκον. Κατ' ἀρχὰς (Σχ. 155a) φορτίζομεν τὸν πυκνωτὴν. Θὰ ὑπάρχῃ τότε μεταξὺ τῶν ὀπλισμῶν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου. Λόγω ὅμως τοῦ συνδέσμου τῶν ὀπλισμῶν τοῦ πυκνωτοῦ διὰ τοῦ πηγίου, θὰ ἀρκίση

ἢ ἐκφόρτισις τοῦ πυκνωτοῦ. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἐλαττοῦται ἡ ἐνέργεια τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ($\frac{1}{2} C \cdot V^2$) ἐνῶ ἐμφανίζεται ἡ ἐνέργεια τοῦ



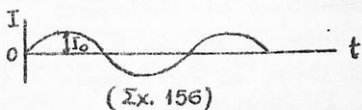
(Σχ. 155)

μαγνητικῶ πεδίου ($\frac{1}{2} L \cdot I^2$) ἐκ τοῦ κυκλοφοροῦντος ρεύματος. Κατὰ τὴν τελειαν ἐκφόρτισιν τοῦ πυκνωτοῦ (Σχ. 155 β) δὲν ἐπέρχεται καὶ διακοπή τοῦ ρεύματος, ἀλλὰ τοῦτο, λόγῳ τῆς ἀδρανείας του, συνεχίζει μὲ τὴν φοράν πού εἶχε, τὴν ροπὴν του. Τοῦτο ἀφείλεται εἰς τὴν ἀπόσβεσιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ πηνίου, ἧς δημιουργεῖ ρεῦμα ἐξ αὐτεπαγωγῆς ὁμόρροπον πρὸς τὸ προηγουμένον. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον, διὰ τοῦ ἐξ αὐτεπαγωγῆς ρεύματος, προκαλεῖται ἐκ νέου φόρτισις τοῦ πυκνωτοῦ, μὲ ἀντίθετον πρὸς τὴν ἀρχικὴν πολικότητα (Σχ. 155 γ), τρεπομένης τῆς ἐνεργείας τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ πηνίου εἰς ἐνέργειαν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου τοῦ πυκνωτοῦ.

Ἐν συνεχείᾳ ἐπακολουθεῖ νέα ἐκφόρτισις τοῦ πυκνωτοῦ, κατ' ἀντίθετον φοράν, μὲ εὐχρονον ἐμφάνισιν ἀντιρροποῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ πηνίον (Σχ. 155 δ), τὸ ὁποῖον διὰ τῆς ἀποσβέσεώς του, φορτίζει τὸν πυκνωτὴν μὲ τὴν ἀρχικὴν του πολικότητα (Σχ. 155 ε). Τὸ φαινόμενον ἐπαναλαμβάνεται περιοδικῶς καὶ εἰς τὸ κύκλωμα παράγονται ἠλεκτρικαὶ ταλαντώσεις.

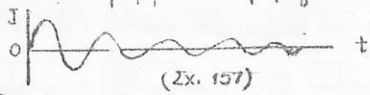
Ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ ἴδια περίοδος (T) τῶν ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων παρέχεται ὑπὸ τοῦ τύπου: $T = 2\pi\sqrt{L \cdot C}$ ἐνθα L ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς τοῦ πηνίου καὶ C ἡ χωρητικότης τοῦ πυκνωτοῦ. Τὸ ἀντίστροφον τῆς ἴδιας περιόδου ($\frac{1}{T}$) εἶναι ἡ ἴδια συχνότης (N) τοῦ κυκλώματος.

§ 200. ΑΠΟΣΒΕΘΗΝΥΜΕΝΑΙ ΤΑΛΑΝΤΩΣΕΙΣ. Ἀνωτέρω περιεγράφη ταλαντώσεις τοῦ κυκλώματος Thomson, ὑπὸ τὴν προϋπόθεσιν τῆς καθ' ὁλοκλήριαν μετατροπῆς τῆς ἐνεργείας τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου πρὸς ἐνέργειαν μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἀντιετρόφως. Εἰς μίαν τοιαύτην περίπτωσηιν ἡ ταλάντωσις διατηρεῖ σταθερὸν πλάτος ἐντάσεως (I_0) ὡς εἰς τὸ Σχ. 156 φαίνεται καὶ καλεῖται d-μείστος ἢ συντηρούμενη. Εἰς τὴν πραγματικότητα, λόγῳ ὀμικτῆς ἀντιστάσεως τοῦ κυκλώματος, ἔχμεν ἀπώλειαν ἐνεργείας πρὸς θερμότητα Joule. Ἐξ ἄλλου, ὡς θὰ γνωρίσω-



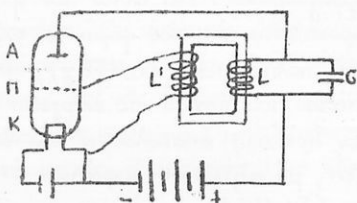
(Σχ. 156)

μεν, μέρος τῆς ἐνέργειας ἀκτινοβολεῖται ὑπὸ μορφήν ηλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων. Διὰ τοὺς λόγους τούτους, τὸ πλάτος I_0 τῆς ἐντάσεως φθίνει καὶ ἡ ταλάντωσις καλεῖται ἀποσβεννόμενη ἢ φθίνουσα ὡς εἰς τὸ Σχ. 157 φαίνεται.



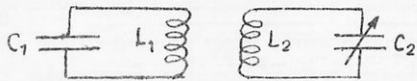
§ 201. ΑΜΕΙΩΤΟΙ ΤΑΛΑΝΤΩΣΕΙΣ. Πρὸς παραγωγὴν ἀμειώτων (εω-
τηρουμένων) ταλάντωσεων εἶναι προφανές ὅτι πρέπει εἰς κύκλωμα
Thomson νὰ προσφέρεται ἐξωτερικῶς ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία διὰ δια-
φόρους λόγους, (θερμότης Joule, ηλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία) χάνεται.
Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται μὲ τὴν βοήθειαν τριόδου λυχνίας. Εἰς τὸ
ἀνοδικὸν κύκλωμα τῆς τριόδου λυχνίας παρεντίθεται τὸ κύκλωμα τα-
λάντωσεων CL (Σχ. 158). Τὸ πηνίον L τοῦ κυκλώματος ταλάντωσε-
ων συνδέεται ἐπαγωγικῶς μὲ τὸ πηνίον L', τοῦ ὁποίου τὰ ἄκρα συν-
δέονται μὲ τὸ πλέγμα Π καὶ τὴν κάθοδον Κ τῆς τριόδου λυχνίας.

Ὅταν κλείσωμεν τὸ ἀνοδικὸν κύκλωμα φορτίζεται ὁ πυκνωτὴς C καὶ ἀρχίζει ἡ ταλάντωσις τοῦ κυκλώματος CL. Αὕτη θὰ ἦτο φθίνουσα ἂν δὲν ὑπῆρχε τὸ λεγόμενον πηνίον ἀναδράσεως L'. Τοῦτο δρᾷ ὡς ἑξῆς: Ὅταν λειτουργῇ τὸ κύκλωμα CL διαρρέεται ὑπὸ ἐναλλασσομένου ρεύματος. Ἐξ ἐπαγωγῆς καὶ τὸ πηνίον L' διαρρέεται ὑπὸ ἐναλλ. ρεύματος τῆς αὐτῆς συχνότητος. Τοῦτο δίδει ἐναλλασσομένης πρῶς δυναμικῶς εἰς τὸ πλέγμα Π τῆς λυχνίας. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον τὸ πλέγμα προκαλεῖ περιοδικὰς διακοπὰς καὶ ἀποκαταστάσεις τοῦ ἀνοδικοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον φορτίζει τὸν πυκνωτὴν C τοῦ κυκλώματος ταλάντωσεων. Ἐπιτυγχάνεται οὕτω, διὰ τῶν ρυθμικῶν φορτίσεων τοῦ πυκνωτοῦ, ἡ ἀναπλήρωσις τῶν ἀπωλειῶν ἐνέργειας τοῦ κυκλώματος καὶ ἡ ὑπὸ τούτου παραγωγὴ ἀμειώτων ταλάντωσεων.



§ 202. ΕΞΗΝΑΓΚΑΣΜΕΝΑΙ ΤΑΛΑΝΤΩΣΕΙΣ - ΣΥΝΤΟΝΙΣΜΟΣ.

Θεωρήσωμεν δύο κυκλώματα Thomson $C_1 L_1$ καὶ $C_2 L_2$ (Σχ. 159), τὰ ὁποῖα εὐρίσκονται πλησίον ἀλλήλων.



Ἐστω ὅτι τοῦ πρώτου ὁ νυ-
ψησιοποιήθηκε ἀπὸ τὸ Ἰνστιτούτο Εκπαιδευτικῆς Πολιτικῆς

κωστής C_1 φορτίζεται καταλλήλως, ώστε το κύκλωμα να λειτουργή υπό την ίδίαν του περίοδοι : $T_1 = 2\pi\sqrt{C_1 L_1}$. Λόγω επαγωγής θα αρχίσει να λειτουργή και το κύκλωμα $L_2 C_2$, του οποίου ο πυκνωτής C_2 έχει μεταβλητήν χωρητικότητα. Η περίοδος του δεύτερου κυκλώματος θα είναι ίση με την του πρώτου.

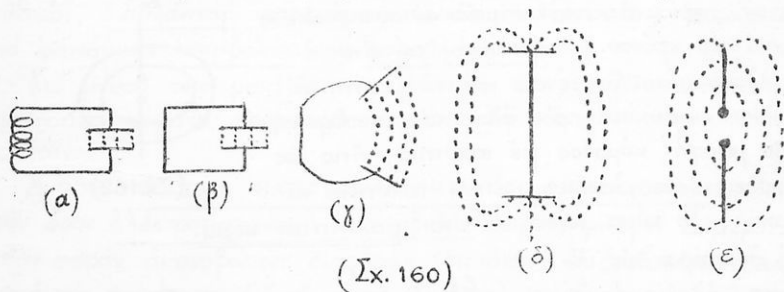
Ήτοι, το δεύτερον κύκλωμα, θα εκτελή έξηταχασμένην ταλάντωσιν. Το πλάτος των ταλαντώσεων του δευτέρου εξαρτάται από την ίδίαν περίοδον αυτού : $T_2 = 2\pi\sqrt{C_2 L_2}$.

Διά του μεταβλητού πυκνωτού δύναμεθα να μεταβάλωμεν την ίδίαν περίοδον του δευτέρου κυκλώματος. Αν ρυθμισώμεν αίτε : $T_2 = T_1$, τότε το πλάτος της ταλαντώσεως εις το δεύτερον κύκλωμα λαμβάνει την μεγίστην τιμήν. Τότε λέγομεν ότι μεταξύ των κυκλωμάτων υφίσταται συντονισμός.

Επομένως συνθήκη συντονισμού είναι : $C_1 \cdot L_1 = C_2 \cdot L_2$.

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

§ 203. ΠΑΛΛΟΜΕΝΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΔΙΠΟΛΟΣ. Εάν εις κύκλωμα ταλαντώσεων Thomson (Σχ. 160 α) το πηνίον αντικατασταθή δι' ενός άγωγού (Σχ. 160 β) και βαθμιαίως απομακρύνωμεν τους όπλιερούς του πυκνωτού (Σχ. 160 γ και δ), τότε το ηλεκτρικόν πεδίου, το οποίον αρχικώς περιωρίζετο μεταξύ των όπλιεμών του πυ-



κνωτού, εξαπλοῦται εις τόν κώρον. Κατ' αὐτόν τόν τρόπον ἐπιτυχάνομεν ἀνοικτὸν κύκλωμα ταλαντώσεων, τοῦ ὁποίου ἡ ἀπλουστερά μορφή ἀποτελεῖται ἀπὸ εὐθύγραμμον ἄγωγόν, ὁ ὁποῖος εἰς τὸ μέσον φέρει διασωπὴν μετὰ σφαιρῶν (σπινθηριστής) καὶ εἰς τὰ ἄκρα φέρει τοὺς δύο ὀπλιερούς ἢ ἀκόνη καὶ καταλήγει ἐλευθέρως (Σχ. 160 ε).

Τό άνοικτό τόυτο κύκλωμα ταλαντώσεων καλεΐται παλλόμενον ήλεκτρικόν δίπολον ή και διεχέρτης τού Hertz. Κατά τήν λειτουργίαν τούτου εις τά άκρα του εμφανίζεται περιοδικώς εναλλασσομένη τάσις, μέ άποτέλεσμα νά διατρέχεται υπό εναλλασσομένου ρεύματος ύψηλῆς ευκνότητος.

§ 204. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ. Κατά τήν λειτουργίαν ειός παλλόμενου ήλεκτρικου δίπολου τά δύο άκρα αού φορτίζονται έτερωνύμως μέ εναλλασσομένην πολικότητα και ούτω τό δίπολον διατρέχεται υπό εναλλασσομένου ρεύματος.

Περίξ αού δημιουργοῦνται δύο πεδία :

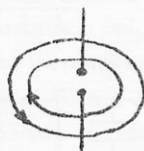
α) ήλεκτρικόν πεδίο (Σχ. 161) όφειλόμενον εις τήν εις τά άκρα αού παρουσιαζομένην εναλλασσομένην τάσιν.



(Σχ. 161)

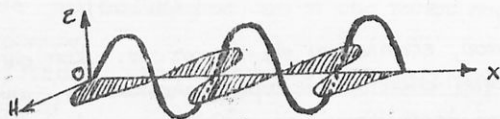
ή έντασις (ϵ) τού ήλεκτρικου πεδίου, εις τυχόν σημείον αού, περιοδικώς μετά τού χρόνου μεταβάλλεται και είναι εναλλασσομένη. Διαδίδεται έπομένως τό ήλεκτρικόν πεδίο πρός όλας τάς διευθύνσεις υπό μορφήν κύματος, μέ ταχύτητα, ήτις ώς άποδεικνύεται, ίσοῦται μέ τήν ταχύτητα τού φωτός. Τό κύμα τόυτο καλεΐται ήλεκτρικόν κύμα.

β) Μαγνητικόν πεδίο (Σχ. 162), όφειλόμενον εις τό εναλλασσομένου ρεύμα πού διατρέχει τό δίπολον. ή έντασις (H) τού μαγνητικού πεδίου εις τυχόν σημείο αού περιοδικώς μετά τού χρόνου μεταβάλλεται και είναι εναλλασσομένη. Έπομένως και τό μαγνητικόν πεδίο διαδίδεται πρός όλας τάς διευθύνσεις υπό μορφήν κύματος μέ ταχύτητα, ήτις, ώς άποδεικνύεται, ίσοῦται μέ τήν ταχύτητα τού φωτός. Τό κύμα τόυτο καλεΐται μαγνητικόν κύμα.



(Σχ. 162)

Τά άνωτέρω δύο κύματα, ήλεκτρικό και μαγνητικό, συνυπάρχουν και λέγομεν ότι και τά δύο μαζί αποτελοῦν τό ήλεκτρομαγνητικόν κύμα.



(Σχ. 163)

Αϊ έντάσεις ϵ και H των δύο πεδίων είναι πάντοτε κάθετοι μετα

Ξύ των καί πρὸς τὴν διεύθυνειν (x) διαδόσεως τοῦ κύματος (Σχ. 163).

Ἐπομένως ἓνα παλλόμενον ἠλεκτρικὸν δίπολον ἀκτινοβολεῖ ἐνέργειαν, ὑπὸ μορφήν ἐναλλασσομένου ἠλεκτρομαγνητικοῦ πεδίου καί με ταχύτητα διαδόσεως ἴσην μετὴν τοῦ φωτός.

Τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα προέβλεψεν θεωρητικῶς ὁ Maxwell καί πρῶτος ὁ Hertz πειραματικῶς ἀπέδειξεν.

§ 205. ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ. Ἄν N ἡ συχνότης καί λ τὸ μῆκος κύματος ἠλεκτρομαγνητικοῦ κύματος, τότε ἡ ταχύτης C διαδόσεως αὐτοῦ θά εἶναι : $C = N \cdot \lambda$.

Τὸ μῆκος κύματος (λ) ὀρίζεται ὡς ἡ ἀπόστασις μετξύ δύο διαδοχικῶν σημείων, κατὰ τὴν διεύθυνειν διαδόσεως τοῦ κύματος, εἰς τὰ ὁποῖα τὸ κύμα, διὰ τὴν αὐτὴν ἐπιγμῆν, ἔχει κίς αὐτὰς τιμὰς καί φοράς τῶν ἐντάσεων τοῦ ἠλεκτρικοῦ καί μαγνητικοῦ πεδίου.

Ἡ ταχύτης C τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων ταυτίζεται μετὴν ταχύτητα τοῦ φωτός. Αὕτη εἰς τὸ κενὸν εἶναι : $C = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}$.

Εἰς τὰ ἄλλα μέσο εἶναι μικροτέρα, ὅπως ἀκριβῶς εὐμβραίνει καί διὰ τὸ φῶς. Γενικῶς εὔρεθη ὅτι τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα ἔχουν τὰς ιδιότητες τοῦ φωτός, παρουσιάζουν ὅμως πολὺ μεγαλύτερον μῆκος κύματος (μικρότεροι συχνότητες). Οὕτω π.χ. τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα, ὡς τὸ φῶς, ἀνακλῶνται ἐπὶ μεταλλικῶν πλακῶν, διαθλῶνται πορευόμενα ἐντὸς διηλεκτρικῶν, παράγουν τὰ φαινόμενα συμβολῆς καί παραθλάσεως.

Διὰ μέσου τῶν μετάλλων καί γενικῶς τῶν ἀγωγῶν τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα ἀπορροφῶνται, ἐνῶ διὰ τῶν διηλεκτρικῶν διέρχονται.

§ 206. ΦΛΑΣΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ. Ὑπὸ τὸν ὄρον ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας χαρακτηρίζομεν σήμερον μίαν σειράν ἀκτινοβολιῶν διαφόρων ιδιοτήτων, αἱ ὁποῖαι διαφέρουν κατὰ τὴν συχνότητα (ἢ τὸ μῆκος κύματος) καί ἄγονται διὰ τοῦ κενοῦ μετὴν ταχύτητα τοῦ φωτός ($3 \cdot 10^{10} \text{ cm. sec}^{-1}$).

Αἱ μικροτέρας συχνότητες ἀκτινοβολίαι (μέχρι 10^{12} Hz) εἶναι τὰ ραδιοφωνικὰ κύματα (μακρὰ, μεσαῖα, βραχέα, ὑπερβραχέα) καί τὰ μικροκύματα, παράγονται δὲ τεχνητῶς ὑπὸ παλλομένων δίπολων. Αἱ μεγαλύτεραι συχνότητες ($10^{12} - 10^{24} \text{ Hz}$) ἀντιπροσωπεύονται, κα-

ιά σειράν αὐξήσεις ευχρότητας, ἀπό τὰς ὑπερύφρους ἀκτίνας, τὸ ὄρατόν φῶς, τὰς ὑπεριώδεις ἀκτίνας, τὰς ἀκτίνας Röntgen, τὰς ἀκτίνας γ καὶ τὰς κοσμικὰς ἀκτίνας. Ὅλοι αὗται αἱ ἀκτινοβολίαι παράγονται διὰ καταλλήλου διεγέρσεως τῶν ἀτόμων ἢ μορίων τῆς ὕλης.

Τὸ σύνολον τῶν ἀνωτέρω ἀκτινοβολιῶν ἀποτελεῖ τὸ πλήρες ἠλεκτρομαγνητικὸν φάσμα. Μικρὰ περιοχὴ αὐτοῦ ἐρεθίζει τὸν ὀφθαλμὸν καὶ ἀποτελεῖ τὸ ὄρατόν φῶς.

Α ΣΥΡΜΑΤΟΣ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΑ.

§ 207. ΓΕΝΙΚΑ. Σπουδαιότατη ἐφαρμογὴ τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων εἶναι ἡ χρῆσις αὐτῶν εἰς τὴν ἐξ ἀποστάσεως ἐπικοινωνίαν, ἄνευ παρεμβολῆς ἀγωγῆ (ἀσύρματος τηλεπικοινωνία).

Διακρίσθωμεν κυρίως ἀσύρματον τηλεγραφίαν, καθ' ἣν μεταβιβάζονται μοριακὰ σήματα καὶ ἀσύρματον τηλεφωνίαν, καθ' ἣν μεταβιβάζονται ἦχοι. Κάθε ἐγκατάστασις περιλαμβάνει εἰς μὲν τὸν σταθμὸν ἐκπομπῆς πομπὸν, εἰς δὲ τὸν σταθμὸν λήψεως δέκτην. Τὰ ἐκ τοῦ πομπῶ ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα προβάλλουσι τὸν δέκτην καὶ διεγείρουσι αὐτόν. Τελικῶς εἰς τὸν δέκτην προκαλοῦνται σήματα ἀνιληπτά ὑπὸ τῶν αἰσθήσεών μας (ὄρασεως, ἀκοῆς).

Εἰς τὴν ἀσύρματον τηλεγραφίαν γίνεται χρῆσις ἀποσβεστικῶν ἢ ἀμειώτων ταλαντώσεων, ἐνῶ εἰς τὴν ἀσύρματον τηλεφωνίαν (ραδιοφωνίαν) χρησιμοποιοῦνται μόνον ἀμειώτοι ταλαντώσεις, εἴτινες διαμορφοῦνται κατὰ τὰς διακυμάνσεις τοῦ ἤχου.

§ 208. - ΠΟΜΠΟΣ. Κύριον μέρος τοῦ πομπῶ εἶναι κατ' ἀλλήλων κύκλωμα ταλαντώσεων Thomson, εἰς τὸ ὁποῖον, τῇ βοήθειᾳ τριῶν δου λυχνίσε, παράγονται ἀμειώτοι ταλαντώσεις. Τὸ πηνίον τοῦ κυκλώματος Thomson εὐρίσκειται εἰς ἐπαγωγικὴν εὐζευξίν μετ' ἠλεκτρικὸν δίπολον (τὴν κεραίαν τοῦ πομπῶ) τοῦ ὁποῖου τὸ ἓν ἄκρον προεξοῦται. Οὕτω ἡ κεραία ἐκπέμπει εἰς τὸν κῶρον ἠλεκτρομαγνητικὸν κύμα μεγάλου ευχρότητας. Τὸ κύμα τοῦτο, σταθεροῦ πλάτους, καλεῖται φῆρον κύμα τοῦ πομπῶ (Σχ. 164a).

Κατὰ τὴν λειτουργίαν τοῦ πομπῶ τὸ κύκλωμα ταλαντώσεων ὑφίσταται καταλλήλως τὴν ἐπίδρασιν εἴτε τοῦ ρεύματος τοῦ μικροφώνου, πρό τοῦ ὁποῖου παράγεται ὁ ἦχος, ~~εἴτε τοῦ ρεύματος τοῦ~~

μικροφώνου, πρό του οποίου παράγεται ὁ ἦχος, εἴτε τοῦ ρεύματος τοῦ χειριστηρίου μαρκεῖοῦ τηλεγράφου.

Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον τὰ ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα δὲν ἔχουν πλέον σταθερὸν πλάτος ἀλλὰ διακυμαινόμενον (Σχ. 164 γ) κατὰ τὰς διακυμάνσεις τοῦ μικροφωνικοῦ ἢ τοῦ ἐκ τοῦ χειριστηρίου ρεύματος (Σχ. 164 β).

Τὸ κύμα τοῦτο καλεῖται διαμορφωμένον κύμα.

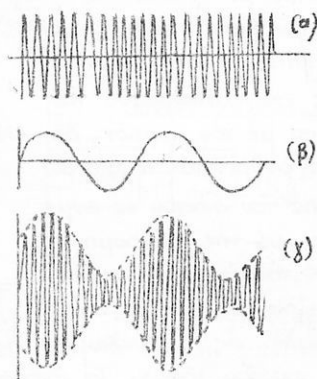
Εἰς τὸ Σχ. 165 δεῖκνύεται ἡ λειτουργία πομποῦ ἀσυρμάτου τηλεφώνου.

Ἐνάλογος εἶναι ἡ λειτουργία πομποῦ τηλεγράφου, ὅπου εἰς τὴν θέσιν τοῦ μικροφώνου Μ τίθεται τὸ χειριστήριον.

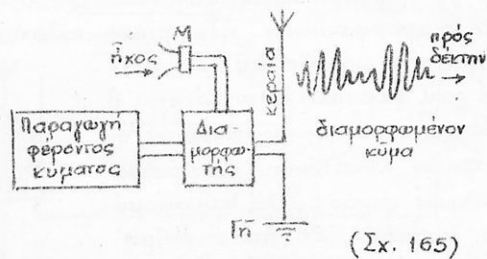
Ἐκ τῶν ἀνωτέρω προκύπτει ὅτι: τὸ φέρον κύμα εἶναι ἠλεκτρομαγνητικὸν κύμα σταθεροῦ πλάτους, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει ὁ πομπός, ὅταν δὲν ὁμιλῇ πρό τοῦ μικροφώνου ὁ ἐκφωνητής. Ἀντιθέ-

τως, διαμορφωμένον κύμα εἶναι τὸ κύμα, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπει ὁ πομπός, ὅταν πρό τοῦ μικροφώνου ὁμιλῇ ὁ ἐκφωνητής.

Ἐπομένως τὸ φέρον κύμα χρησιμεύει διὰ τὴν μεταφορὰν τοῦ ἤχου μέ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός. Ἡ μεταφορὰ ἐπιτυγχάνεται διὰ τῆς διαμορφώσεως καὶ δυνάμεθα νὰ εἰπώμεν ὅτι: τὸ φέρον κύμα εἶναι τὸ κύμα ἐπὶ τοῦ ὁποίου ταξιδεῖν ὁ ἦχος.



(Σχ. 164)

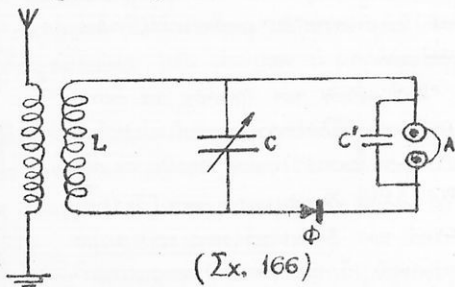


(Σχ. 165)

§ 209. ΔΕΚΤΗΣ. (Ραδιοφώνον). Οὗτος περιλαμβάνει κεραίαν,

ἄπὸς συνδέεται ἐπαγωγικῶς μὲ τὸ πηνίον κυκλώματος Thomson, φέροντος μεταβλητὸν πυκνωτὴν (Σχ. 166).

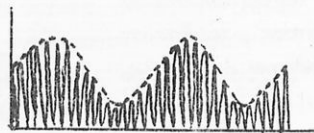
Διὰ τοῦ μεταβλητοῦ πυκνωτοῦ ἐπιτυγχάνεται ὁ εὐνοτισμὸς τοῦ κυκλώματος τοῦ δέκτου μὲ τὸν πομπόν, δηλαδὴ ρυθμίζεται ἡ ἴδια εὐχρότης τοῦ δέκτου νὰ συμπίπτῃ μὲ τὴν τοῦ πομποῦ. Οὕτω, τὸ κύμα τοῦ πομποῦ διεγείρει τὸν δέκτην καὶ



(Σχ. 166)

προκαλεῖ εἰς τὸ κύκλωμα Thomson τούτου ταλάντωσιν τῆς μορφῆς τοῦ Σχ. 164, γ. Τὰ ἀκουστικά (A) ὅμως τοῦ δέκτου (ἢ τὸ μεγάφωνον) δὲν συνδέονται ἀπ' εὐθείας μὲ τὸ κύκλωμα ταλαντώσεων τοῦ δέκτη, διότι, λόγῳ τῆς μεγάλῃς εὐχρότητος τοῦ φέροντος κύματος, ἡ πλάξ τοῦ ἀκουστικοῦ ἀκίνηται. Ἐξ ἄλλου ἡ τοιαύτη εὐχρότης δὲν εἶναι ἀκουστί.

Μεταξὺ κυκλώματος ταλαντώσεων CL (Σχ. 166) καὶ ἀκουστικῶν A παρεμβάλλεται φωρατὴς Φ, ὅστις προκαλεῖ ἀνόρθωσιν τῶν διαμορφωμένων ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων, ὅποτε προκύπτει ρεῦμα τῆς μορφῆς τοῦ Σχ. 167.



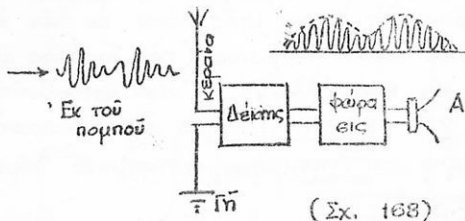
(Σχ. 167)

Διὰ τοῦ φωρατοῦ ἐπιτυγχάνεται ἡ μετατροπὴ τῶν διαμορφωμένων ἠλεκτρικῶν ταλαντώσεων εἰς ρεῦμα σταθερᾶς φορᾶς, ἀλλὰ κυμαινομένης ἐντάσεως, ὡς ἦτο τὸ ρεῦμα

τὸ ὁποῖον ἐπετέλεσε τὴν διαμόρφωσιν εἰς τὸν πομπόν. Ἡ ἐργασία αὕτη καλεῖται φώρασις, καὶ τὸ μετὰ ταύτην προαῦπτον ρεῦμα (Σχ. 167) ἰσοδυναμεῖ μὲ δύο ρεύματα : ἓνα ὑψίευχρον καὶ ἓνα χαμηλῆς εὐχρότητος, τὸ ὁποῖον ἔχει τὴν μορφήν τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον ἐπετέλεσε τὴν διαμόρφωσιν εἰς τὸν πομπόν (Σχ. 164, β). Τὸ ὑψίευχρον ρεῦμα, λόγῳ τῆς μεγάλῃς τοῦ εὐχρότητος, δὲν δύναται νὰ διεγείρῃ τὰ ἀκουστικά (ἢ τὸ μεγάφωνον) καὶ διέρχεται διὰ μέσου τοῦ πυκνωτοῦ C' (Σχ. 166) ἐνῶ τὸ ρεῦμα τῆς χαμηλῆς εὐχρότητος διεγείρει τὰ ἀκουστικά καὶ ἀναπαράγεται

ὁ ἦχος. Ἐς τὴν ἀεύρματον τηλεγραφίαν εἰς τὸν δέκτην ἀκούονται ἦχοι μακροτέρας ἢ μικροτέρας διαρκείας, ἀντιστοιχοῦντες εἰς τὰς διαμορφώσεις τοῦ χαρακτηρισμοῦ τοῦ ἐκπέμποντος σταθμοῦ.

Τὸ σχῆμα 168 δεινύει τὴν λειτουργίαν τοῦ δέκτου.



(Σχ. 168)

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω προ-

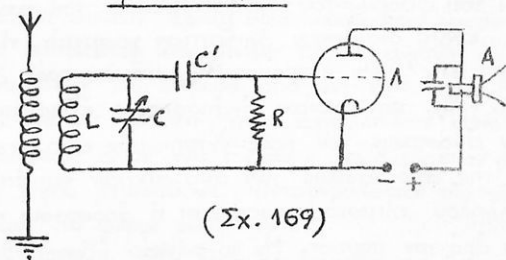
κύηται ὅτι : φάρασις εἶναι ὁ διαχωρισμὸς τῆς χαμηλῆς συχνότητος, δηλ. τοῦ μικροφωνικοῦ ρεύματος, ἀπὸ τὴν ὑψηλῆν συχνότητα, δηλ. ἀπὸ τὸ φέρον κύμα.

Ἴνα ἐπιτελεσθῇ ἡ φάρασις πρέπει προηγουμένως νὰ γίνη ἀνόρθωσις τοῦ ρεύματος, τὸ ὁποῖον προκύπτει εἰς τὸν δέκτην ἀπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ διαμορφωμένου ρεύματος τοῦ πομποῦ.

Ἡ φάρασις ἐπιτυγχάνεται δι' ἀριθμῶν διατάξεων αἱ ὁποῖαι καλοῦνται φαρταί καὶ αἱ ὁποῖαι ὄρουν ὡς ἀνορθωταί.

Ἐἰς τοὺς σημερινούς ραδιοφωνικούς δέκτας (ραδιόφωνα) χρησιμοποιοῦνται ὡς φαρταί αἱ τριόδου λυχνίαί.

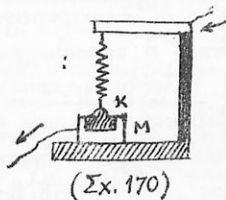
Τὸ Σχ. 169 δεινύει τὴν συνδεσμολογίαν ἀπλοῦ ραδιοφώνου μέ μιαν τριόδου λυχνίαν (Λ). Ἐπειδὴ αἱ ταλαντώσεις τοῦ δέκτου εἶναι ἀσθενεῖς χρησιμοποιοῦμεν ἐνι-



(Σχ. 169)

σχυτάς, οἱ ὁποῖαι παρεμβάλλονται πρὸ τοῦ φαρτατοῦ ἢ μετὰ ἀπὸ αὐτόν. Ὡς ἐνισχυταί χρησιμοποιοῦνται γενικῶς κατάλληλοι ηλεκτρονικαὶ λυχνίαί.

§ 210. ΦΑΡΤΑΙ. Ἐἰς τοὺς σημερινούς ραδιοφωνικούς δέκτας, ὡς ἐνημερίσαμεν, χρησιμοποιοῦνται ὡς φαρταί τριόδου λυχνίαί. Ἀπλούτετος φαρταίς εἶναι ὁ κρυσταλλικός φαρταίς, ὅστις ἀποτελεῖται ἀπὸ κρυσταλ-



(Σχ. 170)

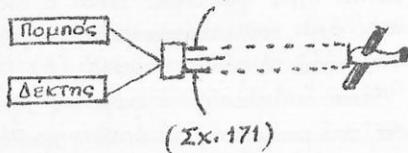
λον Κ χαλκνίτου (PbS), ὅστις εὑρίσκεται ἐντός μεταλλικῆς θήκης Μ σπριζομένης ἐπὶ μονωτικῆς βάσεως (Σχ. 170).

Ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου ἐφάπτεται τὸ ἄκρον λεπτοῦ εὐρματος. Οὗτος ἐπιτρέπει τὴν διόδον μιᾶς μόνου ἐκ τῶν ἐναλλαγῶν τοῦ διαβιβαζομένου ἐναλλ. ρεύματος (τῆς ἐκούσης φοράν ἐκ τοῦ εὐρματος πρὸς τὸν κρυστάλλον). Οὕτω κατορθοῦται ἡ ἀτόρθωσις.

§ 211. PANTAR. Τοῦτο εἶναι συσκευὴ διὰ τῆς ὁποίας ἀποκαλύπτωμεν καὶ ἐντοπίζωμεν ἀντικείμενα εὐρισκόμενα εἰς μεγάλην ἀπόστασιν.

Τὸ παντάρ (ραδιοεντοπιστής) ἀποτελεῖται ἀπὸ πομπὴν καὶ δέκτην μὲ τὴν κεραίαν των εἰς τὴν ἐστὶν ἀν παραβολικῷ κατόπτρῳ (Σχ. 171).

Ἐκ τῆς κεραίας τοῦ πομποῦ καὶ κατ' ἴσα χρονικά διαστήματα (10^{-3} sec) ἐκπέμπονται εὐρμοὶ



μικροκυμάτων βραχυπέρας διάρκειας (10^{-6} sec).

Τὰ μικροκύματα διαδίδονται εὐθύγραμμως καὶ μετὰ τὴν ἀνάκλασιν των ἐπὶ τοῦ πρὸς ἐντοπισμὸν ἀντικειμένου ἐπιτρέφουσι εἰς τὸν δέκτην. Οὗτος ἀποτελεῖται ἀπὸ ἐνισχυτὴν καὶ σωλήνα Βραυη. Ἐπὶ τοῦ φθορίζοντος διαφράγματος τοῦ σωλήνος Βραυη ἡ φωτεινὴ κηλὶς διαγράφει ὀριζοντίαν γραμμὴν, ἣ ὁποία κατὰ τὴν ἐκπομπὴν καὶ λήψιν ἐκτρέπεται ἀποτομακ πρὸς δύο αἰχμάς Α καὶ Β (Σχ. 172), τῶν ὁποίων ἡ ἀπόστασις ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν τοῦ πρὸς ἐντοπισμὸν ἀντικειμένου.

Ἐκ τῆς ἀποστάσεως τῶν δύο αἰχμῶν καὶ ἐπὶ καταλλήλου κλίμακος παρέχεται ἡ ἀπόστασις τοῦ στόχου ἀπὸ τὸν πομπόν. Μετὰ τὸ παντάρ ἐξεπέμφθησαν μικροκύματα πρὸς τὴν Σελήνην, τὰ ὁποία ἀνακλασθέντα ἐπ' αὐτῆς ἐλήφθησαν εἰς νέον.



Σχ. 172

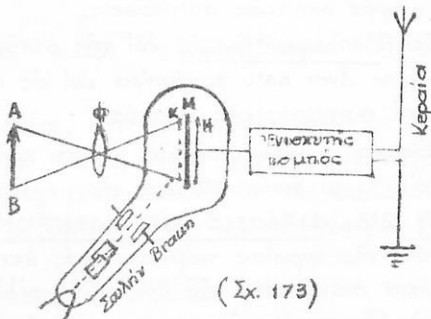
§ 212. ΤΗΛΕΘΡΑΣΙΣ - ΤΗΛΕΦΩΤΟΓΡΑΦΙΑ. α) Τηλεόρασις καλεῖται ἡ δι' ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων μεταβίβασις εἰκόνων ἀντικειμένων ἢ προσώπων εὐρισκόμενων ἐν κινήσει.

β) Τηλεφωτογραφία καλεῖται ἡ δι' ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων μεταβίβασις ἐντόπων εἰκόνων. Μέχρι σήμερον, εἰς ἀμφοτέρας τὰς περιπτώσεις, δὲν ἐπετεύχθη ἡ ταυτόχρονος μεταβίβασις ὅλης τῆς εἰκόνας. Ἡ μεταβίβασις γίνεται διὰ χωρισμοῦ τῆς εἰκόνας εἰς

μικρά τμήματα, τα όποια ο πομπός μεταβιβάζει διαδοχικώς, ενώ ο δέκτης τ' ανασυνθέτει.

Είς την τηλεόρασιν, διά την έκπορσιν, γίνεται ευτήτως χρήσις του είκονοσκοπίου Ζωογυκίη (Ζβορύιαν).

Τούτο είναι σωλήν Βραυη (Σχ. 173) εντός του όποιου υπάρχει λεπτή μονωτική πλάξ Μ, τής όποιας ή εμπροσθεν όψις έχει καλυφθῆ με μικρότατα τεμαχίδια καιείου (κ), ενώ ή οπίσθια καλύπτεται υπό ήλεκτροδίου Η.



(Σχ. 173)

Κάθε τεμαχίον καιείου με τ' αντίστοιχον τμήμα του ήλεκτροδίου άποτελεῖ μικρότατον πυκνωτήν. Επί του στρώματος των τεμαχιδίαν του καιείου τῆ βοθησία φακού Φ, εχημιστίζεται ή εικών του αντικειμένου ΑΒ. Κάθε τεμαχίδιον του καιείου άποτελεῖ μικρότατον φωτειύτορον και έκπέμπει ήλεκτρόνια. Κατ' αυτόν τόν τρόπον τούτο φορτίζεται θετικώς με φορτίον ανάλογον προς την φωτεινήν ροήν, ήτις έπεσει επ' αυτού. Ούτω οι στοιχειώδεις πυκνωταί φορτίζονται. Εν ευνεχεια έπιτελείται έκφόρτισις των πυκνωτών διά "εαρώσεως" των τεμαχιδίαν του καιείου υπό τής καθοδικής δέσμης ήλεκτρονίων του σωλήνος Βραυη, ήτις καταλλήλως κινείται ώστε να διερευνη διαδοχικώς όλην την εικόναν. Τα διαδοχικά ρεύματα των εκφορτίσεων, αφού ενισχυθούν, μεταβιβάζονται εις τον πομπόν και διαμορφώνουν τό φέρον κύμα αυτού.

Είς τόν δέκτην, ή ανασύνθεσις τής είκονος, έπιτελείται επί του φθορίζοντος διαφράγματος σωλήνος Βραυη.

Τά επί τής κεραίας του δέκτηου δημιουργούμενα ρεύματα ενισχύονται και εν ευνεχεια καταλλήλως ρυθμίζου την έντασιν τής καθοδικής δέσμης του σωλήνος Βραυη.

Η δέσμη αυτή εαρώνει ταχύτατα τό φθορίζον διάφραγμα όπου και αναπαράγεται ή εικών.

Είς την τηλεόρασιν ή εαρώσεις εις τόν πομπόν, καθώς και εις τόν δέκτην, έπιτελείται εις χρόνον μικρότερον του 1/16 του δευτερολέπτου.

Διό τὴν πιστὴν ἀπεικόνειν πρέπει αἱ δύο εἰρήσεις νὰ γίνονται μὲ ἀπόλυτον συγχρονισμόν.

Ἡ τηλεόρασις χρησιμοποιεῖ ὑπερβραχέα κύματα τὰ ὁποῖα φθάνουσι εἰς μικρὰς σχετικῶς ἀποστάσεις.

καὶ ἡ τηλεφωτογραφία ἐπὶ τῆς αὐτῆς ἀρχῆς ἐστηρίζεται. Ἡ εἰρήσις εἰς ὅμοια εἶναι πολὺ βραδύτερα καὶ εἰς τὸν δέκτην ἢ εἰκῶν ἀποτυπῶνται ἐπὶ φωτογραφικῆς πλάκῃ.

Εἰς τὴν τηλεφωτογραφίαν γίνεται χρῆσις συνήθων ραδιοφωνικῶν κυμάτων, τὰ ὁποῖα φθάνουσι εἰς μεγάλας ἀποστάσεις.

§ 213. ΔΙΑΔΟΣΙΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ.

Τὰ ὑπὸ τῆς κεραίας πομποῦ πρὸς ἐκπεμπόμενα ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα διακρίνονται εἰς δύο κατηγορίας :

α) Εἰς κύματα ἐπιφανείας, τὰ ὁποῖα διαδίδονται ἠλπίσειν τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐδάφους καὶ ἀκολουθοῦν τὴν καμπυλότητα τῆς Γῆς καὶ

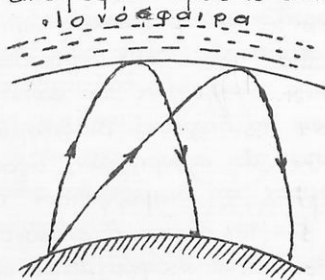
β) Εἰς κύματα χώρου, τὰ ὁποῖα εὐρίσκονται ἀπὸ τὰ κύματα τὰ ὁποῖα ἐπεμπεῖ ἡ κεραία τοῦ πομποῦ πρὸς τὰ ἄνω. Ταῦτα εἰς ὕψος 100 Km περίπου ἀνακλῶνται ἐπὶ τῆς ἰονοσφαιρας, ἥτις λόγῳ ἐντόνου ἰονισμού καθίσταται ἀγῶγιμος καὶ ὄρα ὡς κάτοπτρον διὰ τὰ ἐπ' αὐτῆς προσηπτόντα κύματα χώρου. Μετὰ τὴν ἀνάκλασιν, τὰ κύματα χώρου, ἐπιστρέφουσι πρὸς τὸ ἐδαφος καὶ φθάνουσι εἰς μεγάλας ἀποστάσεις (Σχ.174), χωρὶς ἢ ἐντασις τῶν νὰ ἐκπ' ἐλαττωθῇ τόσον ὅσον ἢ τῶν κυμάτων ἐπιφανείας.

Τὰ κύματα ἐπιφανείας ἀπορροφῶνται τόσον περιθεώτερον, ὅσον μικρότερον εἶναι τὸ μήκος κύματος αὐτῶν. Οὕτω π.χ. τὰ μακρὰ κύματα ($\lambda > 600 \text{ m}$)

παρουσιάζουσι ὡς κύματα ἐπιφανείας μικρὸν ἀπορρόφησιν καὶ εἶναι κατάλληλα διὰ μετάδοσιν εἰς μεγάλας ἀποστάσεις.

Τὰ μεσαῖα κύματα ($\lambda = 200$ μέχρι 600 m) εἶναι κατάλληλα δι' ἐκπομπὰς μικρῶν σχετικῶς ἀποστάσεων (ὡς κύματα ἐπιφανείας).

Τὰ βραχέα κύματα ($\lambda = 10$ μέχρι 200 m) παρουσιάζουσι με



Σχ. 174

γάλτιν ἀπορρόφειν τῶν κυμάτων ἐπιφανείας. Χρησιμοποιοῦνται ὅμως πολὺ ὡς κύματα χάρου, τὰ ὁποῖα κατόπιν ἀνακλίσεων ἐπὶ τῆς ἰσοσφαιρας, φθάνουν εἰς μεγάλας ἀποστάσεις.

Τὰ ὑπερβραχέα κύματα ($\lambda = 1$ μέχρι 10 m) διαδίδονται ἐκε-
δὸν εὐθυγράμμως.

Τὰ μικροκύματα ($\lambda = 0,1$ μέχρι 1 m) διαδίδονται εὐθυγράμ-
μως ὡς τὸ φῶς.

Αἱ δύο τελευταῖαι κατηγορίαι, αἵτινες χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν τηλεόρασιν (ὑπερβραχέα) καὶ εἰς τὸ Radar (μικροκύματα), οὔτε ἀνακλῶνται ἐπὶ τῆς ἰσοσφαιρας, οὔτε ἀκολουθοῦν τὴν καμπυλότητα τῆς Γῆς καὶ ἔχουν μικρὰν ἐμβέλεια (περίπου 80 Km).

ΑΠΟΤΥΠΩΣΙΣ ΚΑΙ ΑΝΑΠΑΡΑΓΟΓΗ ΗΧΟΥ

§ 214. Ἐκτός τῆς γνωστῆς μεθόδου καταγραφῆς τῶν ἤχων, ἐπὶ δίσκων γραμμαφώνου, ἡμέρον οὔτοι καταγράφονται ἐπὶ τῆς ταινίας τοῦ ἑμιλουῦντος κινηματογράφου ἢ καὶ διὰ μαγνητικῆς με-
θόδου (μαγνητόφωνον).

α) Ὁμιλῶν κινηματογράφος. Τὸ μικροφωνικὸν ρεῦμα τροφοδοτεῖ εἰδικὴν λυχνίαν, τῆς ὁποίας τὸ φῶς διακυμαίνεται. Αἱ διακυμάνσεις αὗται ἀποτυποῦνται κατὰ μῆκος τῆς ταινίας, παραπλευ-
ρας τῶν εἰκόνων, ὑπὸ μορφήν ζωνῶν διακυμεινομένων ἀμαυρώ-
σεων.

Διὰ τὴν ἀναπαραγωγὴν τοῦ ἤχου ἡ ταινία ἐκτυλίσσεται μεταξὺ φωτεινῆς πηγῆς καὶ φωτοκυττάρου. Οὕτω παράγονται διακυμεινό-
μενα φωτοηλεκτρικὰ ρεῦματα κατὰ τὰς ἀμαυρώσεις τῆς ταινίας. Ταῦτα, ἀφοῦ ἐνιευχθοῦν, τροφοδοτοῦν τὸ μεγάφωνον, ὅπερ ἀναπα-
ραγάγει τὸν ἤχον.

β) Μαγνητόφωνον. Τὸ μικροφωνικὸν ρεῦμα ἐνιευχέται καὶ τρο-
φοδοτεῖ ἠλεκτρομαγνήτην.

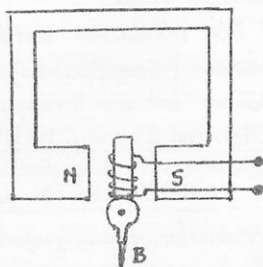
Ἐμπροσθεν ἑνὸς τῶν πόλων τούτου κινεῖται ὁμαλῶς χαλυβδίνη ται-
νία (ἢ εὐρμα), ἢ ὁποῖα ὑφίσταται διακυμεινομένην μαγνήτην εὐμ-
φωνον μετὰ τὰς διακυμάνσεις τοῦ μικροφωνικοῦ ρεύματος.

Διὰ τὴν ἀναπαραγωγὴν τοῦ ἤχου ἡ χαλυβδίνη ταινία (ἢ τὸ εὐρμα) κινεῖται ὁμαλῶς ἐμπροσθεν πυρῆνος ἐκ μαλακῶ εἰδήρου περιβαλ-
λομένου ὑπὸ πηνίου. Ἀναπτύσσονται οὕτω ἐπὶ τοῦ πηνίου ἐπαγωγί-

κά ρεύματα, τῶν ὁποίων ἡ ἔντασις διακυμαίνεται κατὰ τὸν τρόπον τῆς μαγνητίσεως τῆς ταινίας. Τὰ ρεύματα ταῦτα ἀφοῦ ἐνισχυθοῦν φέρονται εἰς τὸ μεγάφωνον, ὅπου ἀναπαράγεται ὁ ἦχος.

§ 215. ΑΝΑΠΑΡΑΓΟΓΟΣ ΗΧΟΥ. - Ἡ συσκευή αὕτη καλεῖται κοινῶς πικέπ (Pick-Up) καὶ ἀναπαράγει δι' ἠλεκτρικοῦ τρόπου τοὺς ἦχους, οἱ ὁποῖοι ἔχουν καταγραφῆ ἐπὶ δίσκου γραμμοφώνου.

Ἡ βελόνη Β (Σχ. 175) ἐστηρίζεται εἰς τὸ ἄκρον ράβδου ἐκ μαλακοῦ εἰδήρου, ἡ ὁποία εὐρίσκεται μεταξὺ τῶν πόλων πεταλοειδοῦς μαγνήτου καὶ περιβάλλεται ὑπὸ πηνίου. Ὄταν τὸ ἄκρον τῆς βελόνης τεθῆ ἐπὶ τοῦ στρεφομένου δίσκου γραμμοφώνου, τότε αἱ μηχανικαὶ ταλαντώσεις τῆς βελόνης δημιουργοῦν εἰς τὸ πηνίον ἐπαγωγικά ρεύματα, τὰ ὁποῖα, ἀφοῦ ἐνισχυθοῦν, μεταφέρονται εἰς τὸ μεγάφωνον, ὅπου ἀναπαράγεται ὁ ἦχος.



(Σχ. 175)

ΑΤΟΜΙΚΗ ΚΑΙ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

ΑΤΟΜΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

§ 1. ΔΟΜΗ ΤΟΥ ΑΤΟΜΟΥ. Έκ της Χημείας είναι γνωστόν ὅτι εἰς τὴν φύσιν ἀπαντοῦν 92 στοιχεῖα, τὰ ὁποῖα ἀντιπροσωπεύονται ἀπὸ ἰσαριθμους μορφάς ἀτόμων. Κατὰ τὴν κλασσικὴν ἀτομικὴν θεωρίαν, τὸ ἄτομον, οἰοῦντίποτε στοιχείου, ὀρίζεται ὡς τὸ ἐλάχιστον εσωματιδίου τῆς ὕλης τὸ μὴ περαιτέρω διαιρετὸν διὰ μηχανικῶν, φυσικῶν ἢ χημικῶν μέσων.

Νεώτεροι ὅμως πειραματικαὶ καὶ θεωρητικαὶ ἔρευναι ἐθεμελίωσαν τὴν εὐχρυσὸν ἀτομικὴν θεωρίαν, καθ' ἣν τὸ ἄτομον οἰοῦντίποτε στοιχείου δὲν εἶναι ἐν ἑνί-
αίῳ εσωματίῳ, ἀλλὰ ἀποτελεῖται ἀπὸ μίαν ἐσωτερικὴν περιοχὴν, τὸν πυρήνα, εἰς τὴν ὁποῖον εἶναι συγκεντρωμένη σχεδὸν ὅλη ἡ μᾶζα τοῦ ἀτόμου καὶ φέρει θετικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον, καθὼς καὶ ἀπὸ μίαν ἐξωτερικὴν περιοχὴν, ἣς καλεῖται ἠλεκτρονικὸν περιβλήμα καὶ ἀποτελεῖται ἀπὸ ἠλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα στρέφονται περὶ τὸν πυρήνα, διαγράφοντα ἑλλειπτικὰς καὶ κατὰ προσέγγισιν κυκλικὰς τροχὰς, ὅπως εἰς πλανῆται περὶ τὸν ἥλιον.

Τὸ ἠλεκτρόνιον εἶναι εσωματιδίου ἀπειροελαχίστης μᾶζης ($9,1 \cdot 10^{-28}$ gr) φέρει ἀρνητικὸν ἠλεκτρικὸν φορτίον. Τὸ φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου καλεῖται στοιχειῶδες ἠλεκτρικὸν φορτίον καὶ εἶναι ἴσον πρὸς $1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb.

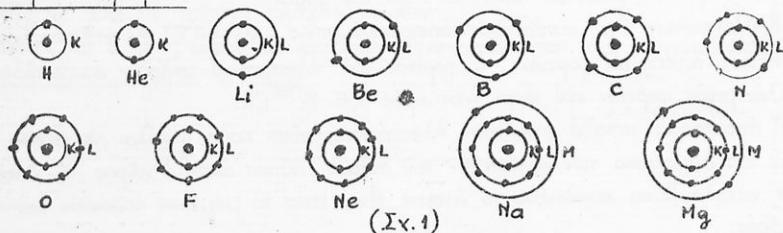
Αἱ ἀποστάσεις μετὰς πυρήνος - ἠλεκτρονίων εἶναι πολὺ μέγιστα, ἐν σχέσει μὲ τὰς διαστάσεις τῶν ευσταθικῶν τοῦ ἀτόμου, οὕτως ὥστε ὁ χώρος τὸν ὁποῖον καταλαμβάνει εὐκολικῶς τὸ ἄτομον εἶναι κατὰ τὸ μέγιστον ποσοστὸν κενὸς χώρος.

Ἡ κατὰ τὸν νόμον τοῦ Coulomb ἠλεκτροστατικὴ ἑλξις τοῦ πυρήνος, ἐπὶ παντός στρεφομένου ἠλεκτρονίου, ἔχει σημασίαν κεντρομόλου οὐνάμασος. Ἐξασφαλίζεται οὕτω ἡ σταθερότης τοῦ ἀτόμου. Τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ πυρήνος, ἴσουςται κατ' ἀπόλυτον τιμὴν, μὲ τὸ ὀλικὸν ἀρνητικὸν φορτίον τῶν στρεφομένων ἠλεκτρονίων. Οὕτω τὸ ἄτομον ἐμφανίζεται ἐν τῷ εὐκόλῳ του οὐδέτερον. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία, θετικὰ ἢ ἀρνητικὰ, εἶναι πάντοτε, κατ' ἀπόλυτον τιμὴν, ἀκέραια πάλσιπλασια τοῦ στοιχειῶδους φορτίου τοῦ ἐνός ἠλεκτροδίου (e). Τὰ θετικὰ φορτία φέρονται ἐπὶ τῶν πυρήνων τῶν ἀτόμων, ἐνῶ τὰ ἀρνητικὰ ὑπὸ τῶν ἠλεκτρονίων, ὅτινα ἀποτελοῦν κοινὸν ευσταθικὸν τῶν ἀτόμων.

Ἄτομικὸς ἀριθμὸς (Z) ἐνός στοιχείου καλεῖται ὁ ἀριθμὸς ὅσους δεικνύει τὸ πλῆθος τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα περιφέρονται περὶ τὸν πυρήνα τοῦ ἀτόμου. Οὗτος δεικνύει ἐπίσης καὶ τὸν ἀριθμὸν τῶν στοιχειῶδων θετικῶν φορ-

πια, τὰ ὅποια φέρει ὁ πυρῆν τοῦ ἀτόμου. Ἐπί παραδείγματι ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς τοῦ ὀξυγόνου εἶναι $Z=8$, ἐπομένως τὸ ἄτομον τοῦ ὀξυγόνου ἔχει 8 ἠλεκτρόνια μὲ εὐκολικὸν φορτίον $-8e$ ἴσον (ἀπολύτως) μὲ τὸ φορτίον τοῦ πυρῆτος τούτου, τὸ ὅποιον εἶναι $+8e$.

§ 2. ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΟΙ ΦΛΟΙΟΙ. Τὸ ἀπλούτερον ὄλον τῶν ἀτόμων εἶναι τὸ τοῦ υδρογόνου. Τοῦτο φέρει ἓν ἠλεκτρόνιον ($Z=1$) στρεφόμενον περὶ τὸ πυρῆτος. Τὸ ἀμέσως βαρύτερον στοιχεῖον εἶναι τὸ ἥλιον, τοῦ ὁποίου τὸ ἄτομον φέρει δύο ἠλεκτρόνια ($Z=2$), διαγράφοι τροχιάς εἰς τὴν αὐτὴν ἀπὸ τοῦ πυρῆτος ἀπόστασιν. Τὸ ἀμέσως ἐπόμενον στοιχεῖον, τὸ λίθιον, ἔχει τρία ἠλεκτρόνια ($Z=3$). Ἐς τούτων τὰ δύο διαγράφου τὰς τροχιάς των εἰς τὴν αὐτὴν ἀπὸ τοῦ πυρῆτος ἀπόστασιν, ἐνῶ τὸ τρίτον περιφέρεται εἰς μεγαλύτερον ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ πυρῆτος, διαγράφοι τροχιάν μεγαλύτερας ἀκτῆος. Ἐἰς τὸ Σχῆμα 1 δεικνύεται ἡ κατανομή τῶν στρεφόμενων ἠλεκτρονίων περὶ τοῦ πυρῆτος διὰ τὰ ἄτομα μερικῶν στοιχείων κατὰ σειρὰν ἀΐξαντος ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ.



Γενικῶς διεπιστάθη ὅτι εἰς τὴν αὐτὴν ἀπὸ τοῦ πυρῆτος ἀπόστασιν δύναται καὶ διαγράφοι τὰς τροχιάς των ἄριεμένα μόνον τὸν ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων. Ἡ ἐπιφάνεια εἰς τὴν ὁποίαν κινουῦνται ἠλεκτρόνια ἰσαπέχοντα ἀπὸ τὸν πυρῆνα καλεῖται ἠλεκτρονικὸς φλοῖος ἢ ἠλεκτρονικὴ σφίβας καὶ ἀπτισταίει εἰς ἐπιφάνειαν ἐλλειψοειδοῦς ἐκ περιστροφῆς ἢ κατὰ προσέγγισιν σφαίρας.

Αἱ ἠλεκτρονικαὶ σφίβες εἶναι κατ' ἀνάστατον ὄριον ἐπὶ καὶ ἐκ τῶν ἔσω πρὸς τὰ ἔξω χαρακτηρίζονται μὲ τὰ γράμματα : K, L, M, N, O, P, Q. Ἐπί παραδείγματι τὸ τρίτον ἔχει τρεῖς φλοῖους (K, L, M), ἐνῶ τὸ υδρογόνον ἓνα (K).

Ὁ ἀνάστατος δυνατὸς ἀριθμὸς ἠλεκτρονίων εἰς μίαν σφίβαν δίδεται ὑπὸ τοῦ τύπου : $2n^2$, ὅπου n ὁ ἀριθμὸς ὅστις δεικνύει τὴν τάξιν τῆς σφίβας ἐκ τῶν ἔσω πρὸς τὰ ἔξω. Οὕτω ἡ σφίβας K ($n=1$) περιέχει κατ' ἀνάστατον ὄριον $2 \cdot 1^2 = 2$ ἠλεκτρόνια, ἡ L ($n=2$) περιέχει $2 \cdot 2^2 = 8$ ἠλεκτρόνια, ἡ M ($n=3$) περιέχει $2 \cdot 3^2 = 18$, ἡ N ($n=4$) περιέχει $2 \cdot 4^2 = 32$.

Αί επιβάδες O, P, Q φέρουν πάντοτε ὀλιγώτερα ἠλεκτρόνια, ἀπ' ὅσα ἀπαιτεῖ ὁ ἀνώτερος τύπος, διότι ὁ ἀνώτατος ἀριθμὸς ἠλεκτρονίων εἰς ἓν ἄτομον, διὰ τὰ ἐν τῇ φύσει στοιχεῖα, δέν δύναται νά εἶναι ἀνώτερος τοῦ 92 (οὐράνιον).

Ὁ βαθμιαίος κωρεσμός τῶν επιβάδων K, L, M , κ.λ.π. γίνεται κατὰ τοιοῦτον τρόπον ὥστε εἰς κάθε ἄτομον ἡ ἐξωτάτη επιβάς (ἡ πλέον ἀπομακρυσμένη ἀπό τόν πυρήνα) νά περιλαμβάνη ἠλεκτρόνια κατ' ἀνώτατον ὄριον ὀκτώ (διὰ τὴν επιβάδα K δύο). Ὅταν ἀπλοδῆ ἡ ἐξωτάτη επιβάς συμπληρωθῇ τὸν ἀριθμὸν τῶν 8 ἠλεκτρονίων (2 διὰ τὴν K) τότε ἀρχεῖται ἡ δημιουργία τῆς ἐπομέντης επιβάδος, ὅποτε ἡ προηγουμένη καθίσταται ἐσωτερικὴ καὶ δύναιται νά περιλάβη ἠλεκτρόνια μέχρι τοῦ ἀριθμοῦ ποὺ προβλέπει ὁ τύπος: $2n^2$.

Ἡ ἐξωτάτη επιβάς καλεῖται επιβάς ἐθενους καὶ τὰ ἠλεκτρόνια ταύτης καλοῦνται ἠλεκτρόνια ἐθενους. Τῶν ἄλλων επιβάδων τὰ ἠλεκτρόνια καλοῦνται ἐσωτερικὰ ἠλεκτρόνια. Τὰ χημικὰ φαινόμενα ἀφείλονται εἰς τὰ ἠλεκτρόνια τῆς ἐξωτάτης επιβάδος, δηλ. τῆς επιβάδος ἐθενους. Πράγματι, ὁ συνδεσμος τῶν ἀτόμων μεταξὺ τῶν πρὸς σωματιεσμὸν μορίων ἀφείλεται εἰς τὴν τάσιν τῶν ἀτόμων ὅλας τῶν στοιχείων νά ἀποκτήσουν εἰς τὴν επιβάδα ἐθενους 8 ἠλεκτρόνια (καὶ 2 διὰ τὴν K), δηλαδή τὰ ἀποκτήσουν τὴν σταθερὰν ἠλεκτρονικὴν δομὴν ἢ δομὴν τῶν εὐγενῶν ἀερίων, ἐπεὶ τὸν ἀριθμὸν αὐτὸν τῶν ἠλεκτρονίων περιέχουν εἰς τὴν ἐξωτάτην επιβάδα τῶν τὰ ἄτομα τῶν εὐγενῶν ἀερίων (He, Ne, A, Kr, Xe, Rn) εἰς συνήθη κατὰστασιν. Τὰ εὐγενῆ ἀέρια, ὡς ἔχοντα συμπληρωμένην τὴν επιβάδα ἐθενους, εἶναι χημικῶς ἀδρανῆ.

§ 3. ΠΕΡΙΟΔΙΚΟΝ ΣΥΣΤΗΜΑ ΤΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ. Ἐκ τῆς μελέτης τῶν στοιχείων προέκυψεν ὅτι ταῦτα δύναται νά ταξινομηθοῦν εἰς ὁμάδας παρομοίων ἰδιοτήτων, ὅσας π.χ. εἶναι ἡ ὁμάς τῶν ἀλογόνων (F_2, Cl_2, Br_2, I_2) κ.ο.κ.

Πολλὰ προσπάθειαι ἐγένοντο διὰ τὴν συστηματικὴν κατάταξιν τῶν στοιχείων. Ἡ κυριώτερα τούτων, ἐπὶ τῆς ὁποίας βασίζεται ἡ δημιουργία τοῦ περιοδικοῦ συστήματος τῶν στοιχείων, ἀφείλεται εἰς τὰς ἐργασίας τοῦ Ράουσου Mendelejeff καὶ σχεδὸν παραλλήλως τοῦ Γερμανοῦ Meyer.

Τὸ περιοδικὸν σύστημα ἐστηρίχθη εἰς τὴν παρατήρησιν ὅτι αἱ ἰδιότητες τῶν στοιχείων μεταβάλλονται περιοδικῶς καθ' ὅσον αὐξάνονται τὰ ἀτομικὰ βάρη.

Ἐν ἐπομένως ἀναγράψαμεν τὰ στοιχεῖα κατὰ εἰρὴν αὐξήσαντες ἀτομικὸν βάρους παρατηροῦμεν ὅτι μεταὐρισμένοι ἀριθμὸν στοιχείων ἐκά-

στοτε, εμφανίζονται στοιχεία ὁμοιάζοντα μέ τά προηγούμενα. Οὕτω δημιουργῶνται αἱ περίοδοι. Ἐάν πῶς φαντασθῶμεν ὅτι τά στοιχεία ἐκάστης περιόδου πῆθενται διαδοχικῶς κατὰ τήν προηγουμένην, τότε θά προκύψουν κάθεισι ἐπιπλάι (αἱ ὁμάδες) περιλαμβάνουσαι ὅμοια στοιχεία.

Ἡ ἰδιαιτέρα ἐπιτυχία τοῦ Mendelejeff ἀφείλεται εἰς τό ὅτι ἐπονομάσθη οὗτος τά τότε γνωστά 63 στοιχεία εἰς τά τετραγωνίδια τοῦ πίνακος, μέ βάσιν τό αὐξόν ἀτομικῶν βάρους καί τās παρομοίας ἰδιότητας τῶν εἰς καθέτους ἐπιπλάς (ὁμάδας) τοποθετημένων στοιχείων. Εἰς τόν πίνακα τοῦτον ὑπῆρχον ἀριεμένα, κενά διὰ τά ὅποια ὁ Mendelejeff προέβλεψεν ὅτι ἔπρεπε νά τοποθετηθῶν ἀγνωστα τότε στοιχεία, τῶν ὁμοίων προεῖπεν περίπου καί τās ἰδιότητας. Αἱ προβλέψεις αὗται ἀπεδείχθησαν ὀρθαί, διὰ τῆς ἐν συνεχείᾳ ἀνακαλύψεως τῶν στοιχείων τούτων.

Εἰς τήν ἀρχικὴν διατύπωσιν τοῦ περιοδικῆς ευστήματος, εἰς ἀριεμένας περιπτώσεις, εἶχε παραβιασθῆ ἡ ἀρχή τῆς κατατάξεως τούτων κατ' αὐξόν ἀτομικῶν βάρους. (ἀνωμαλία ἀναστροφῶν). Οὕτω π.χ. ἐπονομασθῆ τό Ἄργόν (A.B = 39,94) πρὸ τοῦ Καλίου (A.B = 39,09), ἵνα ἕκαστον τούτων εὐρίσκεται εἰς τήν ἐκ τῶν ἰδιοτήτων του ἐπιβαλλομένην καθέτον ἐπιπλάν (ὁμάδα). Κατά τās σημερινὰς ἀντιλήψεις ἡ τοποθέτησις αὕτη εἶναι ὀρθή, διότι σήμερον γνωρίζομεν ὅτι: οἱ ἰδιότητες τῶν στοιχείων εἶναι περιοδικῆς ἐναρτήσεως τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ (Z) αὐτῶν καί ὄχι τοῦ ἀτομικοῦ τῶν βάρους. (Τό Ἄργόν ἔχει $Z = 18$, ἐνῶ τό Καλίον, ἔχει $Z = 19$). Ἐπομένως ὁ ἀτομικός ἀριθμός (Z) ἑνός στοιχείου δεικνύει τόν ἀριθμόν τῶν ἠλεκτρονίων, τά ὅποια περιφέρονται πέριξ τοῦ πυρήνος ἢ τόν ἀριθμόν τῶν στοιχειωδῶν θετικῶν φορτίων τοῦ πυρήνος (τῶν πρωτονίων) ἢ ἀκόμη τόν αὐξόντα ἀριθμόν τῆς θέσεως τοῦ στοιχείου εἰς τό περιοδικόν εὐστήμα.

Ὁ πίναξ τῆς σελ. 5 δεικνύει εὐχρονον μορφήν αὐτοῦ.

Αἱ περίοδοι εἶναι συνολικῶς ἑπτὰ καί περιλαμβάνουσι κατὰ σειράν 2, 8, 8, 18, 18, 32, στοιχεία δηλαδή παρουσιάζουσι κανονικότητα κατὰ τοὺς τύπους: $2 \cdot 1^2$, $2 \cdot 2^2$, $2 \cdot 3^2$, $2 \cdot 4^2$.

Ἡ ἔβδομη περίοδος περιλαμβάνει 6 μόνον στοιχεία καί ἐπι πλείον τά ὑπερουράνια, τά ὅποια εἶναι στοιχεία ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ μεγαλύτερου τοῦ 92, παρασκευασθέντα τεχνητῶς διὰ καταλλήλων πυρηνικῶν ἀντιδράσεων ἐπὶ τοῦ βαυτέρου τῶν ἐν τῇ φύσει στοιχείου, ὅπλ. τοῦ οὐρανίου. Μέχρι σήμερον ἔχουν μελετηθῆ 10 τοιαῦτα στοιχεία (ὑπερουράνια ἢ τρανσουράνια).

ΠΕΡΙΟΔΙΚΟΝ ΣΥΣΤΗΜΑ ΤΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ

| Περίοδος | Όμας I | Όμας II | Όμας III | Όμας IV | Όμας V | Όμας VI | Όμας VII | Όμας VIII | Όμας 0 |
|----------|--------------|--------------|----------------------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|----------------|--------|
| I | 1H | | | | | | | | 2He |
| II | 3Li | 4Be | 5B | 6C | 7N | 8O | 9F | | 10Ne |
| III | 11Na | 12Mg | 13Al | 14Si | 15P | 16S | 17Cl | | 18Ar |
| IV | 19K 29Cu | 20Ca 30Zn | 21Sc 31Ga | 22Ti 32Ge | 23V 33As | 24Cr 34Se | 25Mn 35Br | 26Fe 27Co 28Ni | 36Kr |
| V | 37Rb 47Ag | 38Sr 48Cd | 39Y 49In | 40Zr 50Sn | 41Nb 51Sb | 42Mo 52Te | 43Tc 53I | 44Ru 45Rh 46Pd | 54Xe |
| VI | 55Cs 79Au | 56Ba 80Hg | 57-71 σπάνια αι γήαια 81Tl | 72Hf 82Pb | 73Ta 83Bi | 74W 84Po | 75Re 85At | 76Os 77Ir 78Pt | 86Rn |
| VII | 87Fr | 88Ra | 89Ac | 90Th | 91Pa | 92U | | | |

- Υπερουράνια στοιχεία: 89Ac, 90Th, 91Pa, 92U, 93Np, 94Pu, 95Am, 96Cm, 97Bk, 98Cf, 99Es, 100Fm, 101Md, 102No.

Αἱ ὁμάδες εἶναι ἐννέα. Ἐκάστη τῶν ἑπτὰ πρώτων ὑποδιαιρεῖται εἰς δύο ὑποομάδας, τὴν κυρίαν (α) καὶ τὴν δευτερεύουσαν (β). Τὰ στοιχεία ἐκάστης ὑποομάδος παρουσιάζουν σηματικὴν ὁμοιότητα μεταξὺ τῶν, ἐνῶ μεταξὺ τῶν στοιχείων τῆς κυρίας καὶ τῆς δευτερεύουσας ὑποομάδος, μιᾶς ὁμάδος, ἡ ὁμοιότης περιορίζεται κυρίως εἰς τὸ κοινόν σθένος.

Ἡ ὀγδόη ὁμάς περιλαμβάνει τρεῖς τριάδες παρομοίων μετάλλων καὶ ἡ τελευταία ὁμάς καλεῖται μηδενική (ὁμάς 0). Αὕτη περιλαμβάνει τὰ εὐγενῆ ἀέρια (σθένος μηδέν).

Ἡ περιοδικότης τῶν ἰδιοτήτων ἐρμηνεύεται ἄριστα μὲ τὴν εὐχρονον ἀτομικὴν θεωρίαν καὶ εἶναι ἀναγκαῖον ἐπακόλουθον τοῦ τρόπου καθ' ὃν συμπληροῦνται οἱ φλοιοί, καθὼς καὶ τοῦ ὅπ αἱ χημικαὶ ἰδιότητες ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὰ ἠλεκτρόνια τῆς ἐξωτάτης στιβάδος.

Ἄν π.χ. ἀρχίσωμεν ἀπὸ τὸ λίθιον ($Z=3$) τοῦτο ἔχει 1 ἠλεκτρόνιον σθένους, τὸ ἐπόμενον βηρύλλιον ($Z=4$) ἔχει δύο ἠλεκτρόνια σθένους, κατόπιν τὸ βόριον ($Z=5$) ἔχει 3 ἠλεκτρόνια σθένους κ.ο.κ. Εἰς τὸ φθόριον ($Z=9$) ὑπάρχουν 7 ἠλεκτρόνια σθένους, δηλαδή ἐλλεῖπει ἐν ἠλεκτρόνιον διὰ τὴν συμπληρωθῆ ἡ σταθερὰ δομὴ τῶν 8 ἠλεκτρονίων.

Ἐν συνεχείᾳ ἀκολουθεῖ τὸ νέον ($Z=10$) μὲ 8 ἠλεκτρόνια σθένους (σταθερὰ δομὴ). Τὸ ἐπόμενον τοῦτου, δηλαδή τὸ Να ($Z=11$) ἔχει πάλιν, ὡς τὸ λίθιον, ἐν ἠλεκτρόνιον σθένους (εἰς τὸν ἐπόμενον φλοῖον) καὶ ἐμφανίζει χημικὰς ἰδιότητας ὁμοίας τοῦ λιθίου (ὁμάς ἀλκαλίων). Ἐν συνεχείᾳ τὸ μαγνήσιον ($Z=12$) ἔχει, ὡς τὸ βηρύλλιον, δύο ἠλεκτρόνια σθένους καὶ ἐμφανίζει ὁμοίας χημικὰς ἰδιότητας (ὁμάς ἀλκαλικῶν χημικῶν). κ.ο.κ. Ἡ ἀναλογία δηλαδή τῶν ἰδιοτήτων τῶν στοιχείων εἰς ἐκάστην ὁμάδα, ἀφείλεται εἰς τὸ ὅπ ταῦτα περιλαμβάνουν τὸν αὐτὸν ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων εἰς τὴν ἐξωτάτην στιβάδα.

ΘΕΩΡΙΑΙ ΤΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ

§ 4. ΘΕΩΡΙΑ ΤΟΥ Maxwell. Ὑφιστάμενα φαινόμενα τῆς Ὀπτικῆς (συμβολή, περίθλασις, κ.λ.π) ἐρμηνεύονται διὰ τῆς παραδοχῆς ὅτι τὸ φῶς διαδίδεται κατὰ κυματικὸν τρόπον. Ἔνεκα τούτου διεμορφώθη ἡ θεωρία τῶν κυμάτων (Huygens) εἰς τὴν ὁποίαν γίνεται ἡ παραδοχὴ ὅτι ἐντὸς τῆς φωτεινῆς πηγῆς ὑφίστανται ἐστία πε-

ριοδικῶν μεταβολῶν (κέντρα ταλαντώσεων) καὶ ὅτι αὐτὰ διαδίδονται κατὰ κυματικὸν τρόπον μέσῳ τοῦ αἰθέρος δηλαδή ἐνός μέσου τελείως ἔλαστικῷ πληροῦντος τὸ Σύμπαν, καθὼς καὶ τὰ μεταξὺ τῶν μορίων ἢ ατόμων διαστήματα. Ἡ παραδοχὴ τοῦ αἰθέρος ἐγένετο διότι τὸ φῶς διαδίδεται διὰ τοῦ κενοῦ καὶ ἔπρεπε νὰ ὑπάρχη ἐν μέσῳ ἐπὶ τοῦ ὁποίου νὰ βασιεθῇ ὁ κυματικὸς τρόπος διαδόσεως τοῦ φωτός. Ἀρχότερον ὁ Maxwell διετύπωσε τὴν ἠλεκτρομαγνητικὴν θεωρίαν τοῦ φωτός, ἣ ὁποία, χωρὶς νὰ καταργῇ τὴν ἀντίληψιν τῆς κυματικῆς φύσεως τοῦ φωτός, μᾶς ἀπαλλάσσει ἀπὸ τὴν ἀνάγκην τῆς αὐθαίρετου παραδοχῆς τοῦ αἰθέρος.

Κατὰ τὸν Maxwell, ἕκαστον χρονικῶς μεταβαλλόμενον ἠλεκτρικὸν πεδίου δημιουργεῖ περίξ αὐτοῦ ἐν μαγνητικὸν πεδίου καὶ ἀντιεστρόφως.

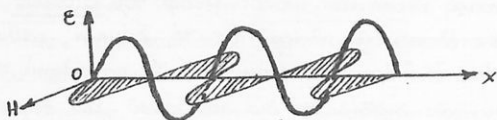
Συνεπῶς, ἐν περιοδικῶς μεταβαλλόμενον ἠλεκτρικὸν πεδίου δημιουργεῖ ἐν χώρῳ ἠλεκτρομαγνητικὴν διαταραχὴν, δηλ. ταχυτάτην μεταβολὴν τῶν ἐντάσεων τοῦ ἠλεκτρικοῦ καὶ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἡ διαταραχὴ αὕτη διαδίδεται ὑπὸ μορφήν κύματος, τὸ ὁποῖον μεταφέρει ἐνέργειαν καὶ πορεύεται μὲ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός, ὡς εἰδείξει ὁ Maxwell. Ἡ ταυτότης τῆς ταχύτητος τῶν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων μὲ τὴν τοῦ φωτός, ἀδήγησεν τὸν Maxwell εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι καὶ τὸ φῶς εἶναι τῆς αὐτῆς φύσεως.

Πειραματικῶς τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα ἐπιβεβαιώθησαν ὑπὸ τοῦ Hertz (παλλόμενον ἠλεκτρικὸν δίπολον τοῦ Hertz). Σήμερον δὲ εἶναι γνωστὸν ὅτι καὶ τὰ φωτεινὰ κύματα εἶναι ἠλεκτρομαγνητικὰ ποῦ αὐτὰ, παραγόμενα κατὰ τὰς ταλαντώσεις τῶν ἠλεκτρονίων τῶν ατόμων τῆς ὕλης ὅταν ταῦτα διεγείρονται.

Εἰς κάθε ἠλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν, ὁρατὴν ἢ ἀόρατον, ἀντιστοιχεῖ μία συχνότης (N), ἥτις εἶναι ἡ συχνότης τοῦ ἠλεκτρομαγνητικοῦ ταλαντωτοῦ. Μὲ τὴν συχνότητα ταύτην περιοδικῶς μεταβάλλεται ἡ ἐντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ καὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἰς τὸ ἠλεκτρομαγνητικὸν κύμα. Ἀνά πᾶσαν στιγμὴν τὰ διανύσματα τῶν ἐντάσεων (H καὶ E) τοῦ μαγνητικοῦ καὶ ἠλεκτρικοῦ πεδίου εἶναι κάθετα μεταξὺ των καθὼς ἐπίσης καὶ πρὸς τὴν διεύθυνσιν (Ox) διαδόσεως τοῦ κύματος (Σχ. 1).

Τὸ μήκος κύματος (λ) τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας ὀρί-

ζεκει ως ή απόστασις μεταξύ δύο διαδοχικῶν σημείων, κατά τήν διεύθυνσιν διαδόσεως τοῦ κύματος, εἰς τὰ ὁποῖα τό κύμα ἔχει, διά τήν αὐτήν στιγμὴν, τὰς αὐτάς τιμὰς καί φοράς τῶν ἐντάσεων τοῦ ηλεκτρικοῦ καί μαγνητικοῦ πεδίου.



Σχ. 1

Χαρακτηριστικόν τοῦ ταλαντωτοῦ καί τοῦ κύματος εἶναι ή συχνότης καί οὐχί τό μήκος κύματος, διότι τοῦτο ἐξαρτᾶται ἀπό τήν ταχύτητα (c) διαδόσεως τοῦ κύματος. Πάντοτε ἰσχύει ή θεμελιώδης ἐξίσωσις τῆς κυματικῆς: $C = \lambda \cdot \nu$. Ὅλαι αἱ συχνότητες εἰς τό κενόν διαδίδονται μέ τήν αὐτήν ταχύτητα ($C_0 = 3 \cdot 10^{10}$ cm. sec⁻¹). Τοῦτο ὁμως δέν συμβαίνει καί εἰς τὰ διάφορα ὑλικά μέσα, ὅπου ή ταχύτης ($C_{\text{ὕλ}}$) εἶναι μικροτέρα τῆς τοῦ κενοῦ (C_0), ἀλλά διά τό αὐτό ὑλικόν μέσον εἶναι διάφορος κατά τὰς διαφορούς συχνότητας. Ἐντεῦθεν ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως ἐνός μέσου ($n = \frac{C_0}{C_{\text{ὕλ}}}$) εἶναι διάφορος διά κάθε συχνότητα. Τά ηλεκτρομαγνητικά κύματα ἔχουν μελετηθῆ κατά τὰς διαφορούς περιοχάς συχνότητων (πλήρες ηλεκτρομαγνητικόν φάσμα) καί αἱ διαφοραὶ ἰδιοτήτων αὐτῶν, κατά τὰς διαφορούς περιοχάς, ἀφείλονται εἰς τήν διάφορον συχνότητα. Οὕτω π.χ. ή συχνότης τῶν φωτεινῶν κυμάτων εἶναι πολύ μεγαλύτερα τῆς τῶν ηλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων τοῦ διπόλου τοῦ Hertz.

ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ ΚΒΑΝΤΑ (Planck)

§ 5. ΓΕΝΙΚΑ. Ἡ κβαντική θεωρία διευτυπώθη ὑπό τοῦ Planck (1900) μέ σκοπόν νά ἐρμηνεύσῃ τοὺς νόμους τῆς θερμικῆς ἀκτινοβολίας τοῦ μέλανος σώματος. Ὀνομάζομεν μέλαν σῶμα ἐν ἰδανικόν σῶμα, τό ὁποῖον ἀπορροφᾷ τελείως ὅλας τὰς ἐπ' αὐτοῦ προσπιτούσας ἀκτινοβολίας. Πρακτικῶς μέλαν σῶμα εἶναι ή αἰθάλη. Τό μέλαν σῶμα θερμινόμενόν ἀρχικῶς ἐρυθροπυροῦται καί βαθμιαίως λευκοπυροῦται (ὡς κάθε στερεόν). Τό φάσμα τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ μέλανος σώματος εἶναι συνεχές καί πειραματικῶς διαπιστοῦται, δι' ἐκάστην θερμοκρασίαν, ἄκτιστος κατανομή τῆς ἐντάσεως τῆς ἀκτινοβολουμένης ἐνεργείας κατά τὰ διάφορα μήκη κύματος, ἐνῶ συγχρόνως δι' ἐν χαρακτηριστικόν δι' ἐκάστην θερμοκρασίαν μῆ-

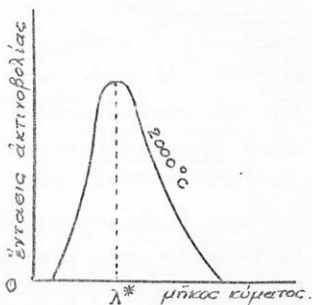
ως κύματος (λ^*) παρουσιάζεται μέγιστον διά την ακτινοβολούμενην ενέργειαν, ως τό Σχ. 2 δεικνύει διὰ πνα σταθεράν θερμείαν (π.χ. 2000°C).

Ἐκ πειραματικῶν μελετῶν ἦσαν γνωστοί, σὶ ἀκόλουθοι δύο νόμοι :

1) Νόμος τῶν Stefan - Boltzmann :

Ἡ ὀλική ἰσχύς ($P_{ολ}$) ἡ ἐκπεμπομένη ὑπὸ τοῦ μέλανος σώματος εἶναι ἀνάλογος τῆς ἐπιφανείας του καὶ τῆς τετάρτης δυνάμεως τῆς ἀπολύτου θερμείας αὐτοῦ. Ἦτοι :

$P_{ολ} = \epsilon \cdot S \cdot T^4$, ἡ σταθερά εὐρέθη :
 $\epsilon = 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ erg. sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{grad}^{-4}$.



(Σχ. 2)

2) Νόμος μετατοπίσεως τοῦ Wien :

Ἀύξανομένης τῆς θερμείας τοῦ μέλανος σώματος, ἐπέρχεται μετατόπισις τοῦ μήκους κύματος (λ^*), εἰς τό ὅποιον τό φάσμα παρουσιάζει τήν μέγιστην ἔντασιν, πρὸς μικροτέρας πλάς, ὥστε νά ἰσχύη ἡ ἐξέσις : $T \cdot \lambda^* = K$, ἔνθα ἡ σταθερά $K = 0,28978 \text{ cm. grad}$.

Ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ θεωρία ἀδυνατεῖ νά ἐρμηνεύσῃ τοὺς ἀνωτέρω νόμους τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ μέλανος σώματος. Ὁ Planck, διὰ τῆς περιφήμου θεωρίας τῶν κβάντα, κατώρθωσε νά διατυπώσῃ ἓνα γενικὸν τύπον, ὅσως παριστᾷ τὸν τρόπον διατομῆς τῆς ἐνέργειας εἰς τὰς διαφορὰς περιοχὰς τοῦ φάσματος τοῦ μέλανος σώματος καὶ ὃ ὅποιος ἔρχεται εἰς πλήρη συμφωνίαν μετὰ τὰ πειραματικὰ δεδομένα.

Ἡ θεωρία τοῦ Planck εἶναι ἀπαραίτητος καὶ διὰ τὴν ἐρμηνείαν ἄλλων φαινομένων (φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον, φαινόμενον Compton κ.ά.). τὰ ὅποια ἐπίσης ἀδυνατεῖ νά ἐρμηνεύσῃ ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ θεωρία.

§ 6. ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ ΚΒΑΝΤΑ. Κατὰ τὸν Planck τὸ φῶς καὶ γενικῶς ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία ἐκπέμπεται ἢ ἀπορροφᾶται ὑπὸ τῶν ταλαντωτῶν οὐκ κατὰ συνεχῆ ἀλλὰ κατὰ ἀσυνεχῆ τρόπον, δηλαδὴ κατὰ στοιχειῶδη ποσά φωτεινῆς καὶ γενικώτερον ἀκτινοβόλου ἐνέργειας, τὰ ὅποια αὐτὸς ἐκάλεσε κβάντα φωτός. Ταῦτα σήμερον καλοῦνται φωτόνια.

Ἐκαστὸν φωτόνιον ἀκτινοβολίας συχνότητος N ἔχει ἐνέργειαν E

παρεχομένην υπό του τύπου : $E = h \cdot N$, ἔνθα h ἡ καλουμένη σταθερά του Planck ἔχουσα τιμὴν : $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ erg. sec (ἐργιοδευτερόλεπτα). Ἡ σταθερά του Planck (h) ἔχει διαστάσεις ἐνέργειας ἐπί χρόνον. Τὸ ποσὸν τοῦτο (ἐνέργεια \times χρόνον) καλεῖται δράσις καὶ ἔχει τὰς αὐτὰς διαστάσεις μὲ τὴν στροφορμὴν, ἥτις εἶναι φυσικὸν ποσὸν ὁμοιοειδὲς μὲ τὴν δράσιν.

Κατὰ τὸν Planck, ὅταν εἰς ἓν φαινόμενον ἐμφανίζεται τὸ ποσὸν τῆς δράσεως ἢ τῆς στροφορμῆς, τότε τοῦτο εἶναι ἀπαραιτήτως ἀκέραιον πολλαπλασίον ἐνός στοιχειώδους τμήματος δράσεως, τοῦ κβάντου δράσεως : $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ erg. sec. Κατὰ συνέπειαν ἡ δράσις (ἢ ἡ στροφορμή) εἶναι εἶα ποσὸν, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν φύσιν ἐμφανίζεται κατὰ στοιχειώδη τμήματα, ἕκαστον τῶν ὁποίων εἶναι ἀδιαίρετον. Ὄταν τοῦτο συμβαίνει δι' ἓν φυσικὸν ποσὸν, λέγομεν ὅτι τοῦτο εἶναι κβαντωμένον.

Δι' ἀκτινοβολίαν ὀρισμένης ευχνότητας N διαπιστοῦται κβάντωσης τῆς ἐνέργειας τῆς, ἀφοῦ αὕτη ἀποτελεῖται ἐκ φωτονίων, ἕκαστον τῶν ὁποίων ἔχει εἰσθερόν ἐνέργειαν $h \cdot N$ (κβάντον ἐνέργειας) καὶ συνεπῶς οἰονδήποτε ποσὸν τῆς ἐν λόγῳ ἀκτινοβολίας θὰ ἔχη ὡς ἐνέργειαν ἀκέραιον πολ/σιον τοῦ $h \cdot N$.

Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ δράσις ἐμφανίζεται πάντοτε κβαντωμένη, ἐνῶ ἡ ἐνέργεια κβαντῶνεται ὅταν καθορισθῇ ἡ ευχνότης, διότι δι' ἀκτινοβολίαν ποικίλων ευχνοτήτων : N_1, N_2 κ.ο.κ τὰ ἀντίστοιχα κβάντα ἐνέργειας (φωτόνια) κατέχουν ἀντιστοιχῶς ἐνέργειαν : $E_1 = hN_1, E_2 = h \cdot N_2$, κ.ο.κ, χωρὶς προφανῶς τὰ ὑφίσταται περιορισμὸς εἰς τὴν μεταξὺ τούτων σχέσιν. Δύναται δηλαδή τὸ hN_1 νὰ διαφέρει ὅσον θέλομεν ὀλίγον τοῦ hN_2 κ.ο.κ.

Ἐπιτεῦθεν ἡ ἐνέργεια συνθέτου ἀκτινοβολίας δέν εἶναι ὑποχρεωτικῶς κβαντωμένη.

§ 7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΕΚ ΤΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ ΤΗΣ ΣΧΕΤΙΚΟΤΗΤΟΣ.

Ἐάν m_0 εἶναι ἡ τιμὴ τῆς μάζης σώματος διὰ πολὺ μικρὸς ταχύτητας (μάζα ἠρεμίας) καὶ m ἡ μάζα τούτου κινουμένου μέ ταχύτητα v (μάζα κινήσεως), τότε ἡ θεωρία τῆς Σχετικότητος (Einstein) δίδει τὰ ἀκόλουθα συμπεράσματα, εἰς τὰ ὁποῖα διὰ τοῦ συμβόλου c ἐννοοῦμεν τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός εἰς τὸ κενόν ($c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec).

1) Μάζα και ταχύτης: $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$. Διά $v \ll c$, τότε $m = m_0$.

2) Όρμη. Αυτή είναι διανυσματικών μεγέθους έχουν μέτρον:

$J = m \cdot v$ ένθα m ή μάζα κινήσεως και όχι ήρεμίας.

Συνεπώς: $J = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$. Διά $v \ll c$, τότε: $J = m_0 v$.

3) Ίσοδυναμία μάζης και ενέργειας. Σώμα μάζης m (κινήσεως)

Ίσοδυναμεί με ενέργειαν: $E = mc^2$. Συνεπώς: $E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$.

Διά $v \ll c$, τότε $E = m_0 c^2$.

4) Πάσα μορφή ενέργειας (E) κέκτηται αδράνεια με αντίστοιχον π-μήν μάζης: $m = \frac{E}{c^2}$.

5) Κινητική ενέργεια σώματος. Αυτή δέον να υπολογίζεται εκ του

τύπου: $E_{κιν} = mc^2 - m_0 c^2$, δηλαδή διά μειώσεως τής Ίσοδυναμίου ενέργειας τής μάζης του κινουμένου σώματος κατά τήν Ίσοδυναμίου ενέργειαν τής μάζης ήρεμίας τούτου. Συνεπώς:

$E_{κιν} = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right]$. Όταν $v \ll c$, τότε ή κινητική ενέργεια

δίδεται υπό του γνωστού τύπου: $E_{κιν} = \frac{1}{2} m_0 v^2$ (εις τόν τύπον τούτον καταλήγει ο προηγούμενος δι' ειδικού λογιισμού).

§ 8. ΜΑΖΑ ΚΑΙ ΟΡΜΗ ΦΩΤΟΝΙΟΥ. Κατά τήν θεωρίαν του Planck,

φωτόνιον ακτινοβολίας ευχρότητος N κατέχει ενέργειαν: $E = hN$ και συνεπώς έχει αδράνεια, δηλ. μάζαν: $m = \frac{E}{c^2} = \frac{hN}{c^2}$. Ήπειδή $c = N \cdot \lambda$ (λ τὸ μήκος κύματος τής ακτινοβολίας εἰς τὸ κενόν), ὅρα $m = \frac{h}{c \cdot \lambda}$.

Συνεπώς: $\mu\acute{\alpha}\zeta\alpha \text{ φωτονίου} : m = \frac{hN}{c^2} = \frac{h}{c \cdot \lambda}$

Ἄρα τὸ φωτόνιον ἔχει μάζαν θὰ ἔχη καὶ ὄρμη, τῆς ὁποίας τὸ μέτρον (J) εἶναι: $J = mc = \frac{hN}{c} = \frac{h}{\lambda}$. Συνεπώς:

$\acute{\omicron}\rho\mu\acute{\eta} \text{ φωτονίου} : J = \frac{hN}{c} = \frac{h}{\lambda}$

§ 9. ΕΡΜΗΝΕΙΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΔΙΑ ΤΗΣ ΚΒΑΝΤΙΚΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ.

A) Φθορισμός. Όταν φθορίζον σώμα δέχεται ακτινοβολίαν ευχρότητος N_{Π} , τότε δέχεται φωτόνια ενέργειας ἑκάστην $h \cdot N_{\Pi}$. Ἡ ἔ-

νέργεια ἐκάστου προσπίπτοντος φωτονίου ἀπορροφᾶται ὑπὸ τοῦ σώματος, τοῦ ὁποίου τὰ στοιχειώδη συστατικά διεξέρχονται διὰ τὰ ἐπιανεκπέμψον δευτερογενῆ φωτόνια N_{ϕ} καὶ συνεπῶς ἐνεργείας $h \cdot N_{\phi}$. Ἐπειδὴ εἶναι πιθανόν μέρος τῆς ἐνεργείας τοῦ προσπίπτοντος φωτονίου νὰ μετατρέπεται εἰς ἄλλην μορφήν ἐνεργείας (π.χ. θερμότητα) διὸ τοῦτο $h N_{\pi} \geq h \cdot N_{\phi}$ καὶ συνεπῶς $N_{\phi} \leq N_{\pi}$ ἢ διὰ τὰ ἀντίστοιχα μήκη κύματος : $\lambda_{\phi} \geq \lambda_{\pi}$, δηλαδή: Ὅμοιοι κῆρες τῆς ἐκ φθοριεμοῦ ἀκτινοβολίας εἶναι μεγαλύτεροι ἢ ἴσων τοῦ μήκους κύματος τῆς προσπιπτούσης ἀκτινοβολίας (Νόμος Stokes).

Β) Φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον. Τὸ φαινόμενον τοῦτο εὐχκεῖται εἰς τὸ ὅτι τὸ φῶς καὶ μάλιστα τὸ ὑπεριώδες ἢ καὶ ἄλλαι ἀκτινοβολίαι κυματικῆς φύσεως (π.χ. Röntgen) ὅταν προσπίπτουν ἐπὶ μετὰλλων ἀποσποῦν ἀπὸ ταῦτα ἠλεκτρόνια (φωτοηλεκτρόνια).

Ὅταν ἐν φωτόνιον προσπίπτῃ ἐπὶ ἐνὸς μετὰλλου τότε ἡ ἐνέργεια τοῦτου ($h \cdot N$) ἢ διαχέεται εἰς τὰ ἄτομα τοῦ μετὰλλου ἢ ἀπορροφᾶται ἀπὸ ἕνα μόνον ἠλεκτρόνιον. Ἄν ἡ ἐνέργεια τοῦ φωτονίου εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη, τὸ ἠλεκτρόνιον ὑπερική τὸς δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι τὸ συγκρατοῦν ἐντὸς τοῦ μετὰλλου καὶ ἐξέρχεται. Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ($\frac{1}{2} m v^2$) τοῦ ἐξερχομένου ἠλεκτρονίου παρέχεται ἀπὸ τὴν φωτοηλεκτρικὴν ἐξίσωσιν τοῦ Einstein : $\frac{1}{2} m v^2 = h N - W_0$, ἔνθα W_0 τὸ καλούμενον ἔργον ἐξαγωγῆς, ὅπερ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ μετὰλλου καὶ τὴν θερ/σίαν καὶ ἐκφράζει τὸ ἔργον τὸ ἀπαιτούμενον διὰ τὴν ὑπερικήσιν τῶν δυνάμεων, αἱ ὁποῖαι συγκρατοῦν τὸ ἠλεκτρόνιον ἐντὸς τοῦ μετὰλλου. Πραφανές εἶναι ὅτι διὰ τὴν ἐξοδὸν τοῦ ἠλεκτρονίου ἐκ τοῦ μετὰλλου πρέπει : $h N \geq W_0$ καὶ συνεπῶς : $N \geq \frac{W_0}{h} = N_0$ (ὀρίκη συχνότης). Ἐπειδὴ $N = \frac{c}{\lambda}$, ἄρα $\lambda \leq \frac{hc}{W_0} = \lambda_0$ (ὀρίκων μήκος κύματος).

Ἐντεῦθεν : 1) Τὰ φωτοηλεκτρόνια ἀποσπῶνται δι' ἀκτινοβολίας μήκους κύματος μικροτέρου ἢ ἴσου ἐνός ὀρισμένου μήκους κύματος χαρακτηριστικῶς διὰ τὸ μετὰλλον (καὶ τὴν θερ/σίαν).

2) Ὁ ἀριθμὸς τῶν φωτοηλεκτρονίων εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν φωτονίων τὰ ὁποῖα προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ μετὰλλου, δηλ. ἀνάλογος πρὸς τὴν φωτεινὴν ροήν.

3) Κατὰ τὴν φωτοηλεκτρικὴν ἐξίσωσιν τοῦ Einstein, ὅσον ἡ συχνότης τῆς προσπιπτούσης ἀκτινοβολίας εἶναι μεγαλύτερα (τὸ μήκος

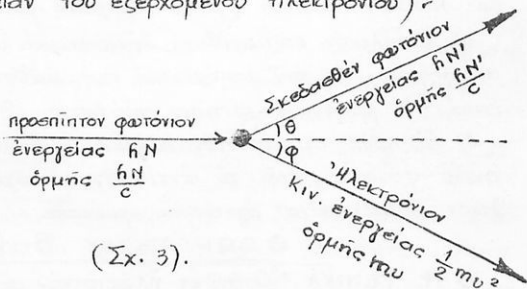
κύματος μικρότερον) επί τοσούτον τὰ ἐξερχόμενα φωτοπλεκτρόνια ἔχουν μεγαλύτεραν ταχύτητα.

Γ) Φαινόμενα Compton. Τοῦτο καταδεικνύει ὅτι τὰ φωτόνια παρουσιάζουν ἰδιότητες εωματιδίων, ἕκαστον τῶν ὁποίων ἔχει μᾶζαν : $\frac{hN}{c^2}$ καὶ ὄρμην μέτρου : $\frac{hN}{c}$ (§ 8). Τοῦτο κατέδειξεν ὁ Compton χρησιμοποιοῦντας δέσμη ἀκτίνων Röntgen προσπίπτουσιν ἐπὶ γραφίτου. Ὁ γραφίτης καθίσταται τότε πηγὴ δευτερογενῶς ἀκτινοβολίας Röntgen συχνότητος N' μικρότερης τῆς συχνότητος N τῆς προσπίπτουσας ἀκτινοβολίας. Συγχρόνως ἀπὸ τὸν γραφίτην ἀποσπῶνται ἠλεκτρόνια. Τὸ φαινόμενον τοῦτο (φαινόμενον Compton) ἐρμηνεύεται ὡς ἀποτέλεσμα ἐλαστικῆς κρούσεως τοῦ προσπίπτοντος φωτονίου μὲν ἠλεκτρονίου τοῦ γραφίτου, τὸ ὁποῖον δύναται νὰ θεωρηθῆρ ἐλεύθερον συνδέσμων. Κατὰ τὴν ἀρχὴν τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας ἰσχύει ἡ ἐξέσις : $h \cdot N = hN' + \frac{1}{2} m v^2$ (ἐνέργεια προσπίπτοντος φωτονίου = ἐνέργεια ἐκπεδομένου φωτονίου εὐν τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν τοῦ ἐξερχομένου ἠλεκτρονίου)

Χαρακτηριστικόν εἶναι ὅτι ἰσχύει καὶ ἡ ἀρχὴ τῆς διατηρήσεως τῆς ὄρμης, ὁπλ. τὸ διανυσματικὸν ἀθροισμα τῆς ὄρμης $\frac{hN}{c}$

τοῦ εκπεδομένου φωτονίου καὶ τῆς ὄρμης

$m \cdot v$ τοῦ ἐξερχομένου ἠλεκτρονίου, ἰσοῦται μὲ τὴν ὄρμην $\frac{hN}{c}$ τοῦ προσπίπτοντος φωτονίου. Τὸ Σχ. 3 δεικνύει παραστατικῶς τὸ φαινόμενον Compton. -



§ 10. ΔΥΪΣΜΟΣ ΤΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ. Πρὸς ἐρμηνεῖαν ὀριζμένων φαινομένων (φωτοπλεκτρικὸν φαινόμενον, φαινόμενον Compton κ.λ.π) γίνεται ἡ παραδοχὴ τῆς διαδόσεως τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας κατὰ κβάντα ἐνεργείας (φωτόνα), ἐνῶ δὲ ἄλλα φαινόμενα (συμβολή, περίθλασις κ.λ.π) ἐπιβάλλεται ἡ παραδοχὴ τῆς κυματικῆς φύσεως τῆς ἀκτινοβολίας. Ἐμφανίζει ἐπομένως ἡ ἀκτινοβολία δυϊσμόν (διπλὴν ὑπόστασιν), ἥτοι ἔχει συγχρόνως εωμοτιόσας καὶ κυματικὰς ἰδιότητες.

Ἐπιπλοῦς τοῦ ἐξεταζομένου φαινομένου ἄλλοτε καθίσταται ἐμφανεῖς αἱ εωματιδιακαὶ καὶ ἄλλοτε αἱ κυματικαὶ ιδιότητες τῆς ἀκτινοβολίας. Διὰ μικρὰς εὐχρότητας ὑπεριεχούσιν αἱ κυματικαὶ ιδιότητες, ἐνῶ διὰ μεγάλας εὐχρότητας ὑπεριεχούσιν αἱ εωματιδιακαὶ τοιαῦται.

Ὁ Louis de Broglie ἐξήτασε θεωρητικῶς τὴν ἀντίστροφον ἐκδοχὴν καὶ ἀπέδειξε ὅτι κινούμενον εωματίδιον μάζης m καὶ ταχύτητος v εἶναι ἰσοδύναμον μὲ κῶμα (ὕλικόν κῶμα) τοῦ ὁποῦ τοῦ μήκους κύματος (λ) παρέχεται ὑπὸ τοῦ τύπου:
$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v}$$

Ἡ κυματικὴ φύσις τῶν κινουμένων εωματίων δακνύεται παραματικῶς ἐκ τῶν φαινομένων συμβολῆς, τὰ ὅποια λαμβάνουν χώραν κατὰ τὴν παράθλασιν ἠλεκτρονίων ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας κρυστάλλων.

Σημ. Μεταξὺ τῶν φωτονίων καὶ τῶν κατὰ τὴν κλασσικὴν Μηχανικὴν ὑλικῶν εωματιδίων (ἠλεκτρονίων, τετρονίων, ἀτόμων) ὑφίσταται αἱ ἐπόμεναι διαφοραὶ:

- 1) Τὸ φωτόνιον κινεῖται πάντοτε μὲ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός καὶ δὲν τοῖται ἠρεμοῦν (μᾶζα ἠρεμίας μηδέν).
- 2) Τὸ ὑλικόν εωματίδιον δύναται γὰρ λάβῃ διαφόρους ταχύτητας μικροτέρας τῆς τοῦ φωτός καὶ ἔχει μᾶζαν ἠρεμίας, μετρομένη κατὰ τὴν βραδείαν κίνησιν τούτου.
- 3) Τὸ πρὸς τὸ φωτόνιον συνδεδεμένον κῶμα εἶναι ἠλεκτρομαγνητικῆς φύσεως, ἐνῶ τὸ ἀντίστοιχον κῶμα ὑλικῶν εωματιδίων (ὕλικόν κῶμα) εἶναι ἀγνώστου φύσεως. -

ΘΕΩΡΙΑ ΤΟΥ ΒΟΗΤ

§ 11. ΓΕΝΙΚΑ. Ὅταν ἐν ἠλεκτρικόν φορτίον ἐπιταχύνεται πρέπει κατὰ τὰς κλασσικὰς ἀντιλήψεις νὰ συνοδεύεται ἀπὸ ἐκπομπὴν ἠλεκτρομαγνητικῶν κύματος, ὡς συμβαίνει εἰς τὸ δίπολον τοῦ Hertz εἰς τὸ ὁποῖον τὰ περιοδικῶς ἐπιταχυνόμενα φορτία ἐκπέμπουν ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα.

Τὰ ἠλεκτρόνια τῶν ἀτόμων, στρεφόμενα περίξ τοῦ πυρήνος, ἔχουν κεντρομόλον ἐπιτάχυνσιν ($\frac{v^2}{r}$), πλὴν ὅμως δὲν ἀκτινοβολοῦν παρά μόνον κατόπιν ἐξωτερικῆς διεγέρσεως, ὅπως εἶναι γνωστὸν ἐκ φαιματικῶν δεδομένων.

Ἐάν ὑφίστατο ἐκπομπὴ ἀκτινοβολίας, κατὰ τὴν κλασσικὴν ἀντιλήψιν, αὕτη θὰ ἐγίνετο εἰς βάρος τῆς ἐνεργείας τοῦ ἠλεκτρονίου, τὸ ὅποιο ἔπρεπε νὰ ἐπεβραδύνετο, διαγράφον ἐλικοειδῆ τροχίαν διὰ νὰ πύ-

ση τελικώς ἐπὶ τοῦ πυρήνος.

Ὁ Βοήρ, διὰ τὰ ἄρρη τὰς ἀντιφάσεις τούτας, διετύπωσε αὐθαίρετως τὰς ἐπομένως δύο συνθήκας, αἵτινες ἔρχονται εἰς πλήρη συμφωνίαν μὲ τὰ δεδομένα τῶν φασματικῶν παρατηρήσεων.

§ 12. ΠΡΩΤΗ ΣΥΝΘΗΚΗ ΤΟΥ ΒΟΗΡ. Συμφώνως μὲ τὴν πρώτην συνθήκην τοῦ Βοήρ (μηχανικὴ συνθήκη) ἐν ἠλεκτρονίον δύναται νὰ στρέφεται περίξ τοῦ πυρήνος μόνον ἐπὶ ἀριθμῶν ἐπιτρεπομένων τροχιῶν, αἱ ὁποῖαι καλοῦνται κβαντικαὶ τροχιαί.

Διὰ τὰς τροχιάς τούτας ἰσχύει ἡ ἐξῆς συνθήκη: «Ἡ στροφορμὴ τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ μίας ἐπιτρεπομένης τροχιάς, διὰ πλήρη περιστροφὴν τοῦ ἠλεκτρονίου, εἶναι ἴση πρὸς ἀκέραιον πολλαπλάσιον τοῦ h ». Ἦτοι: $2\pi \cdot m \cdot v \cdot r = n h$ (1), ἔνθα m ἡ μᾶζα τοῦ ἠλεκτρονίου, v ἡ ταχύτης αὐτοῦ, r ἡ ἀκτίς τῆς κβαντικῆς τροχιάς του καὶ h ἡ σταθερὰ τοῦ Planck. Ὁ ἀκέραιος ἀριθμὸς n ($n = 1, 2, 3, \dots$), χαρακτηριστικὸς τῆς τροχιάς, καλεῖται κύριος κβαντικὸς ἀριθμὸς τοῦ ἠλεκτρονίου.

Ἐπὶ τοῦ στροφομένου ἠλεκτρονίου ἀσκεῖται ἐκ τοῦ πυρήνος, κατὰ τὸν νόμον τοῦ Coulomb, δύναμις ἑλξεως, τῆς ὁποίας τὸ μέτρον εἶναι: $F_c = \frac{e \cdot Ze}{r^2}$, ἔνθα Z ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς. Ἡ δύναμις αὐτὴ ἔχει ἐπιδράσαν κεντρομόλου δυνάμεως: $F_k = \frac{mv^2}{r}$, ἄρα $F_c = F_k$ καὶ συνεπῶς: $\frac{Ze^2}{r} = mv^2$ (2).

Ἐκ τοῦ συστήματος τῶν ἐξισώσεων (1) καὶ (2) εὐρίσκονται αἱ ἀκτίνες τῶν κβαντικῶν τροχιῶν καὶ αἱ ἀντίστοιχοι ταχύτητες. Ἦτοι:

$$r = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Z e^2} \quad (3) \quad \text{καὶ} \quad v = \frac{2\pi Z e^2}{n h} \quad (4)$$

Ἐπειδὴ $n = 1, 2, 3 \dots$ ἔπεται: ὅτι: α) αἱ ἀκτίνες τῶν κβαντικῶν τροχιῶν φαίνονται ὡς τὰ τετράγωνα τῶν ἀκεραίων ἀριθμῶν: 1, 2, 3... β) Ἡ ταχύτης τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ τινος κβαντικῆς τροχιάς εἶναι ἀντεστράφως ἀνάλογος τοῦ κυρίου κβαντικοῦ ἀριθμοῦ.

§ 13. ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΟΥ ΕΠΙ ΚΒΑΝΤΙΚΗΣ ΤΡΟΧΙΑΣ. Τὸ ἐπὶ τινος κβαντικῆς τροχιάς ἠλεκτρόνιον κατέχει ἐνέργειαν κινητικὴν ($E_{κιν}$) καὶ δυναμικὴν ($E_{δυν}$). Ὅς γνωστὸν: $E_{κιν} = \frac{1}{2} m v^2$. Ἡ δυναμικὴ του ἐνέργεια ὀφείλεται εἰς τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίον τῶν δημιουργημένων ὑπὸ τοῦ πυρήνος ἔχοντος θετικῶν φορτίων Ze . Εἰς ἀπόστασιν r ἀπὸ τοῦ πυρήνος, τὸ δυναμικὸν τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου

ου είναι: $\frac{Ze}{z}$ και συνεπώς το ηλεκτρόνιον, έχον φορτίον $-e$, θα κατέχη δυναμικήν ενέργειαν: $E_{δυν} = -\frac{Ze^2}{z}$ ή βάσει τῆς (1)
 $E_{δυν} = -mv^2$. Συνεπώς: $E_{ολ} = E_{κιν} + E_{δυν} = \frac{1}{2}mv^2 - mv^2 = -\frac{1}{2}mv^2$.
 Θετότες ἤδη τὴν τιμὴν τῆς ταχύτητος v ἐκ τῆς σχέσεως (4),

λαμβάνομεν: $E_{ολ} = -\frac{2\pi^2 Z^2 e^4 m}{n^2 h^2}$ (5). Ἡ ἀρνητικὴ τιμὴ τῆς

ὀλικῆς ἐνεργείας σημαίνει ὅτι υφίσταται ἑλκτική δύναμις μεταξύ τοῦ ηλεκτρονίου καὶ τοῦ πυρήνος καὶ συνεπῶς πρέπει νὰ καταβάλωμεν ἔργον διὰ τὴν ἀπομάκρυνσιν τοῦ ηλεκτρονίου ἐκ τῆς κβαντικῆς τροχιάς εἰς ἄλλην μεγαλύτερας ἀκτίνας.

Ὅταν τὸ n αὐξάνεται, ἡ ἀπόλυτος τιμὴ τῆς $E_{ολ}$ ἐλαττοῦται καὶ συνεπῶς, λόγῳ τοῦ ἀρνητικοῦ σημείου, ἡ ὀλικὴ ἐνέργεια αὐξάνεται. Διὰ $n=\infty$ ἡ ὀλικὴ ἐνέργεια λαμβάνει τὴν μεγίστην τῆς τιμὴν: $E_{ολ} = 0$.

Ἐκ τοῦ τύπου (5) προκύπτει ὅτι ἐφ' ὅσον τὸ ηλεκτρόνιον κινεῖται ἐπὶ μιᾶς κβαντικῆς τροχιάς, ἡ ὀλικὴ ἐνέργεια αὐτοῦ εἶναι σταθερὰ καὶ τὸ ηλεκτρόνιον δὲν ἐκπέμπει ηλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν.

Ἐπίσης ἡ ὀλικὴ ἐνέργεια τοῦ ηλεκτρονίου δύναται νὰ λάβῃ μόνον ἀριστέρας τιμὰς, ἔξαρτημένας ἀπὸ τὸν κβαντικὸν ἀριθμὸν. Αἱ τιμαὶ δηλαδὴ τῆς ἐνεργείας τοῦ ηλεκτρονίου εἶναι κβαντωμένα.

Ἡ κβαντικὴ τροχιά τοῦ ηλεκτρονίου, τὴ ὁποία ἔχει τὴν μικροτέραν δυνατὴν ἀκτίνα καλεῖται θεμελιώδης τροχιά. Ἐπὶ τῆς θεμελιώδους τροχιάς τὸ ηλεκτρόνιον ἔχει τὴν μικροτέραν ὀλικὴν ἐνέργειαν.

Διὰ τὸ ἄτομον τοῦ ὑδρογόνου, ὑπὸ συνήθη κατάστασιν (ὅχι ἐν διεγέρσει), τὸ ηλεκτρόνιον στρέφεται ἐπὶ τῆς θεμελιώδους τροχιάς ($n=1$).

§ 14. ΓΕΝΕΣΙΣ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝ. ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ — ΔΕΥΤΕΡΑ ΣΥΝΘΗΚΗ ΤΟΥ ΒΟΗΓ. Θεωρήσωμεν τὸ ἐπιπλοῦστερον τῶν ἀτόμων τὸ τοῦ ὑδρογόνου. Κατὰ τὴν πρῶτην ευνήθειαν τοῦ Βοήγ, τὸ ηλεκτρόνιον τούτου δύναται νὰ στρέφεται περίξ τοῦ πυρήνος μόνον ἐπὶ ἀριστέρων ἐπιτρεπομένων τροχιῶν. Εἰς τὴν κβαντικὴν κατάστασιν τοῦ ἀτόμου, τὸ ηλεκτρόνιον τούτου στρέφεται εἰς τὴν θεμελιώδη κβαντικὴν τροχιάν ($n=1$). Ἡ εὐστάθεια τοῦ ηλεκτρονίου εἰς τὴν τροχιάν ταύτην δικαιολογεῖται λόγῳ τῆς ἐλαχίστης ὀλικῆς ἐνεργείας του. Ἐάν ἤδη εἰς τὸ ἄτομον δοθῇ ἔξωτερικῶς ἐνέργεια, αὕτη ἀπορροφᾶται ὑπὸ τοῦ ηλεκτρονίου. Οὕτω τὸ ηλεκτρόνιον ὀποκτᾷ ἐνέργειαν μεγαλύτεραν τῆς ἀρχικῆς του καὶ μεταπηδᾷ ἀποτόμως εἰς ἄλλην τροχιάν μεγαλύτερας ἀκτίνας καὶ συνεπῶς μεγαλύτερας ἐνεργείας.

Λέγομεν τότε ὅτι τὸ ἄτομον ὑπέστη διέγερσιν, ἢ κατάστασις ὅμας πῶς διεγέρσεως εἶναι ἀσταθῆς καὶ τὸ ἠλεκτρόνιον μετὰ βραχυτάτων χρονικῶν διάστημα (10^{-8} ἕως 10^{-9} sec) ἐπιανέρχεται ταχύτατα εἰς τὴν θεμελιώδη του τροχίαν. Κατὰ τὴν ἐπίοδον ταύτην τοῦ ἠλεκτρονίου ἐλευθεροῦται ἐνέργεια, ἢ τις ἐκπέμπεται ὑπὸ μορφῆν ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας.

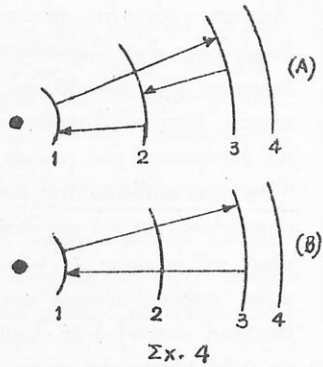
Ἡ δευτέρα συνθήκη τοῦ Bohr (ὀπτική συνθήκη) ἀφορᾷ τὴν γένεσιν τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης καὶ διατυπῶνται ὡς ἐξῆς « Τὰ ἠλεκτρόνια στρέφονται περὶ τὸ πυρῆος ἐπὶ τῶν ἐπιτρεπομένων, βῆσει τῆς πρώτης συνθήκης, τροχιῶν, καθὼς ἢ κινήσεις των καὶ συνοδεύεται ἀπὸ ἐκπομπῆν ἀκτινοβολίας. Ἐκπομπὴ ἀκτινοβολίας λαμβάνει χώραν, ὅταν τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπηδᾷ ἀπὸ μιᾶς κβαντικῆς τροχιάς μεγαλύτερας ἐνεργείας εἰς τροχίαν μικροτέρας ἐνεργείας. Ἐἰς ἕκαστον δὲ τοιούτων ἄλλα ἐκπέμπεται ἐν μόνον φωτόνιον, τοῦ ὁποίου ἡ ἐνέργεια ἰσαῦται μὲ τὴν διαφορὰν ἐνεργειῶν τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ τῶν δύο κβαντικῶν τροχιῶν ».

Ἐἴν καλεσῶμεν $E_{αρχ}$ τὴν ὀλικὴν ἐνέργειαν τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ τῆς ἀρχικῆς τροχιάς καὶ $E_{τελ}$ τὴν ὀλικὴν ἐνέργειαν αὐτοῦ ἐπὶ τῆς τελικῆς τροχιάς ($E_{αρχ} > E_{τελ}$), ἡ διαφορὰ $E_{αρχ} - E_{τελ}$ θὰ παριστᾷ τὴν ἐνέργειαν τοῦ ἐκπεμπομένου φωτονίου καὶ συνεπῶς ἡ δευτέρα συνθήκη τοῦ Bohr (ὀπτικὴ συνθήκη) γράφεται: $E_{αρχ} - E_{τελ} = h \cdot \nu$ (6), ἔνθα h ἡ συχνότης τῆς ἐκπεμπομένης ἀκτινοβολίας καὶ h ἡ σταθερὰ τοῦ Planck.

Προφανές εἶναι ὅτι κατὰ τὴν διέγερσιν, καθ' ἣν τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπηδᾷ ἀπὸ μιᾶς κβαντικῆς τροχιάς μικροτέρας ἀκτίνος πρὸς ἄλλην μεγαλύτερας, πρέπει τὸ ἠλεκτρόνιον καὶ ἀπορροφᾷ ἐνέργειαν ἴσην μὲ τὴν διαφορὰν τῶν ὀλικῶν ἐνεργειῶν τούτου ἐπὶ τῶν δύο κβαντικῶν τροχιῶν. Ἐπομένως ἡ ἐνέργεια ἀπορροφᾶται (κατὰ τὴν διέγερσιν) ἢ ἀποδίδεται (κατὰ τὴν ἀκτινοβολίαν) καθ' ὄρισμένα τμήματα (κβάντα) καὶ συνεπῶς ἡ ἐνέργεια τοῦ ατόμου μεταβάλλεται μόνον κατὰ κβάντα.

Ἐἰς τὸ παράδειγμα τοῦ ατόμου τοῦ ὑδρογόνου, τὸ ἠλεκτρόνιον τούτου δύναται, κατὰ τὴν διέγερσιν, καὶ μεταπηδῆν ἐκ τῆς πρώτης κβαντικῆς τροχιάς (θεμελιώδους) εἰς τὴν δευτέραν ἢ τὴν τρίτην ἢ καὶ ἀκόμα ἀνωτέραν, ἀνάλογα μὲ τὴν ἐνέργειαν τὴν ὁποίαν ἔξωθεν θὰ προλάβῃ. Ἡ ἐπίοδος τοῦ ἠλεκτρονίου ἐκ μιᾶς ἀνωτέρας τροχιάς πρὸς τὴν θεμελιώδη δὲν εἶναι ἀπαραίτητον καὶ χίνη κατ' εὐθείαν, δι' εἰς μόνον ἄλματος, ἀλλὰ καὶ δι' ἐνδιαμέσων ἄλμάτων ἀπὸ τροχιάς εἰς τροχίαν.

Ούτω π.χ. τὸ Σχ. 4 (Α καὶ Β) δεικνύει διέ-
 χερσιν τοῦ ἡλεκτρονίου τοῦ ἀτόμου τοῦ ὕδρο-
 γόνου ἐκ τῆς πρώτης κβαντικῆς τροχιάς εἰς
 τὴν τρίτην. Ἡ ἐπιστροφή τούτου πρὸς τὴν θε-
 μελιώδη δύναται νὰ γίνη ἐκ τῆς τρίτης κβαν-
 τικῆς τροχιάς πρὸς τὴν δευτέραν ὑπὸ ἀπόδο-
 σιν ἐνός φωτονίου ἐνεργείας : $hN = E_3 - E_2$
 καὶ ἐν συνεχείᾳ εἰς τὴν πρώτην (θεμελιώδη)
 ὑπὸ ἀπόδοσιν ἑτέρου φωτονίου ἐνεργείας :
 $hN' = E_2 - E_1$ (Σχ. 4, Α) ἢ νὰ ἐπιστρέψῃ
 ἀπὸ εὐθείας ἐκ τῆς τρίτης εἰς τὴν πρώτην



κβαντικὴν τροχιάν (Σχ. 4, Β) ὑπὸ ἀπόδοσιν φωτονίου ἐνεργείας : $hN'' = E_3 - E_1$,
 ἔθθα E_1, E_2, E_3 αἱ ἐπιτελῶς καθωρισμένοι ὀλικαί ἐνέργειαι τοῦ ἡλεκτρονίου
 εἰς τὰς ἀντιστοιχοῦσας κβαντικὰς τροχιάς (1^η, 2^η καὶ 3^η). Κατὰ τὰς μετα-
 πιδίσεις ταύτας ἡ συχνότης τῆς ἐκάστοτε ἐκπεμπομένης ἡλεκτρομαγνητικῆς
 ἀκτινοβολίας εἶναι ἐπιτελῶς καθωρισμένη : $N = \frac{E_3 - E_2}{h}$, $N' = \frac{E_2 - E_1}{h}$ καὶ $N'' = \frac{E_3 - E_1}{h}$.
 Οὕτω δικαιολογεῖται ἡ γραμμικὴ μορφή τοῦ φάσματος τοῦ ὕδρογόνου καὶ ἐρ-
 μινεύονται αἱ συχνότητες τῶν φασματικῶν γραμμῶν αὐτοῦ, μὲ πλήρη συμφω-
 νίαν πρὸς τὴν παρατήρησιν.

§ 15. ΙΟΝΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΑΤΟΜΟΥ ΤΟΥ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ. Ὄταν ἡ ἐνέργεια, ἥτις
 προσφέρεται ἔξωθεν εἰς τὸ ἄτομον τοῦ ὕδρογόνου, εἶναι πολὺ μεγάλη, τότε εἶναι δυ-
 νατὸν τὸ ἡλεκτρόνιον τούτου νὰ ἀπομακρυνθῇ ἄρκετὰ ἐκ τοῦ πυρήνος καὶ πρακτικῶς
 νὰ μὴ ὑφίσταται τὴν ἐπίδρασιν τούτου. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην τὸ ἡλεκ-
 τρὸνιον ἀπομακρύνεται ὀριστικῶς ἐκ τοῦ ἀτόμου καὶ ἐναπομένει θετικὸν συγ-
 κρότημα (ὅπλ. ὁ πυρὴν τοῦ ὕδρογόνου) τὸ ὁποῖον καλεῖται ἰόν. Τὸ φαινόμενον τού-
 το καλεῖται ἰονισμός καὶ ἡ διὰ τὸν ἰονισμόν ἀπαιτούμενη ἐνέργεια καλεῖται
ἔργον ἰονισμοῦ. Κατὰ τὸν ἰονισμόν δὲν παρατηρεῖται κβάντισις τῆς ἀπορρο-
 φουμένης ἐνεργείας. Δηλαδή, ἐν φωτόνιον ἐνεργείας (hN) μεγαλύτερας τοῦ
 ἔργου ἰονισμοῦ ἀπορροφᾶται ὑπὸ τοῦ ἡλεκτρονίου, ἀνεξαρτήτως τῆς πηκῆς
 τῆς ἐνεργείας του. Ἡ ἐπι πλέον ἐνέργεια τούτου (hN μείον τὸ ἔργον ἰο-
 νισμοῦ) ἀναურίσκεται ὡς κινητικὴ ἐνέργεια εἰς τὸ ὀριστικῶς ἀπομακρυν-
 θέν ἡλεκτρόνιον. -

ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

§ 16. ΦΥΣΙΚΗ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑ. Το έτος 1896 ο Γάλλος φυσικός Becquerel παρατήρησεν ὅτι ἄλατα τοῦ οὐρανίου ἔχουν τὴν ἰδιότητα, χωρὶς καμμίαν ἐξωτερικὴν ἐπίδρασιν, νὰ προεβάλλουν φωτογραφικὴν πλάκα περιτυλιγμένην ὑπὸ μέλανος χαρτίου, ἐπίσης καὶ ἰονίζουν τὸν ἀέρα καὶ νὰ διεγείρουν πολλὰ σώματα πρὸς φθορισμὸν.

Βραδύτερον τὸ ζεῦγος Curie κατέβρωσε νὰ ἀπομονώσῃ ἐν νέον στοιχεῖον, τὸ ράδιον, ἔχον πολὺ περισσότερον ἐκπαρρασμέναις τὰς ἀνωτέρω ἰδιότητες. Στοιχεῖα ἔχοντα τοιαύτας ἰδιότητας καλοῦνται ραδιενεργὰ καὶ τὸ φαινόμενον ραδιενέργεια. Ἡ ραδιενέργεια ἀφίεται, ὡς θὰ γνωρίσωμεν, εἰς τὴν ἀστάθειαν τῶν πυρηνῶν τῶν ἀτόμων τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων καὶ δὲν ἐπιπράττεται ἀπὸ τὸν χημικὸν ἐνδωθεμον αὐτῶν μὲ ἄλλα στοιχεῖα οὔτε ἀπὸ καμμίαν ἐξωτερικὴν αἰτίαν (θερσίαν, πίεσιν, ἠλεκτρικὰ ἢ μαγνητικὰ πεδία κ.λ.π.). Σήμερον εἶναι γνωστὰ πολλὰ ραδιενεργὰ στοιχεῖα (περὶ τὰ 30), ὡς τὸ οὐράνιον, τὸ θόριον, τὸ ἀκτίνιον κ.λ.π., ἀνήκοντα περὶ τὸ τέλος τοῦ περιοδικοῦ συστήματος (μεγάλου ἀτομικοῦ βάρους).

§ 16. ΑΚΤΙΝΕΣ : α, β, γ . Ἡ λεπτομερὴς μελέτη τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων, γινομένη ἰδίως ὑπὸ τοῦ Rutherford, κατέδειξεν ὅτι ταῦτα ἐκπέμπουν αὐτομάτως καὶ ἀνευ οὐδεμιᾶς ἐξωθεν διεγέρσεως, τρία εἶδη ἀκτίνων, αἵτινες διεθνῶς χαρακτηρίζονται διὰ τῶν γραμμάτων α, β καὶ γ .

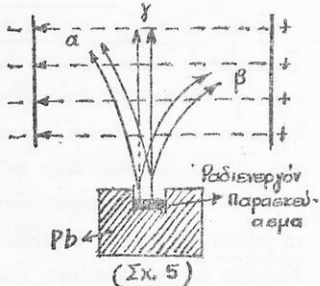
1) Αἱ ἀκτίνες α εὐρέθη ὅτι ἀποτελοῦνται ἀπὸ θετικῶς ἠλεκτρισμένα σωμάτια, καλοῦμενα σωμάτια α . Τὸ σωμάτιον α δὲν εἶναι ἄλλο τι παρά ὁ πυρὴν τοῦ ἀτόμου τοῦ ἡλίου καὶ φέρει δύο στοιχειώδη ἠλεκτρικὰ φορτία (+2e). Ἡ ταχύτης τῶν ἀκτίνων α εὐρέθη 15000 μέχρι 25000 km/sec (ἐμβέλεια : 2 μέχρι 10cm).

2) Αἱ ἀκτίνες β εὐρέθη ὅτι ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἀρνητικῶς ἠλεκτρισμένα σωμάτια, καλοῦμενα σωμάτια β . Τὸ σωμάτιον β δὲν εἶναι ἄλλο π παρά ἐν ἠλεκτρόνιον. Ἡ ταχύτης τῶν ἀκτίνων β εὐρέθη 120000 μέχρι 290000 $\frac{\text{km}}{\text{sec}}$ (ἐμβέλεια : ἀρκεταὶ δεκάδες μέτρα).

3) Αἱ ἀκτίνες γ κατεδείχθησαν φύσεως ἠλεκτρομαγνητικῆς (ἀπὸ θέσεως ἐν σχέσει μὲ τὰς α καὶ β , αἵτινες εἶναι σωματιδιατικῆς φύσεως). Αὐταὶ ἔχουν μικρὸν κώματος μικρότερον τοῦ μήκους κώματος καὶ τῶν σκληροτέρων ἀκτίνων β τῶν ὑπὸ τῶν ἰατρῶν ἀκτινολόγων χρησιμοποιουμένων καὶ ἐπομένως εἶναι πλέον ἰσοδυναμικὰ τούτων (διαπεροῦν στρώμα μολύβδου ἀρκετοῦ πάχους).

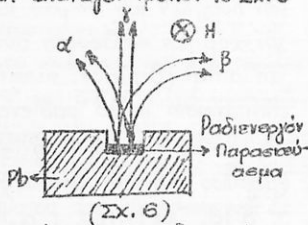
§ 17. ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΑΚΤΙΝΩΝ α, β, γ . Ἐξ διαφόρων ραδιενεργῶν

στοιχείων ἄλλα (ὡς τὸ ράδιον) ἐκπέμπουν εσωμάτια α, ἐνῶ ἄλλα (ὡς τὸ ἀκτί-
νιον) ἐκπέμπουν εσωμάτια β. Εἰς πόλλας περι-
πτώσεις ἡ ἐκπομπή τῶν εσωματίων α ἢ β ευ-
κοδεύεται καὶ ἀπὸ ἐκπομπῆν ἀκτίνων γ.
Τὸ ἠλεκτρικὸν καὶ τὸ μαγνητικὸν πεδίου προ-
καλοῦν τὸν διαχωρισμὸν τῶν ἀκτινοβολιῶν
τούτων (α, β, γ).



Τὸ Σχ. 5 δεικνύει τὸν διαχωρισμὸν, ἐντός
ἠλεκτρικοῦ πεδίου, τῆς ἀκτινοβολίας ποσότη-
τος διαφόρων ραδιενεργῶν οὐσιῶν, τεθείσης
ἐντός κοιλότητος ἐπὶ πλατῆς ἐκ μολύβδου. Κατ' ἀνάλογον τρόπον τὸ Σχ. 6
παριστᾷ πάλιν τὸν διαχωρισμὸν τούτων, ἐντός
ὁμοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, τὸ ὁποῖον διευθύ-
νεται καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ σχήμα-
τος καὶ ἐκ τῶν ἔμπροσθεν πρὸς τὰ ὀπίσθεν.

Ἐκ τοῦ τρόπου ἐκτροπῆς τῶν ἀκτίνων α συμ-
περαίνομεν ὅτι φέρουν θετικὴν φορτίον, ἐνῶ
ἐκ τῆς ἀντιθέτου ἐκτροπῆς τῶν ἀκτίνων β, εὐνόησον ὅτι αὐτὰ φέρουν
ἀρνητικὴν φορτίον. Τέλος αἱ ἀκτίνες γ, ὡς μὴ ἐκτρέπομεθα, ἑστερῶνται
φορτίου. Αὗται, ὡς προαναφέρθη, δὲν εἶναι ἠλεκτρικῶς φορτισμένα εσωμα-
τίδια ὁλλὰ ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία.



§ 18. ΣΕΙΡΑΙ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ. Πειραματικῶς εὑρέθη ὅτι
τὸ ράδιον προέρχεται ἀπὸ τῆν μεταστοιχείωσιν τοῦ Οὐρανίου. Ἡ μεταστοι-
χείωσις τοῦ Οὐρανίου δὲν γίνεται ἀπ' εὐθείας πρὸς ράδιον αὐτε ἑαματιᾶ
εἰς αὐτό.

Με ἀπαρκῆν τὸ Οὐράνιον καὶ διὰ διαδοχικῶν μεταστοιχειώσεων δημιουργεῖ-
ται ὁλοκλήρως σειρά, ἥτις σειρά τοῦ οὐρανίου καλεῖται, ἡ ὁποία ὡς ἐνδι-
μεσον προῖόν ἔχει τὸ ράδιον καὶ καταλήγει εἰς τὸν σταθερὸν μολύβδον. Πλὴν
τῆς σειράς τοῦ Οὐρανίου ὑφίστανται δύο ἄλλαι εἰσαί, ἡ μία με ἀπαρκῆν
τὸ ἀκτίνιον (Ac) καὶ ἡ ἕτερα τὸ θόριον (Th).

Καὶ αἱ εἰσαί αὗται (ἀκτινίου καὶ θορίου) κατόπιν διαδοχικῶν μεταστοιχειώ-
σεων ἔχουν ὡς τελικὴν σταθερὸν προῖόν τὸν μολύβδον.

Σημ. Φυσικῆ ραδιενέργειαν παρουσιάζουσι, πλὴν τῶν στοιχείων τῶν ἀνα-
γέρων σειρῶν, καὶ τινὰ ἄλλα ὡς τὸ κάλιον, ὁ ἀνθράξ, τὸ ρουβίδιον κ.λπ.

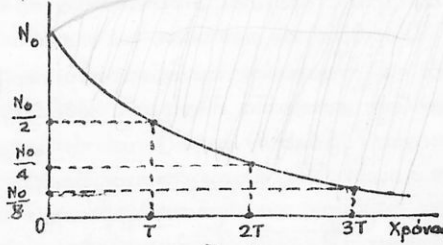
§ 19. ΜΕΤΑΣΤΟΙΧΕΙΩΣΙΣ. Ἐκ τῆς μελέτης τῆς ραδιενεργείας προέω-

ψε. τὸ συμπέρασμα ὅτι: "οἱ πυρῆνες τῶν ἀτόμων τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων εἶναι ἀεταθῆς". Συμβαίνει δηλαδὴ εἰς εὐδὴς σπυρομάτου ἐκρήξεως τοῦ ἀτομικοῦ πυρῆτος. Σήμερον γνωρίζομεν ὅτι τὰ σωμάτια α καὶ β καθὰς καὶ αἱ ἀκτῖνες γ ἐκπέμπονται ἀπὸ τὸ ἐσωτερικόν τῶν πυρῆτων κατὰ τὴν διάσπασιν τούτων. Ἐπειδὴ τὰ ἐκπεμπόμενα σωμάτια α καὶ β εἶναι φορτιστὰ καὶ μᾶζαν, ὁ μετὰ τὴν διάσπασιν προκύπτων πυρῆν (θυγατρικῆς πυρῆν) εἶναι διάφορος τοῦ πρὸ τῆς διάσπασεως (μητρικὸς πυρῆν) καὶ συνεπῶς ἐπέρχεται μεταστοιχειώσεις. Ἡ βασικὴ ἀρχὴ τῆς Χημείας, καθ' ἣν εἰς αἰσαθητῆσθε χημικῆς μεταβολῆς, ὁ ὄλικός ἀριθμὸς τῶν ἀτόμων εἰς ἑνὸς στοιχείου παραμένει ἀμετάβλητος, πρέπει ἄλλοι νὰ θεωρητῆται ὡς ἰσχύουσα ὑπὸ τὸν ὅρον ὅτι δὲν λαμβάνουν χώραν μεταστοιχειώσεις.

Ἡ ἀπελευθερωμένη ἐνέργεια, ὑπὸ μορφήν μηχανικῆς ἐνεργείας τῶν σωματιδίων α καὶ β καὶ ὑπὸ μορφήν ἐνεργείας φωτονίων (ἀκτῖνες γ), ἐρμηνεύεται ὡς ἀποτέλεσμα τῆς αὐτομάτου μετατροπῆς μέρους τῆς μᾶζης τοῦ ἀτόμου πρὸς ἐνέργειαν.

§ 20. ΧΡΟΝΟΣ ΥΠΟΔΙΠΛΑΣΙΑΣΜΟΥ. Ὁ ρυθμὸς, καθ' ὃν διασπῶνται οἱ πυρῆνες τῶν ἀτόμων ραδιενεργῶ πνός στοιχείου, διεπιστώθη ὅτι ἐπιτελεῖται κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε ἐκαστὸν ραδιενεργόν στοιχεῖον νὰ χαρακτηρίζεται ἀπὸ τὸν ἀπαιτούμετον χρόνον ὑποδιπλασιασμοῦ τοῦ στοιχείου. Ὀνομάζομεν χρόνον ὑποδιπλασιασμοῦ (ἢ ἡμιζωὴν) εἰς ἑνὸς ραδιενεργῶ στοιχείου τὸν χρόνον ἐντὸς τοῦ ὁποίου μεταστοιχειώνεται τὸ ἡμῖον τῆς ἀρχικῆς μᾶζης τοῦ στοιχείου. Ὁ χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ (T) εἶναι χαρακτηριστικὸς δι' ἕκαστον ραδιενεργόν στοιχεῖον. Ὑπάρχουν στοιχεῖα μακρόβια, δηλ. μεγάλως ἡμιζωῆς, ἐνῶ ἄλλα εἶναι βραχύβια, δηλ. μικρῶς ἡμιζωῆς.

Ὁ χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ εἰς τὰ διάφορα στοιχεῖα διασπῶνται ἀπὸ 10^{10} ἔτη (θόριον) μέχρι 10^{-9} sec (θόριον C'). Διὰ τὸ ράδιον εἶναι $T = 1600$ ἔτη περίπου. Οὕτω π.χ. εἰάν σήμερον ἔκαμεν 1gr ράδιον, μετὰ πάραυτον 1600 ἔτων θὰ εἴη ἀπομείνη $\frac{1}{2}$ gr, μετὰ ἕτερα 1600 ἔτη θὰ ἀπομείνη τὸ ἡμῖον τοῦ ἡμίσεως, δηλ. $\frac{1}{4}$ gr κ.ο.κ.



Σχ. 7

Τὸ Σχ. 7 δεικνύει τὴν ἐλάττωσιν τοῦ ἀριθμοῦ τῶν πυρῆτων, οἱ ὁποῖοι δὲν διασπῶνται, παρερχομένου τοῦ χρόνου. Εἰς τὴν ἀρχὴν τοῦ χρόνου ὑπάρχουν

αυρήνες N_0 , μετά χρόνον T (ήμισυή) έναπομένουν αδιάσπαστοι πυρήνες $\frac{N_0}{2}$, μετά ἕτερον χρόνον T (συνολικῶς $2T$) έναπομένουν $\frac{N_0}{4}$ ($\frac{N_0}{2^2}$) αδιάσπαστοι πυρήνες, μετά ἕτερον χρόνον T (συνολικῶς $3T$) ἐκπομένουν $\frac{N_0}{8}$ ($\frac{N_0}{2^3}$) πυρήνες κ.ο.κ.

§ 21. ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΟΣ. Πλὴν τῆς φυσικῆς μεταστοιχειώσεως, ἣ ὁποία, ὡς γνωστὸν, ὀφείλεται εἰς τὴν αὐτόματον ἐκρηξίν τοῦ πυρήνος, τῶν φυσικῶν ραδιενεργῶν στοιχείων, σήμερον ἐπιτυχάνεται τεχνικῶς ἡ διάσπασις τῶν πυρήνος σταθερῶν στοιχείων, ἥτις καλεῖται τεχνητὴ μεταστοιχειώσις. Ἐκ διαφορῶν περαμίστων διασπᾶσεως πυρήνων, προέκυψεν ὅτι ὅλοι οἱ πυρήνες ἀποτελοῦνται ἐκ δύο βασικῶν σωματιδίων ἐκ τῶν ὁποίων τὸ ἓν καλεῖται πρωτόνιον καὶ τὸ ἕτερον νετρόνιον. Τὰ δύο ταῦτα σωματίδια καλοῦνται νουκλεόνια, διότι συνιστοῦν τοὺς πυρήνας (nucleus = πυρήν).

α) Τὸ πρωτόνιον εἶναι ὁ πυρήν τοῦ ὑδρογόνου καὶ εἰδικώτερον τοῦ ἑλαφροτέρου ἰσοτόπου τοῦ ὑδρογόνου (§ 24). Ἡ μᾶζα ἡρεμίας τούτου (m_p) εἶναι 1836 φορές μεγαλύτερα τῆς μᾶζης ἡρεμίας τοῦ ἠλεκτρονίου, δηλ. $m_p = 1,67 \cdot 10^{-24}$ gr. Τὸ πρωτόνιον φέρει εἰς στοιχειῶδες θετικὸν φορτίον ($4e$), τὸ ὁποῖον ἀπολύτως ἰσοῦται μὲ τὸ φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb).

β) Τὸ νετρόνιον εἶναι σωματίδιον ἠλεκτρικῶς οὐδέτερον τοῦ ὁποίου ἡ μᾶζα εἶναι περίπου ἴση μὲ τὴν μᾶζαν τοῦ πρωτονίου.

§ 22. ΑΡΙΘΜΟΣ ΠΡΩΤΟΝΙΩΝ ΚΑΙ ΝΕΤΡΟΝΙΩΝ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΟΣ. Ὡς γνωστὸν (§ 1) εἰς τὸν πυρήνα τοῦ ἀτόμου εἶναι συγκεντραμμένη σχεδὸν ὅλη ἡ μᾶζα τοῦ ἀτόμου, ἀφοῦ ἡ μᾶζα τῶν σπρεφομένων ἠλεκτρονίων εἶναι ἐλαχίστη ἐναντι τοῦ πυρήνος. Ὁ πυρήν ὅμας ἀποτελεῖται ἀπὸ πρωτόνια καὶ νετρόνια καὶ ἐπειδὴ τὰ νετρόνια δὲν ἔχουν ἠλεκτρικὸν φορτίον, ἀφο τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ πυρήνος ὀφείλεται ἀποκλειστικῶς εἰς τὰ πρωτόνια τούτου.

Ὁ ἀριθμὸς τῶν πρωτονίων τοῦ πυρήνος εἶναι ἴσος μὲ τὸν συνολικὸν ἀριθμὸν τῶν ἠλεκτρονίων τοῦ ἑξωτερικοῦ περιβλήματος καὶ οὕτω τὸ ἄτομον ἐμφανίζεται συνολικῶς ἠλεκτρικῶς οὐδέτερον. Ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς (Z) εἰς στοιχείου (§§ 1 καὶ 3) ἐκφράζει καὶ τὸν ἀριθμὸν τῶν πρωτονίων, τὰ ὁποῖα περιέχει ὁ πυρήν. Ἄν εἰς τὸν ἀτομικὸν ἀριθμὸν (Z) προσθέσωμεν τὸν ἀριθμὸν (N) τῶν νετρονίων τοῦ πυρήνος λαμβάνομεν τὸν καλούμενον μαζικὸν ἀριθμὸν (M). Ἐπομένως $M = Z + N$. Τὰ ἀτομικὰ βάρη τῶν διαφορῶν στοιχείων δὲν εἶναι ἀκέραιοι ἀριθμοί. Ὁ μαζικὸς ἀριθμὸς εἶναι ὁ πλησιέστερος πρὸς τὸ ἀτομικὸν βᾶρος ἀκέραιος ἀριθμὸς. Οὕτω π.χ. τὸ ἀτομικὸν βᾶρος τοῦ νατρίου εἶναι 22,99 καὶ ἐπομένως ὁ μαζικὸς ἀριθμὸς αὐτοῦ εἶναι 23. Ὅταν ἐπομένως διδε-

ταί ὁ μαζικός ἀριθμός (ἢ τὸ ἀτομικὸν βάρος) καὶ ὁ ἀτομικὸς ἀριθμός, τότε, ἐκ διαφορᾶς, ὑπολογίζεται ὁ ἀριθμὸς τῶν νετρονίων τοῦ πυρήνος $N = M - Z$.
 Γιὰ τὸ νάτριον εἶναι $M = 23$ καὶ $Z = 11$, ὅρα $N = 12$.

§ 23. ΣΥΜΒΟΛΙΚΗ ΓΡΑΦΗ ΑΤΟΜΙΚΕΝ ΠΥΡΗΝΕΝ. Ὁ πυρὴν καθὲς ἀτομοῦ συμβολίζεται διὰ τοῦ γνωστοῦ συμβόλου (Σ) τοῦ στοιχείου ἐκατέρωθεν τοῦ ὁποίου σημειοῦνται οἱ δύο ἀριθμοί, δηλαδὴ ὁ ἀτομικὸς (Z) καὶ ὁ μαζικός (M) ἀριθμὸς ὡς ἑξῆς: Σ^M . Οὕτω π.χ. ὁ πυρὴν τοῦ ἡλίου συμβολίζεται He^4 , ἀφοῦ ἀποτελεῖται ἀπὸ 2 πρωτόνια (ἀτομικὸς ἀριθμὸς) καὶ δύο νετρόνια (μαζικός ἀριθμὸς $2+2=4$). Ἐπίσης ὁ πυρὴν τοῦ νατρίου σημειοῦται Na^{23} (11 πρωτόνια καὶ $23-11=12$ νετρόνια). Ὁ πυρὴν τοῦ κοινοῦ ὕδρογόνου συμβολίζεται H^1 , σὺτὸ εἶναι καὶ τὸ σύμβολον τοῦ πρωτονίου μὲ τὸ ὁποῖον ταυτίζεται ὁ πυρὴν τοῦ κοινοῦ ὕδρογόνου. Ἐπίσης διὰ τὸ πρωτόνιον γίνεται κρῖσις συμβόλου: p^+ .

Σημ. Τὸ σύμβολον τοῦ πυρήνος τοῦ ἡλίου: He^4 παριεῖται καὶ τὸ θαμάσιον α. Τὸ τετρόνιον συμβολίζεται: α^+ , τὸ ἠλεκτρόνιον συμβολίζεται: ${}_{-1}e^-$, θεωροῦντες τὴν μάζαν αὐτοῦ ἀμελητέην (οἱ κάτω δεῖξαι δεικνύουσι τὸ φορτίον καὶ οἱ ἀνω τὴν μάζαν).

§ 24. ΙΣΟΤΟΠΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ. Οὕτω καλοῦνται τὰ στοιχεῖα, τὰ ὁποῖα εἰς τὸν πυρὴνα περιέχουν τὸν αὐτὸν ἀριθμὸν πρωτονίων (Z), διάφορον ὅμως ἀριθμὸν νετρονίων (N). Ὡς ἔχομε τὸν αὐτὸν ἀριθμὸν πρωτονίων θὰ ἔχουν καὶ τὸ αὐτὸ ἠλεκτρονιακὸν περίβλημα καὶ ἐπομένως τὰς αὐτὰς χημικὰς ἰδιότητες. Ἐπομένως, ἀπὸ χημικῆς ἀπόψεως, θεωροῦνται ὡς ἓν στοιχεῖον. Ἐκλήθησαν ἰσότοπα διότι εἰς τὸ περιοδικὸν εὐθετήμα κατέχουν τὴν αὐτὴν θέσιν. Οὕτω π.χ. τὸ κλάριον εὐρέθη ὅτι εἶναι μίγμα δύο ἰσοτόπων, τῶν ὁποίων οἱ πυρὴνες ἀντιστοιχῶς εἶναι: Cl^{35} (17 πρωτόνια, 18 νετρόνια) καὶ Cl^{37} (17 πρωτόνια, 20 νετρόνια). Τὸ μίγμα τούτων εἶναι εἰς τοιαύτην ἀναλογίαν ὥστε τὸ προσδιοριζόμενον ἀτομικὸν βάρος τοῦ φυσικοῦ κλαρίου νὰ εἶναι: 35,457. Τὸ ὕδρογόνον εὐρέθη ὅτι εἶναι μίγμα τριῶν ἰσοτόπων. Τὸ πρῶτον εἶναι τὸ εὐήθεον ἢ ἑλαφρὸν ὕδρογόνον (πρωτόνιον) καὶ ἐξ αὐτοῦ κυρίως ἀποτελεῖται τὸ φυσικὸν ὕδρογόνον. Ὁ πυρὴν τοῦ πρωτίου, ὡς γνωστὸν, καλεῖται πρωτόνιον (${}_1H^1$). Τὸ δευτέρον ἰσότοπον τοῦ ὕδρογόνου καλεῖται βαρὺ ὕδρογόνον ἢ δευτέριον (D) καὶ ἀπαντᾷ εἰς πολὺ μικροτέρας ἀναλογίας εἰς τὸ φυσικὸν ὕδρογόνον (1: 7000). Ὁ πυρὴν τούτου ἀποτελεῖται ἐξ ἑνὸς πρωτονίου καὶ ἑνὸς νετρονίου καὶ καλεῖται δευτερόνιον (${}_1H^2$). Ἡ τρίτη ἰσότοπος μορφή τοῦ ὕδρογόνου καλεῖται ὑπερβαρὺ ὕδρογόνον ἢ τρίσιον καὶ δὲν εὐρίσκεται εἰς

σταθεράν κατάσειν εἰς τὴν φύσιν. Ὁ πυρὴν του συμφορεῖται ἐξ ἐνός πρωτονίου καὶ δύο νετρονίων (${}_1\text{H}^3$).

Σημ. Ὑδωρ περιέχει δευτέριον (D), ἀπὸ ἐλαφροῦ ὑδρογόνου, καλεῖται βαρὺ ὕδωρ (D_2O). Τοῦτο ἔχει φυσικὰς ιδιότητες διαφόρους τοῦ κοινοῦ ὕδατος (H_2O).

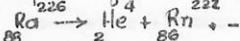
Τοῦ ὀξυγόνου υπάρχουν τρία ἰσότοπα : ${}_8\text{O}^{16}$, ${}_8\text{O}^{17}$ καὶ ${}_8\text{O}^{18}$. Ἐν τῇ φύσει υπάρχουν καὶ στοιχεῖα ἅπανα στερεοῦνται ἰσοτόπων, ὡς π.χ. τὸ νάτριον, ὁ χρυσοῦς καὶ ἄλλα. Τὰ περισσότερα ὅμως εἶναι μίγματα ἰσοτόπων μορφῶν καὶ ἐνίοτε πολλῶν (ὁ κορεσμένος τῆς φύσεως ἔχει 10 ἰσότοπα). Τὸ πειραματικῶς προσδιοριζόμενον ἀτομικὸν βάρος αὐτῶν καθορίζεται ἐκ τῆς ἀναλογίας τῶν ἰσοτόπων τοῦ στοιχείου εἰς τὴν μάζαν τοῦ φυσικοῦ στοιχείου.

§ 25. ΠΟΖΙΤΡΟΝΙΟΝ. Τὸ ποζιτρόνιον εἶναι σωματίδιον ἀνεκαλυφθὲν ὑπὸ τοῦ Anderson (1932) εἰς τὴν κοσμικὴν ἀκτινοβολίαν. Τοῦτο ἔχει μάζαν ἴσην πρὸς τὴν μάζαν τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ φέρει ἓν στοιχειῶδες θετικὸν φορτίον (ἀπολύτως ἴσον μὲ τὸ φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου). Τὸ ποζιτρόνιον συμβολίζεται : e^+ καὶ ἀντιπροσωπεύει τὸ θετικὸν ἀντίστοιχον τοῦ ἠλεκτρονίου, τὸ ἀντιἠλεκτρόνιον. Ἐμφάνις ποζιτρονίων παρατηρήθη εἰς ὄρισμένας πυρηνικὰς διασπείσεις. Ταῦτα συνιστοῦν ἀκτινοβολίαν β^+ , ἥπερ, ὡς ἡ β^- , εἶναι πυρηνικὴς προλεύσεως.

§ 26. ΔΙΔΥΜΟΣ ΓΕΝΕΣΙΣ. Πειραματικῶς ἔχει δειχθῆ ὅτι, ὅταν φωτόνια μεγάλης ἐνέργειας ($h\nu$), ὡς εἶναι τῶν ἀκτίνων γ , προσκρούουν ἐπὶ ἀτόμων ὕλης, τότε εἶναι δυνατόν ταῦτα νὰ ἐξαφανίζονται καὶ ἀπὸ ἐνός φωτονίου νὰ ἐμφανίζονται δύο σωματίδια : ἓν ἠλεκτρόνιον καὶ ἓν ποζιτρόνιον. Τὸ φαινόμενον τοῦτο, κατὰ τὸ ὅποιον ἐπέρχεται ὕλοποιήσις τῆς ἐνέργειας τοῦ φωτονίου, ἐκλήθη δίδυμος γένεσις. Ἡ ἐμφανιζομένη μάζα (τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ ποζιτρονίου) προέρχεται ἐκ τῆς ἐνέργειας ($h\nu$) τοῦ φωτονίου, ἥπερ, κατὰ τὴν ἐξίσωσιν : $E = mc^2$, ὑλοποιεῖται. Ἡ δίδυμος γένεσις παρατηρεῖται μόνον, ὅταν τὸ ἐπὶ τῆς ὕλης προσκρούον φωτόνιον ἔχει ἐνέργειαν ($h\nu$) μεγαλύτεραν ὀρισμένως πρὸς τὴν μάζαν τοῦ παραγομένου ζεύγους (ἠλεκτρονίου - ποζιτρονίου). Ἡ πλεονάζουσα ἐνέργεια τοῦ φωτονίου ἀνευρίσκεται ὡς κινητικὴ ἐνέργεια ἐπὶ τῶν δύο ἑτεροτύμων σωματιδίων. Ἡ δίδυμος γένεσις μᾶς δεικνύει ὅτι εἶναι δυνατὴ ἡ ὕλοποιήσις τῆς ἐνέργειας, συμφώνως μὲ τὴν ἐξίσωσιν τοῦ Einstein ($E = mc^2$) τῆς ἰσοδυναμίας μάζης καὶ ἐνέργειας.

§ 27. ΑΙ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑΙ α, β, γ. 1) Ραδιενέργεια α. Ἄστη ἀποτε-

λέγεται από σωμάτια α, δηλ. πυρήνας ήλιου (${}^4_2\text{He}$). Κάθε σωμάτιο α αποτελείται από δύο πρωτόνια και δύο νετρόνια του πυρήνος, τό όποια κατά την ραδιενεργόν διάσπασιν εκδιώκονται εκ του πυρήνος, ως εν σταθερόν συγκρότημα, μετά μεγάλης ταχύτητας. Από εν καθαρόν ραδιενεργόν ισότοπον όλα τά εκππεμπόμενα σωμάτια α έχου την αὐτήν ἀρχικὴν ταχύτητα, ήτις, κατά την κίνησίν των εἰς τόν ἀέρα, ἐλαττοῦται μέχρι μηδενισμοῦ. Συνεπῶς παρουσιάζεται σταθερά ἐμβέλεια (μῆκος διαδρομῆς), ήτις ἀπό στοιχείου εἰς στοιχείον κυμαίνεται μεταξύ 2 καί 10 cm. Κατά την διάσπασιν πυρήνος πνός ὑπό ἐκπομπήν ἑνός σωματίου α, ὁ προκύπτων νέος πυρήν (θυγατρικός) ἔχει ἀτομικόν ἀριθμόν κατὰ 2 μικρότερον τοῦ ἀρχικοῦ πυρήνος (μητρικοῦ), μαζικόν δέ ἀριθμόν μικρότερον κατὰ 4. Συνεπῶς τό στοιχείον ὑφίσταται μεταστοιχειώσιν καί ὀπισθοδρομεῖ κατὰ δύο θέσεις εἰς τό "περιοδικόν σύστημα". Δυσκίμεθα ἐπομένως γενικῶς νά γράψωμεν: $\sum^M \rightarrow {}^4_2\text{He} + \sum_{(Z-2)}^{(M-4)}$, π. x:



2) Ραδιενέργεια β. Αὐτή ἀποτελεῖται ἀπό σωμάτια β, δηλ. ἠλεκτρόνια (e^-). Τά σωμάτια εκπέμπονται ὑπό των ραδιενεργῶν πυρήνων καί ἐπειδή ἕκαστον σωμάτιον β ἔχει φορτίον -e καί μάζαν ἀμελητέαν, διά τοῦτο, ἐκπομπή ἑνός σωματίου β, συνεπάγεται αὐξησιν τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ κατὰ 1, ἐνῶ ὁ μαζικός ἀριθμός μένει ἀμετάβλητος. Συνεπῶς τό στοιχείον ὑφίσταται μεταστοιχειώσιν καί προχωρεῖ κατὰ μίαν θέσιν εἰς τό "περιοδικόν σύστημα". Δυσκίμεθα ἐπομένως γενικῶς νά γράψωμεν: $\sum^M \rightarrow e^- + \sum_{(Z+1)}^M$, π. x. ${}_{89}^{228}\text{Ac} \rightarrow e^- + {}_{90}^{228}\text{Th}$. Ἡ ἐκπομπή σωματίου β (ἠλεκτρονίου) ἐκ τοῦ πυρήνος ἐρμηνεύεται διά τῆς γενέσεως τούτων κατὰ τήν στιχημί τῆς ἐκπομπῆς του, ἀφοῦ ὁ πυρήν, ως γνωστόν, ἀποτελεῖται μόνον ἀπό πρωτόνια καί νετρόνια (νουκλεόνια). Συμβαίνει δηλαδή μετατροπή ἑνός νετρονίου εἰς ἕν πρωτόνιον καί ἕν ἠλεκτρόνιον κατὰ τήν ἐξίσωσιν: ${}_0^1\text{n} \rightarrow {}_1^1\text{H} + e^-$ (1). Εἰς τήν ἐξίσωσιν ταύτην οἱ κάτω δείκται δεικνύουσι τό φορτίον καί οἱ ἄνω τήν μάζαν. Οὗτοι, ἐξετάζοντες πρῶτον καί δεῦτερον μέλος, διαπιστοῦμεν τό ἀμετάβλητον πῦ ὄλικού φορτίου [$0 = 1 + (-1)$] καθῶς καί τό ἀμετάβλητον τῆς μάζης ($1 = 1 + 0$).

Σημ. Εἰς τήν ἀκτινοβολία +β εκπέμπονται ποζιτρόνια (e^+). Κατά τήν ἐκπομπήν ἑνός ποζιτρονίου ἐπέρχεται μεταστοιχειώσιν καί ὁ θυγατρικός πυρήν ἔχει ἀτομικόν ἀριθμόν κατὰ 1 μικρότερον τοῦ μητρικοῦ, ἐνῶ ὁ μαζικός ἀριθμός μένει ἀμετάβλητος κατὰ τήν γενικὴν ἐξίσωσιν: $\sum^M \rightarrow e^+ + \sum_{(Z-1)}^M$. Ἐπέρχεται ἐπομένως ὀπισθοδρομία κατὰ μίαν θέσιν εἰς τό "περιοδικόν σύστημα".

Καί τά ποζιτρόνια, ως τά ἠλεκτρόνια, παράγονται κατὰ τήν στιχημί τῆς

έκπομπής των διά μετατροπής ενός πρωτονίου ες έν τετρόνιον κατά την εξίσωσιν : $H^1 \rightarrow \overset{+1}{p} + e^0$ (2).—

3) Ραδιενέργεια χ . Αύτη παράγεται από τους ραδιενεργούς πυρήνας μετά την έκπομπήν του εωματιδίου α ή β και είναι ώς γνωστόν ηλεκτρομαγνητικής φύσεως, δηλ αποτελείται από φωτόνια, τα όποια εκπέμπει ο θυματρικός πυρήν, λόγω διεγέρσεως τούτου μετά την έκπομπήν εωματιδίου α ή β . Η ακτινοβολία χ ούδεμίαν μεταβολήν έπιφέρει ες τόν ατομικόν ή μαζικόν αριθμόν του στοιχείου. Μόλιον ο πυρήν μεταπίπτει ες κατωτέρα ενεργειακήν σταθμη (ευσταθεστέρα κατάσταση).

§ 28. ΤΟ ΝΕΤΡΙΝΟ. Τα εωμάτια β ή $\beta + \bar{\nu}$ τα προερχόμενα εξ είνος καθαρού ραδιενεργού ισοτόπου δέν εξέρχονται μέ την αυτήν άρχικήν ταχύτητα και έπομένως δέν παρουσιάζουν σταθεράν έμβέλειαν (άντιθεσις προς τα εωμάτια α). Η έρμηνεία του παραδόξου τούτου φαινομένου εδόθη υπό του Pauli διά της παραδοχής ενός εωματιδίου ουδέτερου και άσημάτου μάζης ήρεμίας (σχεδόν μηδενικής), τό όποίον άνομάσθη νετρίνιο (ν). Μέ την εισαγωγήν του νετρίνου αι εξισώσεσι (1) και (2) της προηγουμένης παραγράφου γράφονται : $\overset{+1}{p} \rightarrow \overset{+1}{H} + e^0 + \bar{\nu}^0$ και $\overset{+1}{p} \rightarrow \overset{+1}{n} + e^0 + \bar{\nu}^0$, ένθα $\bar{\nu}^0$ τό άντινετρίνιο, τό όποίον εξέρχεται του πυρήνος όμου μετά του άρνητικου ήλεκτρονίου και ν^0 τό νετρίνιο τό όποίον εξέρχεται όμου μετά του θετικου ποζιτρονίου. Η εκ του πυρήνος ενεργεια κατά την ραδιενέργειαν β ή $\beta + \bar{\nu}$ θεωρείται σταθερά, πλην όμως ή διάφορος έμβέλεια των εωματιδίων β ή $\beta + \bar{\nu}$ εξηγείται εκ της διαφόρου κατανομής ταύτης ες τό ελάχιστε προκείμεν ζεύγος εωματιδίων ($e^0 + \bar{\nu}^0$ ή $e^0 + \nu^0$). "Οστε τό νετρίνιο είναι ουδέτερον εωματιδίον άσημάτου μάζης και γεννάται, όταν έν τετρόνιον μεταβάλλεται ες πρωτόνιον (άντινετρίνιο) ή αντίστροφως όταν έν πρωτόνιον μεταβάλλεται ες τετρόνιον (νετρίνιο).—

§ 29. ΜΟΝΑΔΕΣ ΜΑΖΗΣ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ. Είς την Χημείαν, ώς γνωστόν, διά την ειγμείν των μάζων των ατόμων (ή μαρίαν) των διαφόρων στοιχείων (ή καθαρισμένων εωμάτιων) λαμβάνεται ώς μονάς τό $\frac{1}{16}$ της μάζης του ατόμου του όξυγονου, δηλαδή του φυσικου όξυγονου, τό όποίον είναι μίγμα τριών ισοτόπων μορφών αυτού (§ 24).

Είς την ατομικήν και πυρηνικήν φυσικήν διά την μέτρειν της μάζης των ατόμων και πυρήνων λαμβάνεται ώς μονάς τό $\frac{1}{16}$ της μάζης του άφθονώτερου ες την φύσιν υπάρχοντος ισοτόπου του όξυγονου (${}_8O^{16}$). Η μονάς αύτη ονομάζεται μονάς ατομικής μάζης (Μ. Α. Μ ή amu) και εώρέθη ότι είναι : $1 \text{ amu} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ gr.}$ —

Επίσης ες την ατομικήν και πυρηνικήν φυσικήν ή ενεργεια μετρείται ες ηλεκτρονοβόλτ (ev). $1 \text{ ev} = 1 \text{ e. volt} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ cb. volt} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ εστ.}$

§ 30. ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΣΥΝΔΕΣΕΩΣ - ΕΛΕΙΜΜΑ ΜΑΖΗΣ. Τα πραινόνια και ετρο

νια εντός του ατομικού πυρήνος συνδέονται στενότερα. Διά τον αποχωρισμόν τούτων πρέπει να δαπανηθῇ ἐνέργεια, ἥτις δι' ἕκαστον τούτων ὑπολογίζεται ὅτι ἀνέρχεται εἰς 6 μέχρι 8 MeV (1 MeV = 10^6 eV). Ἡ ἐνέργεια αὕτη ἐλευθεροῦται κατά τὴν σύνδεσιν πρωτονίων - νετρονίων πρὸς ἐκχηματισμόν πυρήνος καὶ καλεῖται ἐνέργεια συνδέσεως. Ἡ ἐλευθερουμένη ἐνέργεια προέρχεται ἀπὸ τὴν μετατροπὴν ἀ- ριευμένης μάζης πρὸς ἐνέργειαν, βάσει τῆς ἀρχικῆς ἰσοδυναμίας μάζης καὶ ἐνεργείας.

Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον δικαιολογεῖται καὶ ἡ παρατηρούμενη ἀπώλεια μάζης, ὅταν ἐκχηματίζονται ατομικοὶ πυρήνες ἀπὸ πρωτόνια καὶ νετρόνια. Αἱ μετρήσεις δηλ. δεικνύουσι ὅτι ἡ μάζα τοῦ πυρήνος εἶναι πάντοτε μικροτέρα τοῦ ἀθροίσματος των μαζῶν τῶν πρωτονίων καὶ νετρονίων αὐτοῦ. Τὸ ἔλλειμα μάζης ἀνευρίσκε- ται ἂν ἀπὸ τὸ ἀθροίσμα των μαζῶν τῶν πρωτονίων καὶ νετρονίων τοῦ πυρήνος ἀ- φαιρέσωμεν τὴν πραγματικὴν μάζαν τοῦ πυρήνος. Τὸ ἔλλειμα μάζης ἰσοδυναμεῖ μὲ τὴν ἐνέργειαν συνδέσεως καὶ ὅσοι μεγαλύτεροι εἶναι, τόσοι σταθερώτεροι εἶ- ναι ὁ ατομικῶς πυρῆν.

ΤΕΧΝΗΤΗ ΔΙΑΣΠΑΣΙΣ ΠΥΡΗΝΩΝ

§ 31. ΠΥΡΗΝΙΚΑΙ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ. Εἰς τὰ ραδιενεργὰ στοιχεία οἱ πυρῆνες εἶ- ναι ἐκ φύσεως ἀεταθεῖς, καὶ ἐπέρχεται αὐτόματος διάσπασις τούτων. Ὁ ἄνθρω- πος ὅμως ἐπέτυχεν τὴν τεχνητὴν διάσπασιν ἀκόμη καὶ σταθερῶν πυρήνων διὰ κα- ταλλήλου βομβαρδισμού τούτων μὲ σωμάτια ταχέως κινούμενα, π.χ. μὲ σωμάτια α ἢ πρωτόνια ταχέως κινούμενα. Τὰ σωμάτια ταῦτα φέρουσι, ὡς γνωστόν, θετικῶν φορτίων καὶ ἡ μεγάλη ταχύτης εἶναι ἀπαραίτητος διὰ νὰ κατορθωθῇ ἡ διεισδυσίς τού- των εἰς τὸν πυρῆνα, ὅστις τὰ ἀπαθεῖ, ἀφοῦ καὶ οὗτος φέρει θετικῶν φορτίων. Ἐξαι- ρεσιν ἀποτελοῦν τὰ νετρόνια, τὰ ὁποῖα, ὡς οὐδέτερα, διεισδύουσι εὐκολώτερον εἰς διαφόρους πυρῆνας, χωρὶς νὰ ἀπαιτῆται μεγάλη ταχύτης τούτων. Διὰ τοῦτο, τὰ νετρόνια ἔχουσι ἰδιαιτέραν σημασίαν ὡς βλήματα.

Τὴν πρώτην τεχνητὴν πυρηνικὴν ἀντίδρασιν ἐπέτυχεν ὁ Rutherford βομβαρδι- σασ πυρῆνας ἀζώτου (${}^7_3\text{N}^{14}$) μὲ σωμάτια α (${}^4_2\text{He}^4$) δηλ. πυρῆνας ἥλιου. Ὅταν ἐν σωμάτιον α προσκρούσῃ ἐπὶ πυρῆνος ἀζώτου, τότε αὗτος διασπᾶται καὶ ἐκπέμπει ἓν πρωτόνιον (${}^1_1\text{H}^1$) ἐνῶ ἐναπομένει πυρῆν ὅσπερ ἀνήκει εἰς τὸ ὄξυγονον, ὃχι ὅμως εἰς τὸ συνήθες ὄξυγονον (${}^8_6\text{O}^{16}$), ἀλλὰ εἰς τὸ σπανιότερον ἰσότοπον αὐτοῦ (${}^8_6\text{O}^{17}$).

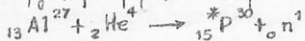
Ἡ ἐξίσωσις τῆς τιαυτῆς πυρηνικῆς ἀντιδράσεως εἶναι: ${}^7_3\text{N}^{14} + {}^4_2\text{He}^4 = {}^8_6\text{O}^{17} + {}^1_1\text{H}^1$.

Ὅπως παρατηροῦμεν κατὰ τὰς πυρηνικὰς ἀντιδράσεις ἐπιτυγχάνεται τεχνητὴ μεταστοι- χεωσις.

§ 32. ΤΕΧΝΗΤΗ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑ. Εἰς ὠρισμένους πυρηνικὰς ἀντιδράσεις παρά- χονται ἀεταθεῖς ατομικοὶ πυρῆνες, οἱ ὁποῖοι αὐτομότως διασπῶνται, ὅπως οἱ φαι-

και ραδιενεργoi πυρηνες. Εις αυτας τας περιπτωσης ειπιτυχανεται η παρασκευη τεχνητων ραδιενεργων στοιχειων, τα οποια καλούνται και τεχνητα ραδιενεργα ισοτοπα, διότι είναι ισοτοπα σταθερων στοιχειων, τα οποια υπάρχουν εις την φύσιν και έχουν τας αυτας με ταυτα χημικας ιδιότητες, με την διαφοραν οτι είναι ασταθη και συμπεριφέρονται ως τα φυσικα ραδιενεργα στοιχεία.

Επι παραδειγματι δια βομβαρδισμού του αργιλλίου ($_{13}\text{Al}^{27}$) με αματία α ($_{2}\text{He}^4$) λαμβάνεται τεχνητός ραδιενεργός φωσφόρος και νετρόνιον κατά την εξίσωσιν:

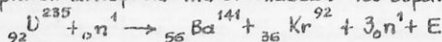


Ο πυρήν όμως του τεχνητού ραδιενεργού φωσφόρου είναι ασταθής και διασπάζεται αυθιμάτως προς τον σταθερόν πυρήνα ενός ισοτόπου του πυριτίου ($_{14}\text{Si}^{30}$) υπό εύχρονον έκπομπήν ενός ποζιτρονίου ($_{+1}\text{e}^0$) κατά την αντίδρασιν: $_{15}\text{P}^{30} \rightarrow _{14}\text{Si}^{30} + _{+1}\text{e}^0$.

Εις τού τεχνητού ραδιενεργού φωσφόρου (ραδιοφωσφόρου) σήμερον παρασκευάζονται πολλά άλλα ραδιενεργα ισοτοπα (ραδιοϊσοτοπα), π.χ. ραδιενεργός άνθραξ, ραδιενεργόν ιώδιον κ.λ.π. Ταυτα έχουν μεγάλην σημασίαν δια βιολογικας μελέτας η δια θεραπευτικους σκοπούς.

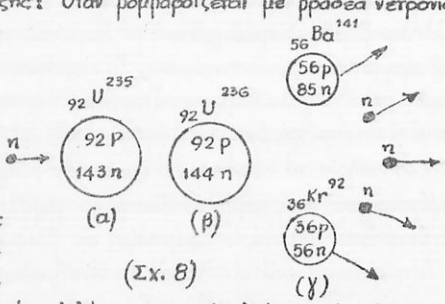
§ 33. ΔΙΑΣΠΑΣΙΣ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΟΣ ΤΟΥ ΟΥΡΑΝΙΟΥ. Τα κύρια ισοτοπα του φυσικού ουρανίου (U) είναι δύο: $_{92}\text{U}^{238}$ και $_{92}\text{U}^{235}$ (υπάρχει και τρίτον λίαν σπάνιον $_{92}\text{U}^{234}$). Το έχον μαζικόν αριθμόν 235 απαστά εις τό φυσικόν ουράνιον υπό αναλογίαν 1:140, έχει όμως μίαν σπουδαιότατην ιδιότητα την οποίαν δέν έχει τό αφρονώτερον ($_{92}\text{U}^{238}$).

Η ιδιότης αυτή του $_{92}\text{U}^{235}$ είναι η εξής: Όταν βομβαρδίζεται με βραδέα νετρόνια (Σχ. 8α) διασπάζεται. Καί άρχως εν νετρόνιον ενσωματωείται εις τον πυρήνα τουτου εκρηματιζομένου του ισοτόπου $_{92}\text{U}^{236}$ (Σχ. 8β). Το παρτηόν όμως τουτο ισοτόπον είναι ασταθές και ο πυρήν αυτού υφίσταται, εν ευτεχειεί, διάσπασιν προς δύο νέους ατομικους πυρήνας υπό εύχρονον έκπομπήν τριών νετρονίων (Σχ. 8γ). Τό φαινόμενον τουτο καλεΐται εσχόσις. Κατά την τοιαύτηνσχόσιν εκλύεται τεραστία ενέργεια (περίπου 180 MeV) διότι τα προϊόντα τηςσχόσεως εκτινάσσονται μετά μεγίστης ταχύτητας. Η ενέργεια αυτή καλεΐται ατομική ενέργεια (E) και τελικώς μετατρέπεται προς θερμότητα. Η πυρηνική αντίδρασις της διασπάσεως του ουρανίου είναι:



Η ατομική ενέργεια (E) προέρχεται από την διαφοράν μάζης, ητις εμφανίζεται μεταξύ των άρχικων και των τελικων προϊόντων της ανωτέρω πυρηνικης αντιδράσεως.

§ 34. ΑΛΥΣΙΔΕΤΑΙ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ. Άνωτέρω είδομεν οτι κατά την διάσπασιν του πυρήνος $_{92}\text{U}^{235}$ παράγονται τρία δευτερογενή νετρόνια. Υπό άριεμ-



νας προϋποθέσεις, έκαστον τούτων δύναται νά προκαλέσῃ τήν διάσπασιν ἑτέρου πυρῆτος οὐραίου, ὁπότε θά προκύψουν πάλιν τρία δευτερογενῆ τετρόνια δύναμενα νά διασπασθοῦν ἄλλους πυρῆτας οὐραίου κ.α.κ. Κατ' αὐτόν τόν τρόπον ἡ ἀντίδρασις θά ἐξαικλιθεῖ μόνη τῆς καί μάλιστα μέ γεωμετρικῶς αὐξανομένην ταχύτητα, καταλήγουσα τελικῶς εἰς ἑκρήξιν. Τας τοιαύτας αὐτοσυντηρήτους πυρηνικάς ἀντιδράσεις ὀνομάζομεν ἀλυσιδαιῖς ἀντιδράσεις.

Διό τῶν πραγματοποιήσεων τῆς ἀλυσιδαιῖς ἀντιδράσεως πρέπει τὸ οὐράνιον νά εἶναι τελείως καθαρόν, ἵνα μή τὰ δευτερογενῆ τετρόνια ἀπορροφῶνται ἀπὸ ξένιας προεμίξεως. Ἐπίσης εὐρέθη ὅτι πρέπει ἡ μάζα τοῦ οὐραίου νά εἶναι ἴση ἢ μεγαλύτερα τῆς καλουμένης κρίσιμου μάζης, διότι, ἂν εἶναι μικρότερα ταύτης, τὰ δευτερογενῆ τετρόνια διαφεύγουν εἰς τὸ περιβάλλον, πρὶν συναντήσων ἄλλους πυρῆτας οὐραίου καί ἡ ἀντίδρασις δέν συνεχίζεται. Τέλος ἐπεδὴ τὰ ἐκ τῆς σχάσεως τοῦ πυρῆτος προκύπτοντα τετρόνια ἔχουν πολὺ μεγάλην ταχύτητα, ἐκτὸς ἢ ἀντίδρασις ἀπαιτεῖ βραδέως κινούμενα τετρόνια, ἀπαιτεῖται διάταξις ἀμφοδύσεως τῶν τετρονίων (μετριάσις). Ὡς μετριάσις χρησιμοποιοῦνται ὄλικά τὰ ὁποῖα δέν ἀπορροφῶν τετρόνια, ὡς εἶναι ὁ καθαρὸς χρομίτης ἢ τὸ βαρὺ ὕδωρ.

§ 35. ΑΤΟΜΙΚΗ ΒΟΜΒΑ. Ἡ κατασκευὴ τῆς ἀτομικῆς βόμβας ἐπιρρίζεται εἰς τὰς ἀλυσιδαιῖς πυρηνικάς ἀντιδράσεις. Πρὸς ἀποφυγὴν πρῶτον ἐκρήξεως τὸ σχασίμου ὕλικόν, π.χ. ${}_{92}^{235}\text{U}$, φέρεται εἰς δύο τμήματα, ἕκαστον τῶν ὁποίων εἶναι μικρότερον τῆς κρίσιμου μάζης, ἐνῶ τὸ ὄλικόν ποσὸν εἶναι μεγαλύτερον ταύτης. Ὅταν ταῦτα ἐνωθῶν, παρουσιάζει πηγὴν νετρονίων, ἡ ἀλυσιδαιῖς ἀντιδράσις ἀρχεται καί ἕως τοῦ γεωμετρικῶς αὐξανομένου ρυθμοῦ ταύτης καταλήγει ταχύτατα εἰς ἑκρήξιν μέ ἐξόχως καταστρεπτικὰ ἀποτελέσματα. Ταῦτα ὀφείλονται εἰς τὴν ἀναπτυσσομένην ὑψηλοτάτην θερμότητα καὶ εἰς τὰς δημιουργουμένας μεγάλας πιέσεις, καθὼς ἐπίσης καὶ εἰς τὴν παραγομένην ἐντονὸν ἀκτινοβολίαν γ. Τὰ παραζόμενα ραδιενεργὰ προϊόντα καθιστοῦν ἐπὶ μακρὸν τὸν καιρὸν τῆς ἐκρήξεως ἐπικίνδυνον διὰ τὴν διατήρησιν τῆς ζωῆς.

§ 36. ΑΤΟΜΙΚΟΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡ. Πρὸς ἐκμετάλλευσιν τῆς ἀτομικῆς ἐνεργείας δι' εἰρηνικοὺς σκοποὺς ἀπαιτεῖται ἡ μετατροπὴ τῆς ἐκρηκτικῆς ἀντιδράσεως εἰς ἐλεγχόμενην τοιαύτην. Νά πορεύεται δηλ. ἡ ἀντίδρασις μέ σταθερὰν ταχύτητα, ἥτοι ὁ ἀριθμὸς τῶν σχάσεων, ἀνά μονάδα χρόνου τὸ πρῆται σταθερὸς. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται σήμερον εἰς τοὺς ἀτομικοὺς ἀντιδραστήρας. Εἰς τοὺς τοῦτος ἐντὸς τοῦ σχασίμου ὕλικου (π.χ. ${}_{92}^{235}\text{U}$) παρεμβάλλονται φύλλα καδμίου, τὰ ἅποια ἔχουν τὴν ἰδιότητα νά ἀπορροφῶν τετρόνια καὶ οὕτως νά ρυθμίζουν τὴν ἀντίδρασιν.

Ἡ ταχύτης τῆς ἀντιδράσεως ρυθμίζεται νά εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη, ἀποδίδουσα σημαντικὴν ἐνέργειαν ὑπὸ μορφήν θερμότητος, ἱκανὴν νά θέσῃ εἰς κίνησιν ἀτμοσφῆρον, ὅπως κινεῖ γεννήτριαν, τρεπομένης οὕτως τελικῶς τῆς ἀτομικῆς ἐνεργείας πρὸς ἠλεκτρικὴν.

§ 37. ΠΡΟΕΛΕΥΣΙΣ ΤΗΣ ΑΤΟΜΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ. Ἡ ἀτομικὴ ἐνέργεια ἀφαιλεῖται ἀπὸ τὸ ὅτι κατὰ τὰς πυρηνικὰς ἀντιδράσεις ἀριθμὴν μᾶζα μετατρέπεται εἰς ἐνέργειαν, βάσει τῆς ἀρχῆς τῆς ἰσοδυναμίας μᾶζης καὶ ἐνέργειας. Συμφάνως μὲ τὴν γνωστὴν ἐξίσωσιν τοῦ Einstein: $E = mc^2$, μᾶζα $m = 1gr$ τρεπομένη πρὸς ἐνέργειαν ἀποδίδει: $E = 9 \cdot 10^{20} \text{ erg} = 25 \cdot 10^6 \text{ KWh}$, ποσὸν ἐνέργειας τεράστιον.

Κατὰ τὴν ἐσχάτην τοῦ ${}_{92}\text{U}^{235}$ τὰ λαμβανόμενα προϊόντα ἔχουσι μᾶζαν μικροτέραν τῆς ἀρχικῆς. Ἡ διαφορὰ αὕτη τῆς μᾶζης παριστᾷ τὴν μᾶζαν ἣτις μετετρέπηται πρὸς ἐνέργειαν.

§ 38. ΠΡΟΕΛΕΥΣΙΣ ΤΗΣ ΗΛΙΑΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ. Ὡς γνωστὸν ὁ ἥλιος ἀκτινοβολεῖ τεράστια ποσὰ ἐνέργειας. Διὰ τὴν ἐρμηνείαν τῆς προελεύσεως ταύτης (καθὼς καὶ τῆς ὑπὸ τῶν ἀπλανῶν ἀστέρων ἀκτινοβολουμένης ἐνέργειας) ἐπικρατεῖ ἡ ὑπόθεσις ὅτι εἰς τὸν ἥλιον γίνονται ἡ ἀκόλουθος πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις:

$4, {}_1\text{H}^1 \rightarrow 2, {}_2\text{He}^4 + 2, {}_1\text{e}^0$. Κατ' αὐτὴν τέσσαρα πρωτόνια συνεννοῦνται (ἀντιδράσεις συντήξεως) καὶ σχηματίζεται εἰς πυρὴν ἡλίου μὲ εὐχρονον ἐπιβολὴν δύο ποζιτρονίων. Κατὰ τὴν ἐν λόγω συντήξιν, ἡ μᾶζα τῶν προϊόντων εἶναι μικροτέρα τῆς ἀρχικῆς καὶ, βάσει τῆς ἀρχῆς τῆς ἰσοδυναμίας μᾶζης-ἐνέργειας, ἡ ἀντιδρασις συνοδεύεται ἀπὸ ἐλλείψιν κλοισίαιας ποσότητος ἐνέργειας.

Ἰσολογίζεται ὅτι ἀνὰ δευτερόλεπτον μετατρέπονται εἰς ἐνέργειαν 4,5 ἑκατομμύρια τόννοι τῆς ἡλιακῆς μᾶζης.

Σημ. Ἡ ἀνωτέρω ἀντιδρασις συντήξεως πραγματοποιεῖται εἰς τὸν ἥλιον λόγῳ τῆς ἐπικρατούσης ἐπιψηφῆς θερμότητος, ἐνεκα τῆς ὁποίας αἱ ταχύτεραι αἱ τοιαύται εἶναι πολὺ μεγάλαί καὶ αὐτῶ ὑπερκαίεται ἡ μετεξὺ τῶν ἀπαισῶν. Διὰ τοῦτο αἱ συντήξεις καλοῦνται καὶ θερμοπυρηνικαὶ ἀντιδράσεις.

Παράδειγμα θερμοπυρηνικῆς ἀντιδράσεως ἔχουμεν εἰς τὴν βόμβαν ὑδρογόνου. Εἰς αὐτὴν πραγματοποιεῖται ἡ συντήξις δύο πυρηνῶν δευτερίου (${}_1\text{H}^2$) πρὸς σχηματισμὸν εἰὸς πυρῆος ἡλίου (${}_2\text{He}^4$).

Ἐκὼς τῆς βόμβας τοῦ ὑδρογόνου ὑπάρχει ἐτέρα συντήξις ἀτομικῆ βόμβρα (π.χ μὲ ${}_{92}\text{U}^{235}$). Κατὰ τὴν ἐκρήξιν ταύτης ἀναπτύσσεται ἡ ἀπαιτουμένη ἐπιψηφῆ θερμότης πρὸς πραγματοποίησιν τῆς ἐκρήξεως τῆς βόμβας τοῦ ὑδρογόνου, ἥτις εἶναι κατὰ πολὺ ἰσχυροτέρα τῆς πρώτης.

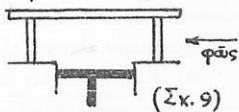
ΜΕΘΟΔΟΙ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΣ ΣΟΜΑΤΙΔΙΩΝ.

§ 39. Αἱ συνθέστερα πειραματικαὶ διατάξεις διὰ τὴν παρατήρησιν τῶν σωματιδίων, τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦν τὴν ἀκτινοβολίαν τῶν ραδιενεργῶν πυρηνῶν, εἶναι αἱ εἰκόλουθοι δύο:

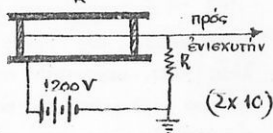
α) Θάλαμος τοῦ Wilson (Οὐίλσον). Εἰς ταῦτον δύναται νὰ γιῇ ἄμεσος παρατήρησις τῆς τροχῆς τὴν ὁποίαν διαγράφει ἕκαστον στοιχειῶδες σωματίον. Ἡ ἀρχὴ τῆς λειτουργίας τοῦ θαλάμου τοῦ Wilson εἶναι ἡ ἑξῆς: Ὅταν ἡλεκτρισμὸν σωματίον κινεῖται μὲ ἀρκετὰ μεγάλην ταχύτητα, δύναται διὰ κρούσεως

να ιονίση μόρια του αέρος και επομένως δημιουργεί ιόντα εις όλον το μήκος της τροχιάς του. Αν το ηλεκτρισμένο σωμάτιον κινείται εντός χώρου περιέχοντος αέρα κεκορεσμένον δι' υδρατμών, τόν οποίον δι' έκτονώσεως ψύχουεν ώστε να καταστή υπερκεκορεσμένος, τότε τα ιόντα εκσηματίζονται εις όλόκληρον το μήκος της τροχιάς του σωματίου και γίνονται πυρηνες ύγραποιήσεως των υδρατμών προς εσχαγιόδια. Τα μικρά ταυτα εσχαγιόδια αποτελούν λεπτήν γραμμίν, η οποία καθιστά όρατήν την τροχιάν.

Ο θάλαμος του Wilson (Σχ. 9) αποτελείται από κλειστόν θάλαμον με υαλίνας επιφάνειας, όστις περιέχει αέρα κεκορεσμένον δι' υδρατμών. Δι' αποτόμου έκτονώσεως, η βοήθεια του έμβολου E, ψύχουεν τόν αέρα και ταυτοχρόνως φωτίζουεν ισχυρώς πλευρικήσ διά να δυναθώμεν να παρατηρήσωμεν η και να φωτογραφώσωμεν τας τροχιάσ των σωματίων, τα όποια κινώνται εντός του θαλάμου.



β) Μετρητής (ή απαριθμητής) του Geiger (Γκαίγκερ). Ούτος αποτελείται από μεταλλικών κυλινδρικών σωλήνα K (Σχ. 10), ο οποίος κατά μήκος του άξονός του φέρει λεπτόν εύρημα και περιέχει άέριον υπό μικράν πίεση. Μεταξύ των δύο ηλεκτροδίων της συσκευής, δηλαδή του κυλινδρικού σωλήνος και του λεπτού εύρηματος εφαρμόζεται κατάλληλος τάσις (περίπου 1200V), η όποια είναι όλιγον μικροτέρα εκείτης που άναίτηται για προκληθή αυτεπλής έκκενώσεις. Όταν διά του σωλήνος διέλθη έν σωμάτιον, τότε τα άέρια ιονίζονται και η έκκενώσις άρχίζει, άν και η τάσις δέν είναι αρκετή μόνη της να προκαλέση την έκκενώσιν. Διά την ταχεία άπόσβεσιν της έκκενώσεως παρεμβάλλομεν εις τό κύκλωμα μεγάλην αντίστασιν R. Το παραχόμενον επημισίον ρεύμα, αφού καταλλήλως ένιευχθή, διαβιβάζεται διά μεγαφώνου και κατ' αυτόν τόν τρόπον ακούομεν ένα φόντον, όταν διά του σωλήνος διέρχεται έν σωμάτιον. Ούτω επιτυγχάνεται η απαρίθμησησ των σωματιδίων, τα όποια φθάνουεν εις τόν μετρητήν. Εύρύτατα χρησιμοποιείται σήμεραν ο μετρητής του Geiger προς άνίχνευσιν φορτισμένων σωματιδίων εις τό έδαφος καθώς επίσης και εις τόν αέρα.



Κ Ο Σ Μ Ι Κ Η Α Κ Τ Ι Ν Ο Β Ο Λ Ι Α

§ 40. ΓΕΝΙΚΑ. Ο ατμοσφαιρικός άήρ είναι μόνιμασ ιονισμένος. Ένεκα τούτου π.χ. φορτισμένον ηλεκτροσκόπιον, εντός του αέρος εκφορτίζεται εντός μικρού εκσεκώς χρόνου. Η ταχύτης εκφορτίσεως του ηλεκτροσκόπιου αυξάνεται μετά του ύψους. Ο μόνιμος ιονισμός του αέρος όφειλεται έν μέρει εις ηήνα σήτια (έκ των ραδιενεργών στοιχείων της γης) έπαυδήποτε όμως ύφίσταται και σήτια κοσμικήσ προελεύσεως (έκ του άστρικού διασπόμενου), αφού η επίδρασις της ηήνης ραδιενεργείας μετά του ύψους μειούται και πρακτικώς εις ύψος 1000 m μηδενίζεται.

Τὰ ἐξαχθίνα ταῦτα αἰτ. ἀποδίδονται εἰς μίαν ἀκτινοβολίαν, ἣ ὁποία προέρχεται ἀπὸ τὸ κοσμικὸν διάστημα καὶ διὰ τοῦτο καλεῖται κοσμικὴ ἀκτινοβολία ἢ κοσμικαὶ ἀκτίνες.

§ 41. ΠΡΩΤΟΓΕΝΗΣ ΚΑΙ ΔΕΥΤΕΡΟΓΕΝΗΣ ΚΟΣΜΙΚΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ. Ἐκ τῆς μελέτης τῆς κοσμικῆς ἀκτινοβολίας διὰ διαφορῶν συσκευῶν (π.χ. μετρητὴς Geiger) καὶ εἰς διάφορα ὕψη, τῆ βοήθεια ἀεροστατῶν, πυραύλων κ.λ.π, διεπιστώθη ὅτι αὕτη δύναμις καὶ διακρίθη εἰς τὴν πρωτογενῆ καὶ τὴν δευτερογενῆ κοσμικὴν ἀκτινοβολίαν.

α) Ἡ πρωτογενὴς κοσμικὴ ἀκτινοβολία προέρχεται ἀπ' εὐθείας ἀπὸ τὸ κοσμικὸν διάστημα (κυρίως ἀπὸ τὸν ἥλιον καὶ τὸν Γαλαξίαν μας) καὶ φθάει εἰς τὰ ἀνώτερα στρώματα τῆς ἀτμοσφαιρας. Αὕτη ἀποτελεῖται ἀπὸ θετικῶς ἠλεκτρισμένα σωμάτια μεγάλων ταχυτήτων καὶ κυρίως ἀπὸ πρωτόνια (90%). Συνυπάρχουν ὁμως καὶ σωμάτια α (8-9%) ἢ καὶ βαρύτεροι πυρῆνες.

β) Ἡ δευτερογενὴς κοσμικὴ ἀκτινοβολία προέρχεται ἐκ τῶν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων, τις ὁποίας προκαλοῦν τὰ σωματίδια τῆς πρωτογενούς ἀκτινοβολίας, ὅταν ευναντοῦν πυρῆνας διαφορῶν ἀτόμων (H, N, O κ.λ.π) εἰς τὰ ἀνώτερα στρώματα τῆς ἀτμοσφαιρας. Τὰ πρωτογενῆ σωματίδια ἐξαφανίζονται εἰς μεγάλα ὕψη κατὰ τὰς πυρηνικὰς ἀντιδράσεις, τὰς ὁποίας προκαλοῦν. Προαίτιον ὁμως νέας σωμάτια, ἐκ τῶν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων, τὰ ὁποία δημιουργοῦν νέας πυρηνικὰς ἀντιδράσεις κ.ο.κ, με ἀποτέλεσμα, εἰς τὰ κατώτερα στρώματα τῆς ἀτμοσφαιρας, καὶ ἀνευρίσκεται μία ποικιλία σωματιδίων καὶ φωτονίων, ἧς ἀποτελεῖ τὴν δευτερογενῆ κοσμικὴν ἀκτινοβολίαν.

Αὕτη ἐφ' ὅσον κατερχόμεθα πρὸς τὸ ἔδαφος ἐξασθενεῖται. Ἡ δευτερογενὴς ἀκτινοβολία ἀποτελεῖται ἀπὸ μεσόνια, ἠλεκτρόνια, ποζιτρόνια καὶ φωτόνια μεγάλης ἐνεργείας. Τὰ μεσόνια εἶναι σωματίδια, τῶν ὁποίων ἡ μᾶζα ἔχει ἐνδιάμεσον τιμὴν, μεταξὺ τῆς μᾶζης τοῦ ἠλεκτρονίου καὶ τῆς τοῦ πρωτονίου. Ἔχουν θετικῶν ἢ ἀρνητικῶν φορτίον ἢ εἶναι οὐδέτερα καὶ εἶναι λίαν βραχύβια.

Αἱ κοσμικαὶ ἀκτίνες χαρακτηρίζονται ἀπὸ μεγάλην διεισδυτικὴν ικανότητα καὶ ἐκ τοῦ ὅτι μεταφέρουν μεγάλα ποσὰ ἐνεργείας, δυνάμενοι νὰ προκαλέσουν πυρηνικὰς ἀντιδράσεις. Καὶ ἐπὶ τῶν φαινομένων τῆς ζωῆς φαίνεται ὅτι ἔχουν σηματοποιῆσιν ἐπίδρασιν.

Σήμερον ἡ μελέτη τῆς κοσμικῆς ἀκτινοβολίας ἀποτελεῖ ἐστειταμένον πεδίον τῆς ἐπιστημονικῆς ἐρεῖνης.



0020637688

