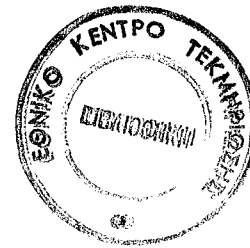
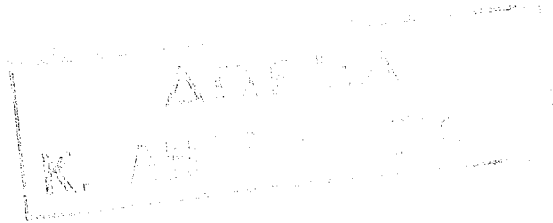


B 3201

ΠΑΡΑΣΚΕΥΗΣ Κ, ΕΥΘΥΜΙΟΥ



ΕΠΙΔΡΑΣΙΣ ΤΩΝ ΑΚΤΙΝΩΝ β  
 ΕΠΙ ΤΗΣ ΜΑΓΝΗΤΟΑΝΤΙΣΤΑΣΕΩΣ  
 ΚΑΙ ΤΗΣ ΕΥΚΙΝΗΣΙΑΣ ΤΩΝ ΦΟΡΕΩΝ  
 ΤΟΥ ΙΝΔΙΟΥΧΟΥ ΑΝΤΙΜΟΝΙΟΥ

ΔΙΑΤΡΙΒΗ ΕΠΙ ΥΦΗΓΗΣΙΑ,



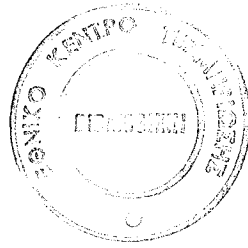
ΑΘΗΝΑΙ

ΤΥΠΟΓΡΑΦΕΙΟΝ : Σ. ΣΠΥΡΟΠΟΥΛΟΥ

1963

ND 6276

ΠΑΡΑΣΚΕΥΗΣ Κ. ΕΥΘΥΜΙΟΥ



ΕΠΙΔΡΑΣΙΣ ΤΩΝ ΑΚΤΙΝΩΝ β  
ΕΠΙ ΤΗΣ ΜΑΓΝΗΤΟΑΝΤΙΣΤΑΣΕΩΣ  
ΚΑΙ ΤΗΣ ΕΥΚΙΝΗΣΙΑΣ ΤΩΝ ΦΟΡΕΩΝ  
ΤΟΥ ΙΝΔΙΟΥΧΟΥ ΑΝΤΙΜΟΝΙΟΥ

ΔΙΑΤΡΙΒΗ ΕΠΙ ΥΦΗΓΗΣΙΑ,



ΑΘΗΝΑΙ

ΤΥΠΟΓΡΑΦΕΙΟΝ : Σ. ΣΠΥΡΟΠΟΥΛΟΥ

1963

## ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ἡ ἱστορία τῆς ἐρεῦνης τῶν ὕλικῶν, τὰ ὁποῖα σήμερον εἶναι γνωστὰ ὡς ἡμιαγωγοί, χρονολογεῖται ἀπὸ αἰῶνος καὶ πλέον. Ὁ Michael Faraday φαίνεται ὅτι εἶναι ὁ πρῶτος, ὅστις πειραματιζόμενος ἐπὶ θειοῦχου ἀργύρου παρετήρησε τὴν χαρακτηριστικὴν ιδιότητα τῶν ἡμιαγωγῶν νὰ μειώνουν τὴν ἠλεκτρικὴν τῶν ἀντίστασιν διὰ τῆς ἀψήσεως τῆς θερμοκρασίας των. Ἡ ιδιότης αὕτη βεβαίως δὲν ἀποτελεῖ πλέον κριτήριον τοῦ ἡμιαγωγῶ. Ἡ ἐπιτελεσθεῖσα πρόοδος εἰς τὰ ἐπόμενα 40 ἔτη δὲν ὑπῆρξε σημαντικὴ μέχρι τοῦ 1873, ὅποτε παρετηρήθησαν διὰ πρῶτην φορὰν ὑπὸ μὲν τοῦ F. Braun τὸ φαινόμενον τῆς ἀνορθώσεως, ὑπὸ δὲ τοῦ W. Smith τὸ φαινόμενον τῆς φωτοαγωγιμότητος.

Παρὰ τὴν ἀνάπτυξιν ὅμως τῆς πειραματικῆς ἐρεῦνης ἐπὶ τῶν ἡμιαγωγῶν, οὐδεμία ἐξήγησις εἶχε δοθῆ μέχρι τοῦ 1931 διὰ τὰς ιδιότητάς των, ὅτε ὁ Wilson ἠνέπτυξε μίαν λίαν ἱκανοποιητικὴν θεωρίαν ἐφαρμοσάσα κυματομηχανικὴν εἰς τὴν κίνησιν τῶν ἠλεκτρονίων ἐντὸς τοῦ κρυσταλλικοῦ πλέγματος. Ἡ ἔννοια τῆς «ὀπῆς», ἥτοι τοῦ κενοῦ τοῦ δημιουργουμένου ἐκ τῆς μετακινήσεως ἑνὸς ἠλεκτρονίου ἀπὸ τὸν δεσμὸν σθένους ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου καὶ τοῦ ἐναπομένου «ἐλευθέρου ἠλεκτρονίου» εἰσαχθεῖσα εἰς τὴν θεωρίαν τοῦ Wilson ἔλαβεν ἰδιαιτέραν τεχνικὴν σημασίαν ἅμα τῇ ἀνακαλύψει τῆς κρυσταλλοτριόδου (transistor) τὸ ἔτος 1947. Γενικῶς δὲ ἔκτοτε ἡ ἔρευνα τῶν ἡμιαγωγῶν ἀπέκτησεν ἰδιαίτερον ἐνδιαφέρον κυρίως εἰς δύο κατευθύνσεις. Πρῶτον εἰς τὴν παρασκευὴν ἡμιαγωγῶν μεγάλου βαθμοῦ καθαρότητος καὶ δεύτερον εἰς τὴν ἔρευναν τῶν ιδιοτήτων των. Ἡ τελευταία ἐπετεύχθη κυρίως διὰ μετρήσεως τοῦ φαινομένου Hall καὶ τῆς ἠλεκτρικῆς ἀγωγιμότητος. Ἐξ αὐτῶν ἦτο δυνατόν νὰ προσδιορισθοῦν ἐνδιαφέροντα μεγέθη ὡς ἡ συγκέντρωσις φορέων καὶ ἡ εὐκινησία Hall αὐτῶν.

Κατ' ἀρχὰς κύριον ἐνδιαφέρον παρουσίασαν ὡς ἡμιαγωγοί, λόγῳ τῆς σχετικῶς ἀπλῆς δομῆς των, τὸ γερμάνιον καὶ πυρίτιον, μονοκρυστάλλοι τῶν ὁποίων παρεσκευάσθησαν εἰς πολὺ μεγάλην καθαρότητα καὶ ἔσχον εὐρυτάτην βιομηχανικὴν ἐφαρμογὴν. Ἐκ παραλλήλου ἤρχισαν νὰ ἐρευνῶνται καὶ ἐνώσεις τῶν ομάδων III καὶ V. Ἰδιαίτερον ἐνδιαφέρον μεταξὺ αὐτῶν παρουσίασε τὸ Ἰνδιοῦχον Ἀντιμόνιον (InSb), ἀφ' ἑνὸς μὲν λόγῳ τοῦ σχετικῶς εὐκόλου τρόπου παρασκευῆς μονοκρυστάλλων μεγάλης καθαρότητος (συγκέντρωσις φορέων  $10^{14}/\text{cm}^3$ , ἥτοι 3 τάξεις μεγέθους ὑψηλοτέρων ἀπὸ τὰς ἄλλας ἐνώσεις τῶν ομάδων III—V), ἀφ' ἑτέρου δὲ λόγῳ τῆς ἐξαιρετι-

κῶς ὑψηλῆς εὐκινησίας καὶ μικρᾶς ἔνεργοῦ μάζης τῶν ἠλεκτρονίων ἀγωγιμότητος. Ἀπὸ τὸ ἔτος 1952 τὸ InSb ἀπέκτησεν ἰδιαίτερον ἐνδιαφέρον, λόγῳ τῆς μεγάλης ἠλεκτρικῆς ἀντιστάσεως, τὴν ὁποίαν παρουσίασεν εἰς τὸ μαγνητικὸν πεδίου (μαγνητοαντίστασις). Ἡ ἰδιότης αὕτη εὗρεν ἐφαρμογὴν τελευταίως εἰς τὰς μετρήσεις μαγνητικοῦ πεδίου καὶ δὴ ὑπὸ κατάλληλον μορφήν τοῦ κρυστάλλου, ἵνα ἀποφεύγηται ἡ ἀνάπτυξις φαινομένου Hall (Δίσκος Corbino). Κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Wilson ἐκ τῆς μεταβολῆς τῆς ἠλεκτρικῆς ἀντιστάσεως ἐντὸς τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου εἶναι δυνατὸν νὰ προσδιορισθῇ μία νέα εὐκινησία  $\mu_B$ , ἣτις εἶναι διαφορετικὴ τῆς εὐκινησίας Hall  $\mu_H$ , προσδιοριζομένης ἐκ τῆς σταθερᾶς Hall  $R_H$  καὶ τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως  $\rho$ .

Ἡ παροῦσα διατριβὴ κύριον σκοπὸν ἔχει τὴν ἔρευναν τῆς ἐπιδράσεως τῆς ἀκτινοβολήσεως δι' ἀκτίνων  $\beta$  ἐπὶ τῆς μαγνητοαντιστάσεως καὶ τῆς εὐκινησίας  $\mu_B$  τοῦ InSb. Ἐκ παραλλήλου ἐμελετήθη καὶ ἡ ἐπίδρασις τῆς ἀκτινοβολήσεως ἐπὶ τῆς συγκεντρώσεως φορέων καὶ τῆς εὐκινησίας Hall  $\mu_H$ , διότι τὰ τελευταῖα ταῦτα μεγέθη περιγράφουν τὰς ἰδιότητες τῶν χρησιμοποιηθέντων κρυστάλλων καὶ θεωροῦνται γενικῶς ὡς ἀπαραίτητα διὰ τὴν παρακολούθησιν οἰασδῆποτε μετρήσεως ἐπὶ ἡμιαγωγῶν. Ἡ ὅλη ἐργασία διαιρεῖται εἰς τὰ ἑξῆς μέρη :

A) **Θεωρητικὸν μέρος.** Εἰς τοῦτο ἀναπτύσσεται ἡ θεωρία τῆς μαγνητοαντιστάσεως καὶ τοῦ φαινομένου Hall, ὡς αὕτη διεμορφώθη ὑπὸ τοῦ Wilson μὲ βᾶσιν τὴν ἐξίσωσιν Boltzmann τὴν ἀναφερομένην εἰς τὴν ἠλεκτρικὴν ἀντίστασιν καὶ τὴν λύσιν αὐτῆς δι' ἰσότροπον μέσον. Περιγράφονται ἐπίσης διαταραχαὶ εἰς ἡμιαγωγὸς προκαλούμεναι δι' ἀκτινοβολήσεως, εἰδικώτερον δὲ τοιαῦται εἰς InSb ὡς καὶ ἀνόπτισις αὐτῶν.

B) **Πειραματικὸν μέρος.** Εἰς τοῦτο γίνεται γενικὴ περιγραφή τῆς πειραματικῆς διατάξεως, ἣτοι τοῦ κρυστάτου, τῆς πηγῆς ἀκτινοβολίας, τοῦ κρυστάλλου InSb, τοῦ μαγνήτου καὶ τῶν ἠλεκτρικῶν κυκλωμάτων. Τέλος περιγράφεται ὁ τρόπος διεξαγωγῆς τῶν μετρήσεων.

Γ) **Ἀποτελέσματα τῶν μετρήσεων ἐπὶ InSb.** Ἐνταῦθα ἀναλύονται λεπτομερῶς τὰ εὗρεθέντα ἐκ τῶν ὑπολογισμῶν ἀποτελέσματα καὶ γίνεται σύγκρισις αὐτῶν μετὰ τῶν ἀποτελεσμάτων ἄλλων ἐρευνητῶν.

## ΘΕΩΡΗΤΙΚΟΝ ΜΕΡΟΣ

### ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ Α'

#### ΗΜΙΑΓΩΓΟΙ<sup>2, 3, 4, 5</sup>

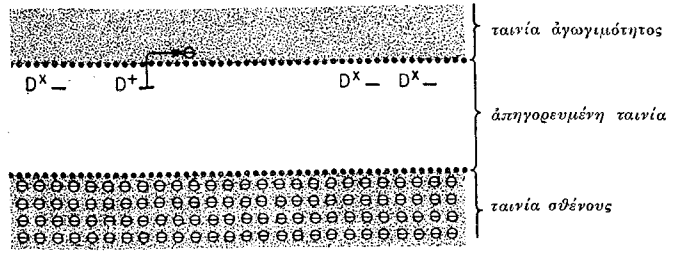
Υλικά, τὰ ὁποῖα παρουσιάζουν αἰσθητὴν ἠλεκτρικὴν ἀγωγιμότητα (τῆς τάξεως  $10^{-9}$  ἕως  $10^9$   $\Omega \cdot \text{cm}$  εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν), ὀφειλομένην εἰς ἠλεκτρόνια καὶ αὐξανομένην ἐκθετικῶς μὲ τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας, καλοῦνται ἡμιαγωγοί.

Οἱ ἡμιαγωγοὶ διακρίνονται εἰς δύο τύπους: α) *ἐνδογενεῖς (intrinsic)* καὶ β) *ἐξωγενεῖς (extrinsic)*. Εἰς τοὺς ἐνδογενεῖς αἱ συγκεντρώσεις τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων  $n$  καὶ ὀπῶν  $p$  εἶναι πολὺ μεγαλύτεραι τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἰονισμένων προσμίξεων. Ἀντιθέτως εἰς τοὺς ἐξωγενεῖς ἀμφοτέρω τὰ μεγέθη εἶναι τῆς αὐτῆς τάξεως μεγέθους. Οἱ ἐξωγενεῖς εἶναι οἱ σπουδαιότεροι ἡμιαγωγοί. Εἰς αὐτοὺς ἡ ἀγωγιμότης ὀφείλεται εἴτε εἰς προσμίξεις εἴτε εἰς τὴν παρουσίαν τοῦ ἐνὸς τῶν στοιχείων εἰς μεγαλύτεραν ἢ μικροτέραν ποσότητα τῆς στοιχειομετρικῆς. Τὸ  $\text{InSb}$  εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν εἶναι ἐνδογενὲς καθιστάμενον ἐξωγενὲς εἰς χαμηλὰς θερμοκρασίας.

Αἱ χαρακτηριστικαὶ ιδιότητες τῶν ἡμιαγωγῶν ἐξηγοῦνται τῇ βοθηθείᾳ τῶν *ἐνεργειακῶν ταινιῶν*, τὰς ὁποίας συνιστοῦν αἱ ἐπιτρεπόμεναι ἐνεργειακαὶ στάθμαι τῶν ἠλεκτρονίων εἰς τὰ κρυσταλλικὰ στερεά. Ἡ ἔρευνα τῶν ἐνεργειακῶν σταθμῶν εἰς τὰ στερεά ἐκκινεῖ ἀπὸ τὰς ἐνεργειακὰς στάθμας τῶν μεμονωμένων ἀτόμων. Ἡ θεωρία δεικνύει, ὅτι, λόγῳ τῆς γειτνιασεως τῶν ἀτόμων εἰς τὰ στερεά, ἐκάστη ἐνεργειακὴ στάθμη διαχωρίζεται εἰς στάθμας ἰσαρίθμους πρὸς τὰ ἄτομα, αἵτινες διατίθενται κατὰ τρόπον ὥστε νὰ δημιουργοῦν *ἐπιτρεπομένης ταινίας* ἐνεργείας. Μεταξὺ τῶν ἐπιτρεπομένων ταινιῶν ὑπάρχουν αἱ *ἀπηγορευμένοι ταινίαι*. Ἡ ἐπιτρεπομένη ταινία ἢ ἀντιστοιχοῦσα εἰς τὰ ἠλεκτρόνια σθένους, καλεῖται *ταινία σθένους*, ἐνῶ ἢ ἀμέσως ἀνωτέρα ταινία καλεῖται *ταινία ἀγωγιμότητος* καὶ τοῦτο διότι μόνον τὰ ἠλεκτρόνια τὰ ἀνήκοντα εἰς αὐτὴν συνεισφέρουν εἰς τὴν ἀγωγιμότητα.

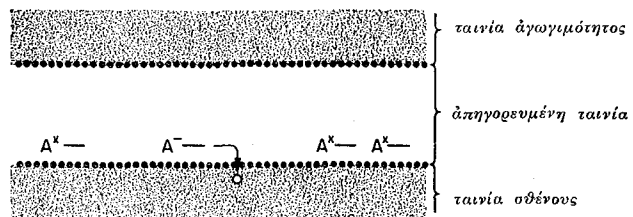
Διὰ τὴν περιγραφὴν τῶν ἐνδογενῶν ἡμιαγωγῶν ἀρκεῖ ἡ συζήτησις τῶν ἄνω ταινιῶν. Εἰς τοὺς ἐξωγενεῖς ἢ εἰσαγωγή τῶν προσμίξεων δημιουργεῖ κέντρα διαταραχῶν, τὰ ὁποῖα δύνανται εἴτε νὰ δώσουν ἠλεκτρόνιον (*δῶται, donors*), εἴτε νὰ προσλάβουν ἠλεκτρόνιον (*δέκται, acceptors*).

Ἡ ἀνωτέρω διεργασία δύναται νὰ παρασταθῆ<sup>6</sup> διὰ μὲν τοὺς δότας ὡς διάστασις ἑνὸς οὐδέτερου δότου ( $D^{\times}$ ) εἰς θετικῶς ἰονισμένον δότην ( $D^{+}$ ) καὶ ἠλεκτρόνιον ἀγωγιμότητος, διὰ δὲ τοὺς δέκτας ὡς διάστασις ἑνὸς οὐδέτερου δέκτου ( $A^{\times}$ ) εἰς ἰονισμένον δέκτην ( $A^{-}$ ) καὶ μίαν δπῆν. Ἡ παρουσία ἑνὸς δότου δημιουργεῖ εἰς τὴν ἀπηγορευμένην ταινίαν (σχ. 1) καὶ κάτω-



**Σχ. 1.** Πρότυπον ταινιῶν μὲ οὐδέτερους ( $D^{\times}$ ) καὶ ἰονισμένους ( $D^{+}$ ) δότας.

θεν τῆς ταινίας ἀγωγιμότητος νέαν ἐνεργειακὴν στάθμην (στάθμη δότου), ἥ δὲ διαφορὰ ἐνεργείας αὐτῆς ἀπὸ τὴν κατωτάτην στάθμην τῆς ταινίας ἀγωγιμότητος ἰσοῦται πρὸς τὴν ἐνέργειαν ἰονισμοῦ τοῦ δότου. Ὁ δότης εἶναι οὐδέτερος, ἐὰν ἓν ἠλεκτρόνιον εἶναι παρὸν εἰς τὴν στάθμην τοῦ δότου του. Ἐὰν τὸ ἠλεκτρόνιον ὑψωθῆ εἰς τὴν ταινίαν ἀγωγιμότητος, λαμβάνον τὴν ἀντίστοιχον ἐνέργειαν ἰονισμοῦ (π.χ. διὰ θερμοκῆς διεγέρσεως), τότε ὁ δό-



**Σχ. 2.** Πρότυπον ταινιῶν μὲ οὐδέτερους ( $A^{\times}$ ) καὶ ἰονισμένους ( $A^{-}$ ) δέκτας.

της εἶναι ἰονισμένος. Ἡ παρουσία ἑνὸς δέκτου δημιουργεῖ εἰς τὴν ἀπηγορευμένην ταινίαν (σχ. 2) ἐνεργειακὴν στάθμην (στάθμη δέκτου) ἄνωθεν τῆς ταινίας σθένους. Θερμικὴ διεγέρσις ἀνυψώνει ἓν ἠλεκτρόνιον ἀπὸ τὴν ἀνωτάτην στάθμην τῆς ταινίας σθένους εἰς τὴν στάθμην δέκτου. Τὸ φαινόμενον τοῦτο περιγράφεται ὡς ὄθησις μιᾶς δπῆς ἀπὸ τὴν στάθμην δέκτου εἰς τὴν ταινίαν σθένους.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ Β΄.

### ΜΑΓΝΗΤΟΑΝΤΙΣΤΑΣΙΣ

#### 1. ΜΑΓΝΗΤΟΑΝΤΙΣΤΑΣΙΣ ΕΙΣ ΜΕΤΑΛΛΑ <sup>7</sup>

##### α) Γενική θεωρία αγωγιμότητος.

Ἡ κατάσταση τῶν ἠλεκτρονίων ἐνὸς μετάλλου δύναται νὰ περιγραφῆ με κυματικὰ συναρτήσεις  $\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$  ἐνὸς ἐκάστου ἠλεκτρονίου, ἔνθα  $U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$  ἔχει τὴν αὐτὴν περιοδικότητα με τὸ δυναμικὸν τοῦ πλέγματος καὶ  $\mathbf{k}$  εἶναι κυματικὸν ἀνυσμα ( $k_1, k_2, k_3$ ). Ἡ ἀπαγορευτικὴ ἀρχὴ λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν μόνον διὰ τοῦ περιορισμοῦ, τὸν ὁποῖον θέτει εἰς τὸν ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων ἐκάστης καταστάσεως.

Τὸ κυματικὸν ἀνυσμα  $\mathbf{k}$  χρησιμοποιεῖται διὰ νὰ καθορίσῃ τὰς καταστάσεις τῶν ἠλεκτρονίων, ὁ δὲ ἀριθμὸς τῶν ἠλεκτρονίων νὰ μονάδα ὄγκου, τῶν ὁποίων τὰ ἀνύσματα κείνται εἰς τὸ διάστημα  $d\mathbf{k}$  ( $dk_1, dk_2, dk_3$ ), δύναται νὰ περιγραφῆ διὰ τῆς ἐκφράσεως  $\frac{1}{4\pi^3} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)d\mathbf{k}$  ἔνθα  $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$  εἶναι ἡ συνάρτησις κατανομῆς τῶν ἠλεκτρονίων, καθορίζουσα τὸν ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων ἀνὰ μονάδα ὄγκου με κυματικὰ ἀνύσματα κείμενα εἰς τὴν περιοχὴν  $d\mathbf{k}$  κατὰ τὴν χρονικὴν στιγμὴν  $t$ .

Εἰς κατάστασιν ἰσορροπίας, ἡ συνάρτησις  $f(\mathbf{k}, \mathbf{r})$  εἶναι ἀνεξάρτητος τοῦ χρόνου καὶ ἴση πρὸς τὴν συνάρτησιν Fermi  $f_0(E)$ , (ἔνθα  $E$ =ἐνέργεια), ἀλλ' ὅταν ὑπάρχουν ἐξωτερικὰ πεδία, ἡ συνάρτησις κατανομῆς καθορίζεται ὡς λύσις τῆς κατωτέρω περιγραφομένης ἐξισώσεως Boltzmann.

##### β) Ἐξίσωσις Boltzmann.

Ἡ ταχύτης μεταβολῆς τῆς συναρτήσεως κατανομῆς  $f$  ἢ ὀφειλομένη εἰς τὴν ἐπίδρασιν ἐνὸς σταθεροῦ ἠλεκτρικοῦ καὶ μαγνητικοῦ πεδίου δεικνύεται ὅτι εἶναι σταθερὰ διὰ χρόνους βραχεῖς συγκρινομένους με τὴν ποσότητα  $\frac{2mc}{eB}$ , ἔνθα  $m$ =μάζα ἠλεκτρονίου,  $B$ =μαγνητικὴ ἐπαγωγή,  $e$ =φορτίον ἠλεκτρονίου,  $c$ =ταχύτης φωτός, καὶ δίδεται ὑπὸ τῆς σχέσεως :

$$\left[ \frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{κρούσ.}} = \frac{2\pi e}{h} \left( \mathcal{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \cdot \text{grad}_{\mathbf{k}} f \quad (1)$$

$e$ =φορτίον ἠλεκτρονίου εἰς Η. Σ. Σ.,  $\mathcal{E}$ =ἐντασις ἠλεκτρικοῦ πεδίου,  $h$ =σταθερὰ Planck,  $\mathbf{v}$ =ταχύτης ἠλεκτρονίου, καὶ  $\left[ \frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{κρούσ.}}$  εἶναι ἡ ταχύτης μεταβολῆς τῆς συναρτήσεως  $f$  τῆς ὀφειλομένης εἰς ἀλληλεπιδράσεις με τὰ μεταλλικὰ ἰόντα.

Ἐὰν ἐπιπροσθέτως τὸ μέταλλον δὲν εἶναι ὁμογενές, τῆς ἀνομοιογενείας ὀφειλομένης εἴτε εἰς τὴν σύνθεσιν (οὖσαν μεταβλητὴν) εἴτε εἰς τὴν ὑπαρξιν θερμοβαθμίδος, ἢ συνάρτησις κατανομῆς  $f$  εἶναι μία συνάρτησις τῆς ἀποστάσεως  $r$  καὶ ἡ πλήρης ἐξίσωσις Boltzmann εἶναι :

$$\left[ \frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{ισοσ.}} = -\frac{2\pi e}{h} \left( \mathcal{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \cdot \text{grad}_k f + \mathbf{v} \cdot \text{grad}_r f \quad \left| \begin{array}{l} \text{πλήρης} \\ \text{ἐξίσωσις} \\ \text{Boltzmann} \end{array} \right. \quad (2)$$

Ἀποδεικνύεται, ὅτι δι' ὠρισμένους τύπους ἐξωτερικῶν πεδίων καὶ δι' ὠρισμένας ἀλληλεπιδράσεις ἢ ἔκφρασις  $\left[ \frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{ισ.}}$  δύναται ν' ἀπλουστευθῆ εἰς :

$$-\frac{f(\mathbf{h} \cdot \mathbf{r}) - f_0}{\tau(\mathbf{h}, \mathbf{r})}$$

ἔνθα  $f_0$  = συνάρτησις κατανομῆς ἰσορροπίας καὶ  $\tau$  = χρόνος ἀποκαταστάσεως.

Ἡ φυσικὴ σημασία τοῦ χρόνου ἀποκαταστάσεως δίδεται ἐκ τοῦ γεγονότος, ὅτι, ἐὰν ἡ συνάρτησις κατανομῆς διαταραχθῆ ἀπὸ σύστημα ἐξωτερικῶν δυνάμεων, αἵτινες ἀποτόμως ἀναιροῦνται, ἡ ταχύτης προσεγγίσεως πρὸς τὴν κατάστασιν ἰσορροπίας δίδεται ἀπὸ :

$$\frac{\partial(f-f_0)}{\partial t} = -\frac{f-f_0}{\tau} \quad (3)$$

Διὰ συνδυασμοῦ τῶν ἐξισώσεων (2) καὶ (3) λαμβάνομεν τὴν τελικὴν μορφήν τῆς ἐξισώσεως Boltzmann :

$$-\frac{f-f_0}{\tau} = -\frac{2\pi e}{h} \left( \mathcal{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \cdot \text{grad}_k f + \mathbf{v} \cdot \text{grad}_r f. \quad (4)$$

γ) Λύσις τῆς ἐξισώσεως Boltzmann (δι' ἰσότροπον μέταλλον).

Ἐὰν δεχθῶμεν, ὅτι αἱ ἐνεργειακαὶ στάθμαι δίδονται ὅπως εἰς τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια ἀπὸ :

$$E = \frac{h^2}{8\pi} \frac{|\mathbf{h}|^2}{m^*}$$

ἔνθα  $m^*$  = ἐνεργὸς μάζα, δυνάμεθα νὰ λύσωμεν τὴν ἐξίσωσιν Boltzmann θέτοντες :

$$f = f_0 - \mathbf{h} \cdot \mathbf{C}(E) \frac{\partial f_0}{\partial E} \quad (5)$$

ἔνθα  $\mathbf{C}(E)$  εἶναι ἄνυσμα ἐξαορώμενον ἐκ τῆς ἐνεργείας. Τότε :

$$(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \text{grad}_k f = -(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{C}(E) \frac{\partial f_0}{\partial E} = -\mathbf{v} [\mathbf{B} \times \mathbf{C}(E)] \frac{\partial f_0}{\partial E}$$



καὶ ἐφ' ὅσον: 
$$\mathbf{v} = \frac{\hbar \mathbf{k}}{2\pi m^*}$$

ἡ ἐξίσωσις (4) μετατρέπεται εἰς:

$$-e\mathcal{E} \cdot \mathbf{v} + T \cdot \mathbf{v} \cdot \text{grad}_r \frac{E-\zeta}{T} + \frac{2\pi e}{h \cdot c} \mathbf{v} [\mathbf{B} \times \mathbf{C}(E)] = \frac{2\pi m^*}{h \cdot \tau} \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{C}(E)$$

οὕτως ὥστε:

$$\frac{2\pi m^*}{h \cdot \tau} \cdot \mathbf{C}(E) - \left( \frac{2\pi e}{h \cdot c} \right) \mathbf{B} \times \mathbf{C}(E) = -e\mathcal{E} + T \cdot \text{grad}_r [(E-\zeta)/T] \quad (6)$$

ἐνθα  $\zeta$  = ἐνέργεια Fermi<sup>8</sup> καὶ  $T$  = ἀπόλυτος θερμοκρασία.

Ἡ γενικὴ λύσις λαμβάνεται διὰ σχηματισμοῦ τοῦ ἀνυσματικοῦ καὶ ἀριθμητικοῦ γινομένου μὲ τὸ  $\mathbf{B}$ , δίδεται δὲ ἀπὸ:

$$\begin{aligned} & \left[ \left( \frac{2\pi m^*}{h \cdot \tau} \right)^2 + \left( \frac{2\pi e B}{h \cdot c} \right)^2 \right] \cdot \mathbf{C}(E) = \\ & = \frac{2\pi m^*}{h \cdot \tau} \mathbf{P} + \frac{2\pi e}{h \cdot c} \mathbf{B} \times \mathbf{P} + \frac{2\pi e^2 \tau}{h \cdot m^{*c}} \mathbf{B} \cdot (\mathbf{B} \cdot \mathbf{P}) \end{aligned} \quad (7)$$

ἐνθα  $\mathbf{P} = -e\mathcal{E} + T \cdot \text{grad}_r [(E-\zeta)/T]$ .

Ἡ ἔκφρασις (7) εἶναι λύσις τῆς ἐξισώσεως Boltzmann. Ὄταν τὰ ἠλεκτρικὰ πεδία εἶναι εἰς τὸ ἐπίπεδον  $xy$  καὶ ὅταν  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$  ἔχομεν  $\mathbf{C} = (C_1, C_2, 0)$  καὶ ἡ (7) γίνεται:

$$\begin{aligned} \frac{2\pi m^*}{h \cdot \tau} C_1 + \frac{2\pi e B}{h \cdot c} C_2 &= -e\mathcal{E}_x - T \frac{\partial}{\partial x} \frac{\zeta}{T} - \frac{E}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \\ -\frac{2\pi e \cdot B}{h \cdot c} C_1 + \frac{2\pi m^*}{h \cdot \tau} C_2 &= -e\mathcal{E}_y - T \frac{\partial}{\partial y} \frac{\zeta}{T} - \frac{E}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \end{aligned} \quad (8)$$

Ἡ πυκνότης ρεύματος προκύπτει ἴση πρὸς ἄνυσμα ἔχον συνιστώσας  $(J_x, J_y, 0)$  ἐνθα:

$$\begin{aligned} J_x &= -\frac{e}{4\pi^3} \int v_x f \cdot d\mathbf{k} = \frac{e \cdot h}{8\pi^4 m^*} \int k_x^2 C_1 \frac{\partial f_0}{\partial E} d\mathbf{k} = \\ &= \frac{2^{\frac{11}{2}} \cdot m^{*\frac{3}{2}} \cdot e \cdot \pi^2}{3h^4} \int_0^\infty E^{\frac{3}{2}} \cdot C_1 \frac{\partial f_0}{\partial E} \cdot dE \end{aligned} \quad (9)$$

καὶ 
$$J_y = \frac{2^{\frac{11}{2}} \cdot m^{*\frac{3}{2}} \cdot e \cdot \pi^2}{3h^4} \int_0^\infty E^{\frac{3}{2}} \cdot C_2 \frac{\partial f_0}{\partial E} \cdot dE \quad (10)$$

Αἱ λύσεις τῶν (8) δίδονται ἀπό :

$$C_1 = \frac{(2\pi m^*/h \cdot \tau) P_x - \alpha P_y}{\alpha^2 + (2\pi m^*/h \cdot \tau)^2} \quad C_2 = \frac{\alpha P_x + (2\pi m^*/h \cdot \tau) P_y}{\alpha^2 + (2\pi m^*/h \cdot \tau)^2} \quad (11)$$

$$\text{ἐνθα} \quad \alpha = \frac{2\pi \cdot e \cdot B}{h \cdot c} \quad \text{καὶ} \quad \mathbf{P} = -e\mathcal{E} - T \cdot \text{grad} (\zeta/T) - \frac{E \cdot \text{grad} T}{T}$$

Εἰς τὰς περιπτώσεις «*ἰσοθέρμων μεταβολῶν*»  $\mathbf{P} = -e\mathcal{E}$ . Ὅθεν ἐκ τῶν (9), (10) καὶ (11) ἔχομεν διὰ τὴν πυκνότητα ρεύματος :

$$J_x = \frac{16e^2\pi^2}{3h^4} (i_1 \mathcal{E}_x - i_4 \mathcal{E}_y), \quad J_y = \frac{16e^2\pi^2}{3h^4} (i_1 \mathcal{E}_x + i_4 \mathcal{E}_y) \quad (12)$$

$$\text{ἐνθα} \quad i_1 = - \frac{(2m^*)^{\frac{5}{2}} \cdot \pi}{h} \int_0^\infty \frac{E^{\frac{3}{2}}}{\tau \left[ \alpha^2 + \left( \frac{2\pi m^*}{h \cdot \tau} \right)^2 \right]} \frac{\partial f_0}{\partial E} dE \quad (13)$$

$$i_4 = - (2m^*)^{\frac{3}{2}} \alpha \int_0^\infty \frac{E^{\frac{3}{2}}}{\alpha^2 + \left( \frac{2\pi m^*}{h \cdot \tau} \right)^2} \frac{\partial f_0}{\partial E} dE$$

#### δ) Μαγνητοαντίστασις.

Τὸ ἐγκάρσιον ἠλεκτρικὸν πεδίον Hall (ἰδ. κεφ. Γ') ἐξαλείφει κατὰ μέσον ὄρον τὴν ἐγκαρσίαν κίνησιν τῶν ἠλεκτρονίων. Ὑπάρχουν ἐν τούτοις δευτέρας τάξεως μεταβολαὶ εἰς τὰς τροχιάς τῶν ἠλεκτρονίων ὀφειλόμεναι εἰς τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Αἱ μεταβολαὶ αὗται ἔχουν ὡς ἀποτέλεσμα τὴν αὔξησιν τῆς ἠλεκτρικῆς ἀντιστάσεως, ἥτις, ἐφ' ὅσον ὀφείλεται εἰς τὰ μέσα τετράγωνα τῶν ἀποκλίσεων τῶν ἠλεκτρονίων, πρέπει νὰ εἶναι ἀνάλογος τοῦ  $B^2$  δι' ἀσθενῆ πεδία. Ἡ μεταβολὴ αὕτη τῆς ἀντιστάσεως ἀνὰ μονάδα ἀντιστάσεως  $\frac{\Delta \rho}{\rho}$  καλεῖται *μαγνητοαντίστασις*.

Εἰδικῶς εἰς τὴν περίπτωσιν, καθ' ἣν τὰ ἠλεκτρόνια, ἅτινα συνεισφέρουν εἰς τὸ ἠλεκτρικὸν ρεῦμα, ἔχουν τὴν αὐτὴν ταχύτητα, τὸ πεδίον Hall ἐξαλείφει ἐντελῶς τὸ ἀποτέλεσμα τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου καὶ ἡ μαγνητοαντίστασις μηδενίζεται.

Διὰ τὸν προσδιορισμὸν τῆς ἐπίδρασεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐπὶ τῆς ἠλεκτρικῆς ἀγωγιμότητος, θέτομεν εἰς τὰς ἐξισώσεις (12)  $J_y = 0$  καὶ ἀπαλείφομεν τὸ  $\mathcal{E}_y$  ὅτε εὐρίσκομεν διὰ τὴν εἰδικὴν ἀγωγιμότητα  $\sigma$  :

$$\sigma = \frac{J_x}{\mathcal{E}_x} = \frac{16e^2\pi^2}{3h^4} \frac{i_1^2 + i_4^2}{i_1} \quad (14)$$

2. ΜΑΓΝΗΤΟΑΝΤΙΣΤΑΣΙΣ ΕΙΣ ΗΜΙΑΓΩΓΟΥΣ  
ΣΧΕΣΙΣ ΜΑΓΝΗΤΟΑΝΤΙΣΤΑΣΕΩΣ ΚΑΙ ΕΥΚΙΝΗΣΙΑΣ

Όλοι οί γενικοί τύποι οί άνωτέρω άναφερθέντες εφαρμόζονται έξ ίσου και είς τούς ήμιαγωγούς υπό τόν όρον, ότι αί χρησιμοποιούμεναι κατά τόν τελικόν ύπολογισμόν τών ολοκληρωμάτων προσεγγίσεις διά **έκφυλισμένον άέριον**<sup>8,9</sup> νά αντικατασταθοῦν διά προσεγγίσεων ίσχυουσών δι' άέριον μέ κατανομήν κατά Maxwell. Είς τούς ύπολογισμούς αύτούς δεχόμεθα ότι ή έλευθέρα διαδρομή  $l$  τοῦ ήλεκτρονίου είναι ανεξάρτητος τής ταχύτητος  $v$  έξαρτωμένη μόνον άπό ένα χρόνον άποκαταστάσεως  $\tau$  :

$$l = v \cdot \tau \quad (15)$$

ένθα  $v =$  σταθερά.

Είς τās εξισώσεις (13) τās παρεχούσας τά μεγέθη  $i_1$  και  $i_4$  εμφανίζεται έντός τής συναρτήσεως  $f_0$  τó μέγεθος  $\zeta$  ήτοι ή ένέργεια Fermi. Τó αύτό μέγεθος δύναται νά προσδιορισθῆ έκ τής εξισώσεως, τήν όποιαν παρέχει ή στατιστική Fermi - Dirac τοῦ τελείου ήλεκτρονικοῦ άερίου<sup>7</sup> :

$$e^{-\frac{\zeta}{kT}} = 2 (2\pi m kT)^{\frac{3}{2}} / (nh^3) \quad (16)$$

ένθα  $n =$  αριθμός ήλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου και  $K =$  σταθερά τοῦ Boltzmann.

Βάσει τών εξισώσεων (13) και (16) και βάσει τοῦ όρισμοῦ τοῦ  $\alpha = \frac{2\pi eB}{h \cdot c}$  εὔρισκομεν :

$$i_1 = \frac{V\sqrt{2} (\pi m^*)^{\frac{3}{2}} \cdot n l h^4}{(kT)^{\frac{5}{2}} \cdot 16\pi^4} \int_0^{\infty} e^{-\frac{m^* v^2}{2kT}} \frac{v^5}{v^2 + \beta^2 l^2} dv$$

και (17)

$$i_4 = \frac{V\sqrt{2} (\pi m^*)^{\frac{3}{2}} \cdot n l^2 h^4}{(kT)^{\frac{5}{2}} \cdot 16\pi^4} \beta \int_0^{\infty} e^{-\frac{m^* v^2}{2kT}} \frac{v^4}{v^2 + \beta^2 l^2} dv$$

ένθα  $\beta = \frac{eB}{mc}$ .

Είς τās άνωτέρω εξισώσεις χρησιμοποιεῖται ή ταχύτης  $v$  τοῦ ήλεκτρονίου αντί τοῦ κυματικοῦ άνύσματος  $k$ .

Ίνα ύπολογισθῆ ή (17) είς πρώτην τάξιν ός πρὸς  $B^2$  πρέπει νά ληφθῆ ή δευτέρα προσέγγιςις ός πρὸς  $i_1$ , ήτοι :

$$\frac{v^5}{v^2 + \beta^2 l^2} = v^3 - \beta^2 l^2 v + 0(\beta^4 l^4)$$

και

$$i_1 = \frac{n \cdot l \cdot h^4}{(m^* kT)^{\frac{1}{2}} 2^{\frac{5}{2}} \cdot \pi^{\frac{5}{2}}} \left( 1 - \frac{m^* \beta^2 l^2}{2kT} \right)$$

Τελικῶς δέ :

$$\sigma = \sigma_0 \left[ 1 - \left( \frac{1}{2} - \frac{\pi}{8} \right) \frac{m^* \beta^2 l^2}{KT} \right] = \sigma_0 \left[ 1 - 0,38 \left( \frac{B \cdot \sigma_0}{n \cdot e \cdot c} \right)^2 \right] \quad (18)$$

ἔνθα  $\sigma_0$  εἶναι ἡ εἰδικὴ ἀγωγιμότης δι' ἐγκαρσίαν μαγνητικὴν ἐπαγωγὴν  $B = 0$ . Ὡς γνωστόν:  $\sigma_0 = n \cdot \mu \cdot e^3 \cdot \tau$ .

Τὸ  $n$  ἀναλόγως τῆς περιπτώσεως συμβολίζει τὸν ἀριθμὸν τῶν ἠλεκτρονίων ἢ τὸν ἀριθμὸν τῶν ὀπῶν ἀνὰ μονάδα ὄγκου καὶ τὸ  $\mu$  τὴν εὐκίνησιαν ἠλεκτρονίου ἢ (ὀπῆς).

Συνήθως ἀντὶ τῆς εἰδικῆς ἀγωγιμότητος  $\sigma$  ἐκφράζονται οἱ τύποι διὰ τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως  $\rho_B = \frac{1}{\sigma}$ , ἔνθα ὁ δείκτης  $B$  ὑποδηλοῖ ὅτι τὸ ὕλκον εὐρίσκεται ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς  $B$ , ὅποτε ἡ (18) δίδει τὴν: <sup>11, 12, 13</sup>

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_B} = \frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_B} = 0,38 \cdot 10^{-16} \mu_B^2 B^2 \quad (19)$$

Ἡ σχέσις αὕτη ἰσχύει μόνον ὅταν  $\mu \cdot B \ll 10^8$  (ἔνθα  $\mu$  εἰς μονάδας  $\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{sec}}$  καὶ  $B$  εἰς Gauss).

Ἐπενθυμίζομεν, ὅτι ἡ τιμὴ αὕτη τοῦ συντελεστοῦ ( $0,38 \cdot 10^{-16}$ ) ἰσχύει διὰ τὴν περίπτωσιν <sup>14, 15, 16</sup> σφαιρικῶν ἐνεργειακῶν ἐπιφανειῶν, καθαρῶς πλεγματικῆς σκεδάσεως, μὴ ἐκφυλισμένου ἡμιαγωγοῦ καὶ μὲ τὴν προϋπόθεσιν ἰσχύος τῆς ἐξισώσεως  $E = \frac{\hbar k^2}{4\pi m^*}$ . Αὕτη ἐλαττοῦται ταχέως διὰ μικρὰν πρόσθετον σκέδασιν ἐπὶ προσμίξεων καὶ αὐξάνει πάλιν ὅταν σκέδασις ἀπὸ ἰονισμένας προσμίξεις καθίσταται προέχουσα.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ Γ'

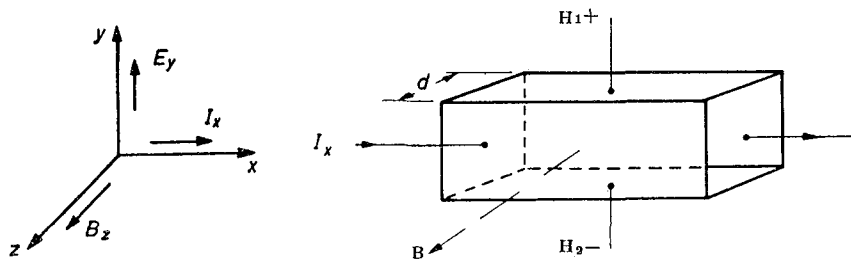
### ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΝ HALL

#### 1. ΕΙΣ ΜΕΤΑΛΛΑ

Ὅταν ἐν μαγνητικὸν πεδίου ἐφαρμόζεται καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τοῦ ρεύματος τοῦ διαρρέοντος ἓνα ὁμογενῆ ἀγωγόν, δημιουργεῖται ἐν ἠλεκτρικὸν πεδίου μὲ διεύθυνσιν κάθετον πρὸς τὴν τοῦ ρεύματος καὶ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου (σχ. 3). Ἐὰν  $J_x$  εἶναι ἡ πυκνότης ρεύματος,  $B$  ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγή, τότε τὸ παραγόμενον πεδίου Hall δίδεται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν:

$$E_y = \pm R_H J_x B \quad (20)$$

ἔνθα ὁ συντελεστὴς  $R_H$  καλεῖται σταθερὰ Hall. Τὸ ἀλγεβρικὸν σημεῖον καθορίζεται ἐκ τοῦ σημείου τῶν κινουμένων φορῶν ἤτοι ὀπῶν ἢ ἠλεκτρονίων. Τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίου Hall δημιουργεῖται κατὰ τὴν ἐγκαρσίαν διεύθυνσιν ἵνα παρεμποδίσῃ τὴν ἀπόκλισιν τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος λόγω ἐπιδράσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου, διότι ἄλλως θὰ ἐδημιουργεῖτο ἐγκάρσιον



Σχ. 3.

ἠλεκτρικὸν ρεῖμα. Ἐφ' ὅσον αἱ πυκνότητες ρευμάτων δίδονται ἀπὸ τὰς (12) ἢ ἐξίσωσις (20) λυομένη ὡς πρὸς  $R_H$  δίδει :

$$R_H = - \frac{3h^4}{16 e^3 \pi^2 B} \frac{i_4}{i_1^2 + i_4^2} \quad (21)$$

Διὰ μαγνητικὰ πεδία ὄχι πολὺ ἐντατικὰ τὰ μεγέθη  $a^2$  εἰς τοὺς παρονομαστὰς τῶν ὀλοκληρωμάτων τῶν συναρτήσεων  $i$  παραλείπονται, ὁπότε :

$$R_H = - \frac{3h^4}{16 e^3 \pi^2 B} \frac{i_4}{i_1^2} \quad (22)$$

ἔνθα 
$$i_1 = - \frac{(2m^*)^{\frac{3}{2}} h}{2\pi m^*} \int_0^\infty \tau E^{\frac{3}{2}} \frac{\partial f_0}{\partial E} dE = \frac{(2m^* \zeta)^{\frac{3}{2}} h \tau}{2\pi m^*}$$

καὶ 
$$i_4 = - \frac{(2m^*)^{\frac{3}{2}} h^3 \alpha}{m^{*3}} \int_0^\infty \tau^2 E^{\frac{3}{2}} \frac{\partial f_0}{\partial E} dE = \alpha (2m^* \zeta)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{h \tau}{2\pi m^*} \right)^2$$

Ἐνταῦθα παρελήφθησαν ὄροι τάξεως  $\left( \frac{KT}{\zeta} \right)^2$ .

Ἐὰν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ἢ διὰ τὴν περίπτωσιν ταύτην ἰσχύουσα σχέσις

μεταξὺ  $n$  καὶ  $\zeta$   $n = \frac{(8m^* \zeta)^{\frac{3}{2}} \cdot \pi}{3h^3}$  ἢ ἐξίσωσις (22) μετατρέπεται εἰς :

$$R_H = \pm \frac{1}{nec} \quad (23)$$

τῶν σημείων + καὶ - ἀναφερομένων εἰς τὴν περίπτωσιν, καθ' ἣν ὑπάρχουν θετικαὶ ὀπαὶ ἢ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια.

## 2. ΕΙΣ ΗΜΙΑΓΩΓΟΥΣ

Τὰ φαινόμενα ἀγωγιμότητος καὶ Hall εἶναι σχετικῶς ἀπλᾶ διὰ τοὺς ἡμιαγωγούς, ἀποτελοῦν δὲ σπουδαιότητος σημασίας κριτήριον διὰ τὸν καθορισμὸν τῆς φύσεως τῆς ἀγωγιμότητος.

Ἐφ' ὅσον κατὰ τὴν ἐξωγενῆ ἀγωγιμότητα εἶναι παρόντες φορεῖς τοῦ ἐνὸς μόνον τύπου, ἤτοι ἠλεκτρόνια ἢ ὀπαί, ἡ ἔκφρασις διὰ τὴν σταθερὰν Hall δύναται νὰ προκύψῃ ἀπ' εὐθείας ἀπὸ τὴν σχέσιν (21) ἢ διὰ συνήθη μαγνητικὰ πεδία ἀπὸ τὴν (22). Ἀκολουθοῦντες τὴν αὐτὴν μέθοδον εἰς τὴν ἀντικατάστασιν τοῦ  $i_1$  καὶ  $i_4$  ὅπως καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν τῶν ἐξιώσεων (13), (16) καὶ (17) εὐρίσκομεν διὰ μικρὰς τιμὰς τοῦ  $B$  :

$$i_1 = \frac{nlh^4}{2^{\frac{5}{2}} \cdot \pi^{\frac{5}{2}} \cdot (m^*KT)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{καὶ} \quad i_4 = \frac{nl^2h^4\beta}{16\pi^2KT} \quad (24)$$

$$\text{καὶ} \quad R_H = \pm \frac{3\pi}{8e \cdot c \cdot n} \quad (25)$$

Ἡ σχέσις αὕτη, συνδέουσα τὸν σταθερὰν Hall μετὰ τοῦ ἀριθμοῦ φορέων  $n$ , ἰσχύει<sup>7, 10, 17</sup> διὰ τὴν ἐνδιαφέρουσαν ἡμᾶς περιοχὴν τῆς ἐξωγενοῦς ἀγωγιμότητος.

Διὰ τὴν περίπτωσιν ἰσχυρῶν μαγνητικῶν πεδίων, διὰ τὰ ὁποῖα  $\mu \cdot B \gg 1$  ἢ ἐκφυλισμένων ἡμιαγωγῶν<sup>3, 4, 10</sup> ὁ τύπος (25) γίνεται :

$$R_H = \pm \frac{1}{nec}$$

Συνθῆκαι ὑποβοηθοῦσαι τὸν ἐκφυλισμὸν τῶν ἠλεκτρονίων εἰς ἡμιαγωγὸν εἶναι αἱ ἀκόλουθοι<sup>9</sup> :

1. Σχετικῶς μεγάλαι πυκνότητες δοτῶν ἢ δεκτῶν ( $\sim 10^{19}/\text{cm}^3$ ).
2. Μικρὰ ἐνέργεια ἰονισμοῦ δοτῶν.
3. Ὑψηλαὶ θερμοκρασίαι.
4. Χαμηλὴ πυκνότης καταστάσεων πλησίον τοῦ πυθμένος τῆς ζώνης ἀγωγιμότητος, ἤτοι μικρὰ ἐνεργὸς μᾶζα.

Αἱ ἀνωτέρω συνθῆκαι δύναται νὰ ἐμφανισθοῦν δι' οἰανδήποτε θερμοκρασίαν εἰς τὸ InSb εἰάν περιέχῃ δότας εἰς συγκεντρώσεις μεγαλυτέρας τῆς τάξεως τῶν  $10^{18}/\text{cm}^3$ .

## 3. ΣΧΕΣΙΣ ΣΥΝΔΕΟΥΣΑ ΤΗΝ ΣΤΑΘΕΡΑΝ HALL ΚΑΙ ΤΗΝ ΕΥΚΙΝΗΣΙΑΝ HALL

Ὡς γνωστὸν ἡ ἠλεκτρικὴ ἀγωγιμότης  $\sigma$  ὁρίζεται ὡς  $\sigma = \frac{J}{\mathcal{E}}$  ἔνθα  $J =$  πυκνότης τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος καὶ  $\mathcal{E} =$  ἔντασις τοῦ ἠλεκτρικοῦ πεδίου κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ροῆς τοῦ ρεύματος, ὑποτιθεμένης τῆς  $\mathcal{E}$  τόσον μικρᾶς, ὥστε νὰ ἰσχύῃ ὁ νόμος τοῦ Ohm.

Ἡ σχέσηις μεταξὺ πυκνότητος ρεύματος κατὰ τὸν ἄξονα  $x$ ,  $J_x$  καὶ ταχύτητος φορέων κατὰ τὸν αὐτὸν ἄξονα  $v_x$  καθορίζεται ὡς:  $J_x = nev_x$  ἔνθα  $n$  συγκέντρωσις φορέων.

$$\text{Ἄρα} \quad \sigma = ne \frac{v_x}{\mathcal{E}_x} = n \cdot e\mu. \quad (27)$$

Τὸ μέγεθος  $\mu = \frac{v_x}{\mathcal{E}_x}$  ὑπολογιζόμενον ἐκ τοῦ τύπου (27), ὅταν τὰ ὑπόλοιπα μεγέθη ἔχουν πειραματικῶς εὐρεθῆ, καλεῖται **εὐκίνησις ἀγωγιμότητος** καὶ εἶναι ἡ μέση ταχύτης τῶν φορέων ἀνά μονάδα ἐντάσεως πεδίου παραλλήλως πρὸς τὴν διεύθυνσιν αὐτοῦ. Ἡ εὐκίνησις εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς ἐντάσεως  $\mathcal{E}$  διὰ τιμὰς αὐτῆς, διὰ τὰς ὁποίας ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Ohm.

Ἡ σχέσηις (27) ἰσχύει διὰ τὴν περίπτωσιν ἐξωγενοῦς ἀγωγιμότητος, καθ' ἣν ὑπάρχει ἓν μόνον εἶδος φορέων.

Διὰ συνδυασμοῦ τῆς ἐξισώσεως (27) καὶ τῆς ἐξισώσεως (25) εὐρίσκομεν :

$$\mu_H = \frac{8R_H}{3\pi\rho} \quad (28)$$

Εἰς τὸν τύπον αὐτὸν ἡ εὐκίνησις συμβολίζεται διὰ τοῦ  $\mu_H$  ἵνα ὑποδειχθῆ ὅτι αὕτη ὑπολογίζεται ἐκ τῶν πειραματικῶς προσδιοριζομένων μεγεθῶν  $R_H$  καὶ  $\rho$ .

Ἡ εὐκίνησις ἡ οὕτω καθοριζομένη καλεῖται **εὐκίνησις Hall**<sup>10, 18</sup>, ἔνθα  $R_H$  εἶναι ἡ σταθερὰ Hall δι' ἀσθενῆ μαγνητικὴν ἐπαγωγὴν  $B$  καὶ  $\rho$  ἡ εἰδικὴ ἀντίστασις διὰ  $B = 0$ .

#### 4. ΜΕΤΡΗΣΙΣ ΣΤΑΘΕΡΑΣ HALL

Ἐὰν  $I$  εἶναι ἡ ἔντασις τοῦ διερχομένου ρεύματος κατὰ τὸν ἄξονα  $x$  (σχ. 3),  $B$  ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ ἢ ἐφαρμοζομένη κατὰ τὸν ἄξονα  $z$  καὶ  $V_H$  ἡ διαφορὰ δυναμικοῦ ἢ ἀναπτυσσομένη μεταξὺ τῶν ἠλεκτροδίων  $H_1$  καὶ  $H_2$ , τότε ἡ σταθερὰ Hall  $R_H$  δύναται νὰ προκύψῃ ἐκ μετρήσεων κατὰ τὸν τύπον :

$$R_H = \frac{V_H \cdot d}{B \cdot I} \quad (29)$$

Συνήθως τὰ μεγέθη  $V$  καὶ  $I$  μετροῦνται εἰς πρακτικὰς μονάδας, ἡ  $B$  εἰς Gauss καὶ ἡ  $d$  εἰς cm, ὁπότε ἡ σχέσηις (29) καθίσταται :

$$R_H = 10^9 \frac{V_H \cdot d}{B \cdot I} \quad (30)$$

καὶ ἡ σταθερὰ Hall  $R_H$  μετροῦται εἰς  $\frac{\text{cm}^2}{\text{Cb}}$ .

Διὰ τὴν ἀκρίβειαν τῆς μετρήσεως<sup>10</sup> πραγματοποιοῦνται 4 μετρήσεις τῆς  $V_H$  διὰ τὰς αὐτὰς τιμὰς τῶν  $B$  καὶ  $I$  δι' ἀναστροφῆς τοῦ ρεύματος  $I$  καὶ τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς  $B$ . Ἡ μέθοδος αὕτη ἐξαλείφει α) τὰ σφάλματα λόγῳ μὴ τοποθετήσεως τῶν ἠλεκτροδίων  $H$  εἰς ἐπιφάνειαν ἀρχικῶς ἰσοδυναμικῆν, β) τὰ σφάλματα λόγῳ θερμοηλεκτρικῶν τάσεων ὀφειλομένων εἰς τὴν μὴ σταθερὰν θερμοκρασίαν εἰς ὅλα τὰ σημεῖα τοῦ κρυστάλλου καὶ γ) τὰ σφάλματα λόγῳ μαγνητοαντιστάσεως. Μόνον τὰ σφάλματα τὰ ὀφειλόμενα εἰς τὸ φαινόμενον Ettinghausen δὲν εἶναι δυνατόν νὰ ἐξαλειφθοῦν διὰ τῆς ἀνωτέρω μεθόδου. Τὰ σφάλματα ὅμως ταῦτα εἶναι τόσον μικρὰ ὥστε δύνανται ν' ἀγνοηθοῦν. Ἡ μέση τιμὴ τῆς τάσεως Hall ἐκ τῶν 4 μετρήσεων δίδεται ἀπὸ :

$$\bar{V}_H = \frac{(+V_+ - +V_+ - +V_- + -V_-)}{4} \quad (31)$$

ἔνθα ὁ δείκτης ἀριστερὰ τοῦ γράμματος  $V$  συμβολίζει τὴν φορὰν τοῦ ρεύματος καὶ ὁ δείκτης δεξιᾶ τὴν φορὰν τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ Δ'

### ΔΙΑΤΑΡΑΧΑΙ ΛΟΓΩ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΗΣΕΩΝ

#### 1. ΓΕΝΙΚΑ ΠΕΡΙ ΔΙΑΤΑΡΑΧΩΝ

Κατὰ τὴν σύγκρουσιν σωματίου μὲ ἄτομον πλέγματος, τοῦτο, ἐφ' ὅσον ἢ μεταβιβαζομένη εἰς αὐτὸ ἐνέργεια εἶναι ἐπαρκῆς, μετατοπίζεται εἰς μεσοπλεγματοειδῆ θέσιν, ὅποτε δημιουργεῖται ἐν ζεῦγος Frenkel, ἀποτελούμενον ἀπὸ ἓν *μεσοπλεγματοειδὸν ἄτομον (interstitial)* καὶ ἓν *κενὸν (vacancy)*.

Ἡ ἀρχικὴ ἀντίδρασις δυνατόν νὰ λάβῃ χώραν κατὰ ἓνα τῶν ἐξῆς 3 μηχανισμῶν<sup>19</sup>: α) ὡς ἐλαστικὴ κρούσις μὲ τὸν πυρῆνα β) ὡς ἀντίδρασις Coulomb μὲ τὸν πυρῆνα (σκέδασις Rutherford) καὶ γ) ὡς ἐλαστικὴ κρούσις μὲ τὸ ἄτομον.

Ὁ πρῶτος μηχανισμὸς προϋποθέτει μὴ φορτισμένον σωματίον. Ὁ δεῦτερος μηχανισμὸς προϋποθέτει φορτισμένον σωματίον ἐνεργείας ἐπαρκοῦς, ἵνα δυνηθῇ νὰ διαπεράσῃ τὸ ἠλεκτρονικὸν νέφος τοῦ ἀτόμου. Ὁ τρίτος μηχανισμὸς λαμβάνει χώραν, ὅταν ἡ ἐνέργεια δὲν εἶναι ἀρκετὴ νὰ εἰσέλθῃ εἰς τὸ ἠλεκτρονικὸν νέφος καὶ δημιουργεῖ ἀντιδράσεις κλειστοῦ φλοιοῦ (Closed Shell). Ἐπιπροσθέτως πρὸς τὰς ἀπωλείας τῆς ἐνεργείας λόγῳ ἐλαστικῶν κρούσεων, προσπίπτον φορτισμένον σωματίον δυνατόν νὰ ἀπωλέσῃ σημαντικὸν μέρος τῆς ἐνεργείας του μὲ ἠλεκτρονικὰς ἀντιδράσεις, αἵτινες προκαλοῦν ἠλεκτρονικὴν διέγερσιν καὶ ἰονισμόν τῶν ἀτόμων τοῦ πλέγματος.

Ἡ περίπτωσις τοῦ βομβαρδισμοῦ δι' ἠλεκτρονίων εἶναι ἰδιαιτέρως



πολύπλοκος, όταν η απαιτούμενη *ἐνέργεια κατωφλίου* ενός ηλεκτρονίου δια τὴν μετατόπισιν ενός ατόμου εὐρίσκεται εἰς τὴν περιοχὴν, ἔνθα ἐφαρμόζεται ἡ θεωρία τῆς σχετικότητος. Σημειωτέον ὅτι ἡ μεταβιβαζομένη ὑπὸ τοῦ ηλεκτρονίου εἰς τὸ ἄτομον ἐνέργεια εἶναι πάρα πολὺ μικροτέρα τῆς ἀρχικῆς ἐνεργείας τοῦ ηλεκτρονίου, οὕτως ὥστε εἰς τὴν περίπτωσιν ἀκτινοβολήσεως μετ' ἠλεκτρονία ὁ πολλαπλασιασμὸς τῶν διαταραχῶν λόγῳ τῆς κινήσεως τοῦ ἀρχικῶς εἰς κίνησιν τιθεμένου ατόμου εἶναι μικρὸς, ἐξαιρέσει τῆς περιπτώσεως ἠλεκτρονίων πολὺ μεγάλης ἐνεργείας, ἡ ὁποία ὅμως ἐν προκειμένῳ δὲν ἐνδιαφέρει.

## 2. ΔΙΑΤΑΡΑΧΑΙ ΕΙΣ ΗΜΙΑΓΩΓΟΥΣ <sup>19, 20, 21</sup>

Αἱ παραγόμεναι δι' ἀκτινοβολήσεως διαταραχαὶ εἰς τοὺς ἡμιαγωγούς δημιουργοῦν ἀπὸ ἀπόψεως σταθμῶν ἐνεργείας ἐντοπισμένας καταστάσεις (*στάθμαι διαταραχῆς*), αἵτινες ἐπιδρῶν ἐπὶ τῆς ὀπτικῆς ἀπορροφήσεως, τοῦ χρόνου ζωῆς φορέων μειονότητος καὶ τοῦ φαινομένου παγιδεύσεως φορέων μειονότητος. Ὅμοίως, ἐφ' ὅσον παραμορφώνουν τὴν κατανομὴν τοῦ φορτίου εἰς τὸν κρύσταλλον, ἐμμέσως μεταβάλλουν καὶ τὴν εὐκίνησιαν τῶν φορέων. Τὸ φαινόμενον τοῦτο εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὸ φαινόμενον τῆς σκεδάσεως τῶν φορέων ἐπὶ προσμίξεων.

Ὡς εὐρέθη, εἰς δεδομένον ὕλικὸν μερικαὶ τῶν σταθμῶν διαταραχῆς εἶναι κατελιημμένα ὑπὸ ἠλεκτρονίων καὶ ἕτεροι εἶναι κεναί. Πάντως, ἐὰν αἱ ἐξ ἀκτινοβολήσεως διαταραχαὶ δροῦν ὡς δέχται ἢ ὡς δόται ἐξαορτᾶται ἐκ τοῦ ὑπὸ ἐξέτασιν ὕλικου καὶ ἀπὸ τὴν φύσιν τῶν διαταραχῶν, δηλαδὴ μεσοπλεγματοειδὲς ἄτομον ἢ κενόν.

Ἡ μελέτη τῶν διαταραχῶν ἐντὸς τῶν ἡμιαγωγῶν πραγματοποιεῖται κυρίως εἰς τὴν περιοχὴν ἐξωγενοῦς ἀγωγιμότητος, διότι αὕτη εἶναι εὐαίσθητος εἰς τὰς διαταραχὰς τοῦ πλέγματος, ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὴν περιοχὴν ἐνδογενοῦς ἀγωγιμότητος, ἣτις καθορίζεται ἀπὸ ιδιότητος τοῦ ἰδανικοῦ δηλαδὴ τοῦ μὴ διατεταραγμένου πλέγματος.

Αἱ πλέον εὐαίσθητοι εἰς τὰς διαταραχὰς λόγῳ ἀκτινοβολήσεως ιδιότητες τῶν ἡμιαγωγῶν εἶναι αἱ ἑξῆς :

α) **Συγκέντρωσις φορέων.** Ὁ τύπος καὶ ἡ συγκέντρωσις τῶν φορέων εἰς τοὺς ἐξωγενεῖς ἡμιαγωγούς καθορίζεται ἀπὸ τὰς διαταραχὰς τοῦ πλέγματος ἢ τὰς χημικὰς προσμίξεις καὶ ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν. Τὰ ἀνωτέρω σχηματίζουν ἐντοπισμένας καταστάσεις εἰς τὴν ἀπηγορευμένην ταινίαν ἐνεργείας, αἵτινες δύνανται νὰ ἰονισθοῦν θερμοικῶς δημιουργοῦσαι ἠλεκτρόνια ἢ θετικὰ ὁπὰς ἀντιστοίχως.

β) **Ἀγωγιμότης.** Αἱ ἠλεκτρικαὶ ιδιότητες τῶν ἡμιαγωγῶν εἶναι γενικῶς πολὺ εὐαίσθηται εἰς βομβαρδισμὸν μετ' ἐνεργειακὰ σωμάτια καὶ τοῦτο διότι ἡ συγκέντρωσις τῶν φορέων εἰς τοὺς ἡμιαγωγούς εἶναι ἐξαιρετικῶς

μικρά και συνεπώς ή δι' ακτινοβολήσεως εισαγωγή δλίγων προσθέτων δεκτών ή δοτών δύναται να οδηγήση εις πολυ εύρειας μεταβολάς τής δλικής συγκεντρώσεως τών φορέων. Σημειωτέον ότι εις τούς έξωγενείς ήμιαγωγούς ή άγωγιμότης δίδεται υπό τής σχέσεως (27). Δεδομένου ότι ή μεταβολή τής εύκνησίας κατά τας ακτινοβολήσεις είναι μικρά, ή παρατηρουμένη μεταβολή τής άγωγιμότητος άποτελει μέσον δια τόν ύπολογισμόν τής μεταβολής τής συγκεντρώσεως τών φορέων.

γ) **Φαινόμενον Hall.** 'Ο συντελεστής Hall  $R_H$  δίδει μίαν άμεσον μέτρησην τής συγκεντρώσεως φορέων εις τὰ ακτινοβοληθέντα ύλικά κατά τόν τύπον (25).

δ) **Εύκνησία και σκεδάσις φορέων.** 'Η εύκνησία  $\mu$  καθορίζεται άπό τούς διαφόρους μηχανισμούς σκεδάσεως δρώντας εις τò ύλικόν <sup>2</sup> ώς :

$$\mu = \frac{e}{m} \tau_s \quad \text{ένθα } \tau_s \text{ είναι ή μέση τιμή τοῦ χρόνου άποκαταστάσεως λόγω σκεδάσεως, ή εύρεθείσα άπό τò σύνολον τών μηχανισμῶν σκεδάσεως.}$$

Εις άρκετά ύψηλās θερμοκρασίας οί φορείς σκεδάζονται σχεδόν άποκλειστικῶς άπό **πλεγματικὰς ταλαντώσεις**. Εις τήν περιοχὴν τής πλεγματικῆς σκεδάσεως ή κλασσική θεωρία προλέγει : <sup>22</sup>  $\tau_s \sim T^{-\frac{3}{2}}$ .

Εις χαμηλās θερμοκρασίας οί κινούμενοι φορείς σκεδάζονται κυρίως επί τών Ιονισμένων προσμίξεων ή Ιονισμένων διαταραχών. 'Η εύκνησία έπομένως θά έπηρεάζεται άπό τήν συγκέντρωση τών άνωτέρω περιγραφέντων **κέντρων σκεδάσεως** και άπό τήν κατανομήν αὐτῶν έν τῷ χώρῳ. Είναι προφανές, ότι σημαντικαί πληροφοροίαι σχετικῶς με τήν φύσιν τών παραγομένων διαταραχών δύναται να ληφθοῦν άπό τήν σπουδήν τής εύκνησίας εις ακτινοβοληθέντας ήμιαγωγούς. Οί Conwell και Weisskopf <sup>23</sup> έπεξεργάσθησαν τò πρόβλημα εις τήν ειδικήν περίπτωσιν τής σκεδάσεως κατά Rutherford και εύρον, ότι ο χρόνος άποκαταστάσεως  $\tau_s$  είναι άνάλογος τοῦ  $T^{\frac{3}{2}}$  και σχεδόν άντιστρόφως άνάλογος τής πυκνότητος τών κέντρων σκεδάσεως. Οί Brooks και Herring <sup>24</sup> περιέλαβον εις τήν έπεξεργασίαν τοῦ προβλήματος και τò φαινόμενον τής προασπίσεως. 'Η θεωρία των έφαρμόζεται εις ήμιαγωγούς, εις τούς όποιους ή συγκέντρωσις φορέων είναι πολυ μικροτέρα τής πυκνότητος τών κέντρων σκεδάσεως. 'Ο όρος οὔτος ισχύει άκριβῶς εις τὰ ακτινοβοληθέντα ύλικά.

Όσον άφορᾷ εις τήν επίδρασιν τής ακτινοβολήσεως επί τής εύκνησίας  $\mu$  δια τυχούσαν κατανομήν φορέων ισχύει <sup>20</sup> εις πρώτην προσέγγισιν :

$$\Delta \left( \frac{1}{\mu} \right) = \frac{1}{\mu_d} \sim \bar{q}_d^2 \cdot N_d$$

ἐνθα ὁ δείκτης  $d$  ἀναφέρεται εἰς τὰ δημιουργούμενα λόγω ἀκτινοβολήσεως κέντρα σκεδάσεως,  $\bar{Q}_d^2 = \tau^2$  τὸ μέσον τετράγωνον τῶν φορτίων τῶν κέντρων σκεδάσεως καὶ  $N_d = \delta$  ὁλικὸς αὐτῶν ἀριθμὸς. Διὰ σταθερὰν συγκέντρωσιν φορέων ἢ σκέδασις ἐπὶ τῶν κέντρων σκεδάσεως καὶ ὅθεν ἡ ἔκφρασις  $\frac{1}{\mu_d}$  πρέπει κατὰ τὴν θεωρίαν Conwell καὶ Weisskopf νὰ εἶναι ἀνάλογος τοῦ  $T^{-\frac{9}{2}}$ .

### 3. ΔΙΑΤΑΡΑΧΑΙ ΕΠΙ InSb ΚΑΙ ΑΝΟΠΤΗΣΙΣ ΑΥΤΩΝ

Τὸ InSb κρυσταλλοῦται<sup>24</sup> εἰς τὸ αὐτὸ κρυσταλλικὸν σύστημα ὡς ὁ σφαλερίτης (ZnS) καὶ ἔχει σταθερὰν πλέγματος  $a = 6,48 \text{ \AA}$  εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν. Ἐκαστὸν ἄτομον In περιβάλλεται τετραεδρικῶς ἀπὸ 4 ἄτομα Sb καὶ ἕκαστον Sb ἀπὸ 4 ἄτομα In. Ἐκαστὸν τῶν ἀτόμων In καὶ Sb κεῖται εἰς ἓν κυβικὸν ἑδροκεντρωμένον (fcc) ὑπόπλεγμα (sublattice), ὑπάρχουν δὲ 2 εἰσέτι ὑποπλέγματα «κενῶν χώρων». Τὸ ἓν ἐξ αὐτῶν ἀποτελεῖται ἀπὸ κενοὺς χώρους ἔχοντας πλησιεστάτους γείτονας τετραεδρικῶς τοποθετημένα ἄτομα In, τὸ δὲ ἕτερον ἔχει πλησιεστάτους γείτονας ἄτομα Sb κατὰ τὴν αὐτὴν τοποθέτησιν. Τοῦτο ὀδηγεῖ εἰς 4 δυνατὰς παραστάσεις διὰ μεσοπλεγματικὰς τοποθετήσεις τῶν ἐκ μετατοπίσεως ἀτόμων. Π.χ. ἐν μεσοπλεγματικὸν ἄτομον In μὲ ἄτομα In ἢ Sb ὡς πλησιεστάτους γείτονας καὶ ὁμοίας παραστάσεις δι' ἓν μεσοπλεγματικὸν ἄτομον Sb. Ὑπάρχουν ἐπίσης δύο δυνατὰ εἶδη κενῶν καὶ δύο εἶδη «ἀμοιβαίων ἀντικαταστάσεων» (replacements) εἰς τὰ ὁποῖα τὸ ἀρχικῶς μετατεθὲν ἄτομον κτυπᾷ ἐν ἄτομον τοῦ ἐτέρου τύπου μεταθέτον τοῦτο καὶ καταλαμβάνον τὴν θέσιν του.

Θὰ ἡδύνατο νὰ σκεφθῆ τις ὅτι ἡ πολλαπλότης τῶν δυνατῶν «σημειῶν διαταραχῶν» εἰς τὸ InSb θὰ ὠδήγει εἰς πολυπλόκους μηχανισμοὺς ὅσον ἀφορᾷ εἰς τὰς δημιουργουμένας ἐξ ἀκτινοβολήσεως διαταραχάς. Εἰς τὴν πραγματικότητα ἡ συμπεριφορὰ εἶναι ἀπλουστερά. Π.χ. ὑπάρχουν πολλὰ ἐνδείξεις, ὅτι ἀντιδράσεις μὲ προσμίξεις δὲν ἔχουν τὴν σπουδαιότητα, τὴν ὁποίαν παρουσιάζουν εἰς Ge καὶ Si, καὶ τὰ ἀποτελέσματα τῆς θερμοκρασίας, εἰς ἣν διενεργεῖται ἡ ἀκτινοβολία, ἐπὶ τῆς ταχύτητος δημιουργίας διαταραχῶν εἶναι πολὺ ἀπλούστερα εἰς τὸ InSb παρὰ εἰς Ge.

**Γενικὰ ἐπὶ τῶν διαταραχῶν ἐξ ἀκτινοβολήσεως καὶ ἀνοπτήσεως αὐτῶν.** Αἱ διαταραχαὶ ἐξ ἀκτινοβολήσεως δι' ἠλεκτρονίων μικρᾶς ἐνεργείας συνίστανται κυρίως ἀπὸ τυχαίως τοποθετημένα ζεύγη Frenkel ἢτοι ζεύγη κενῶν-μεσοπλεγματικῶν ἀτόμων μὲ κατανομὴν τῶν ἀποστάσεων μεταξὺ αὐτῶν ἐξαρτωμένην ἐκ τῆς ἐνεργείας ἀκτινοβολήσεως<sup>21</sup>.

Τὸ «κατώφλιον ἐνεργείας» διὰ μετὰθεσιν ἐνὸς ἀτόμου εἰς InSb ὑπε-

λογίσθη υπό τοῦ Eisen καὶ εὐρέθη 7eV. Ἐφαρμογὴ τῆς θεωρίας Snyder καὶ Neuffeld <sup>26</sup> ὡς ἐτροποποιήθη αὕτη υπό τῶν Seitz καὶ Koehler <sup>26</sup>, δίδει διὰ τὴν ταχύτητα γεννέσεως ζευγῶν Frenkel δι' ἠλεκτρονίων μεγάλης ταχύτητος τὴν τιμὴν 24/cm.

Ἡ ἐπανόρθωσις τῆς διαταραχῆς θὰ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν μεταξὺ μεσοπλεγματοῦ ἀτόμου καὶ κενοῦ. Ἡ μεγίστη τιμὴ τῆς ἀποστάσεως, διὰ τὴν ὁποίαν λαμβάνει χώραν ἐξουδετέρωσις, ἐὰν μία τῶν διαταραχῶν εἶναι κινητὴ, καλεῖται ἀκτὶς συλλήψεως (Capture radius). Ἐὰν ἡ ἀπόστασις εἶναι μικροτέρα τῆς ἀκτίνος συλλήψεως, τὸ ζεῦγος μεσοπλεγματοῦ ἀτόμου — κενοῦ δὲν δύναται νὰ μείνῃ σταθερὸν εἰς οἰανδήποτε θερμοκρασίαν. Ἐὰν ὅμως τὸ ζεῦγος εἶναι σταθερὸν εἰς τὴν θερμοκρασίαν τῆς ἀκτινοβολήσεως, θὰ ἐξουδετερωθῇ ὅταν ὁ κρύσταλλος ἀνοπτηθῇ εἰς θερμοκρασίαν, εἰς ἣν ἡ μία τῶν διαταραχῶν καθίσταται κινητὴ.

Ὅταν ἡ ἀπόστασις εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ἀκτίνος συλλήψεως, ἡ κίνησις τοῦ μεσοπλεγματοῦ ἀτόμου (ἂν θεωρηθῇ τοῦτο ὡς κινητὴ διαταραχὴ) εἶναι τυχαία καὶ εἶναι δυνατὸν ὄχι μόνον νὰ ἐπανασυνδεθῇ τοῦτο μὲ τὸ κενόν, ἀπ' ὅπου ἀπεμακρύνθη ἀρχικῶς, ἀλλὰ καὶ νὰ περιπλανηθῇ ἐντὸς τοῦ πλέγματος, ἕως ὅτου συνδεθῇ μὲ ἕτερον κενόν. Ἡ ἐξουδετέρωσις ἐνὸς μεσοπλεγματοῦ ἀτόμου μὲ ἓν κενόν, ὅταν τοῦτο εὐρίσκειται ἐντὸς μιᾶς ἀκτίνος συλλήψεως, ἀναμένεται νὰ ὑπακούῃ κινητικὴν πρώτης τάξεως. Τοῦτο βεβαίως θὰ ἦτο αὐστηρὸν μόνον ἐὰν τὸ ἄτομον θὰ ἔπρεπε νὰ κάμῃ ἓν μοναδικὸν ἄλλα ἵνα ἐπανασυνδεθῇ μὲ τὴν κενὴν θέσιν. Ἐὰν ἀπαιτοῦνται δύο ἢ περισσότερα ἄλλα διὰ τὴν ἐξουδετέρωσιν καὶ ἡ συχνότης διὰ τὸ πρῶτον ἄλλα εἶναι πολὺ μικροτέρα τῆς τῶν ἐπομένων ἁλμάτων, ἡ κινητικὴ θὰ παραμείνῃ πρώτης τάξεως ἐντὸς τῆς ἀκριβείας τοῦ πειράματος.

Διὰ ζεύγη χωριζόμενα μὲ ἀποστάσεις μεγαλυτέρας τῆς ἀκτίνος συλλήψεως, ἡ ἐξουδετέρωσις πραγματοποιεῖται κατὰ Eisen εἰς δύο βαθμίδας. Κατὰ τὴν πρώτην ὑπάρχει εἰσέτι συσχετίσις μεταξὺ μεσοπλεγματοῦ ἀτόμου καὶ κενοῦ καὶ τὸ ποσοστὸν τῶν ζευγῶν, τὰ ὁποῖα ἔχουν ἀνοπτηθῇ εἶναι ἀρχικῶς ἀνάλογον τῆς  $\sqrt{t}$  ἔνθα  $t$  = χρόνος ἀνοπτήσεως. Εἰς τὴν δευτέραν βαθμίδα τὰ ἐναπομένοντα ζεύγη ἐπανασυνδέονται τυχαίως ὁδηγοῦντα εἰς μίαν κινητικὴν δευτέρας τάξεως.

**Ἀποτελέσματα ἀνοπτήσεων.** Ἡ μελέτη τῆς ἐπιδράσεως ἠλεκτρονίων ἐπὶ τῶν ιδιοτήτων τοῦ InSb ἐγένετο κυρίως δι' *ἰσοχρόνων ἀνοπτήσεων*. Ὁ ὅρος ἰσόχρονος ἀνόπτησις δηλοῖ ὅτι τὸ δείγμα ὑφίσταται ἀνοπτήσεις διαδοχικῶς ὑψηλοτέρας θερμοκρασίας, εἰς ἐκάστην τῶν ὁποίων παραμένει ἐπὶ τὸν ἴδιον πάντοτε χρόνον. Μεθ' ἐκάστην περιόδον ἀνοπτήσεως τὸ δείγμα ἐπαναφέρεται εἰς τὴν αὐτὴν χαμηλὴν θερμοκρασίαν πρὸς μέτροσιν τῆς ὑπὸ μελέτην ιδιότητος.

Ἰσόχρονοι ἀνοπτήσεις ἐπὶ δειγμάτων τύπου π ἀκτινοβοληθέντων δι'

ήλεκτρονίων 4,5 MeV εις 80° K δεικνύουν 3 περιοχάς ταχείας άνοπτήσεως, έξ ών αι δύο πρώται μεταξύ 80° K και 200° K, ή δε τρίτη πλησίον τής θερμοκρασίας εργαστηρίου. Ίσόχρονοι άνοπτήσεις επί δειγμάτων τύπου p δέν δεικνύουν σαφώς καθωρισμένες βαθμιδας άνοπτήσεως.

Δεικνύεται ότι ή κατανομή τών δι' άκτινοβολήσεως παραγομένων ενεργειακών σταθμών μεταβάλλεται δια θερμάνσεως εις 200° K. Αι ενεργειακάι στάθμαι μετατίθενται καθ' όσον αι διαταραχαί επανακτοποιοϋνται εις θέσεις μεγαλυτέρας σταθερότητος. Αι θέσεις τών ενεργειακών σταθμών προσδιορίζονται από τας μεταβολάς τής συγκεντρώσεως τών φορέων συναρτήσει τής θερμοκρασίας, αι δε μεταβολαί τής εύκινήσιας χρησιμοποιοϋνται ίνα πιστοποιηθῆ ή συμπεριφορά τών δοτών και δεκτών.

Εξετιμήθη ότι εις πολυπλόκους (μη σημειακάς) διαταραχάς αποτελούμενας από τὸ άρχικόν κενόν και άριθμόν τινα δευτερευόντων ζευγών Frenkel, άπαντα τὰ έν λόγω σημεία θα κείνται έντὸς σχετικῶς μικρῶν άποστάσεων (κατά μέσον όρον 16 άτομικῶν διαστημάτων δια ήλεκτρόνια 4,5 Mev). Αι ενεργειακάι στάθμαι τόσον πλησίον εύρισκομένων «μεσοπλεγματικῶν άτόμων» - «κενῶν» έχουν πιθανώτατα τιμάς διαφόρους τών συνήθων. Τὸ γεγονός τούτο δεικνύει ότι άνόπτησις τών ήλεκτρικῶν ιδιοτήτων δύναται νά πραγματοποιηθῆ οϋχι μόνον δι' επανασυνδέσεως τών ζευγῶν Frenkel, άλλ' ὡσαύτως δι' ανακατατάξεως τών διαταραχῶν εις θέσεις μεγαλυτέρας σταθερότητος. Η διεργασία άνοπτήσεως μεταξύ 80' K και 200° K συνίσταται εις άμφοτέρους τούς τύπους είτε εις ελάττωσιν τής συγκεντρώσεως τών ὀπῶν είτε εις αύξησιν τής συγκεντρώσεως τών ήλεκτρονίων. Οϋτω, είτε άσυγκρίτως περισσότεροι δέχται από δότας ύφίστανται άνόπτησιν είτε γενικῶς πραγματοποιεῖται μετακινήσις τών ενεργειακῶν σταθμῶν πρὸς τήν ζώνην άγωγιμότητος. Πιστεύεται, ότι αι δύο πρώται περιοχαί άνοπτήσεως είναι άποτέλεσμα τών ανακατατάξεων τών διαταραχῶν, αίτινες κείνται πολὺ πλησίον άλλήλων και πιθανόν επίσης τής επανασυνδέσεως τών «λίαν γειτονικῶν ζευγῶν Frenkel».

Κατά τήν άκτινοβόλησιν InSb τύπου n εις 80° K δι' ήλεκτρονίων 1 MeV δημιουργοϋνται διαταραχαί, αι ὁποῖαι ήρευνήθησαν δια παρακολούθησεως τών τιμῶν τοϋ συντελεστοϋ Hall  $R_H$  και τής ειδικῆς αντίστασεως ρ. Η άνόπτησις τών διαταραχῶν εκ τής άκτινοβολήσεως δι' ήλεκτρονίων τύπου n InSb εις 80° K επιτυγχάνεται εις 5 βαθμιδας με τελείαν επάνοδον εις τήν άρχικην κατάσταση τοϋ δείγματος εις θερμοκρασίαν 320° K πλην τής ειδικῆς αντίστασεως ρ δι' ήν ύφίσταται μικρά μεταβολή παραμένουσα μετά τήν 5ην βαθμιδα. Είναι προφανές ότι αι δύο χαμηλῆς θερμοκρασίας βαθμιδες περιλαμβάνουν ανακατάταξιν τών διαταραχῶν και μερικην έξουδετέρωσιν τών «λίαν γειτονικῶν ζευγῶν».

Αι βαθμιδες άνωτέρας θερμοκρασίας III και IV παριστοϋν επανασύν-

δεσιν «σχετικῶς γειτονικῶν ζευγῶν» τῆς διαχωρίζουσας ταῦτα ἀποστάσεως οὔσης κατὰ τι μεγαλυτέρας ἐκείνης τῶν ἐπανασυνδεομένων εἰς βαθμίδας I καὶ II «λίαν γειτονικῶν ζευγῶν». Διὰ τὴν βαθμίδα δηλαδὴ τῆς ὑψηλοτέρας θερμοκρασίας δὲν ὑπάρχει σαφὴς ἐρμηνεία, ἐκτὸς τῆς ὑποθέσεως τῆς τυχαίας ἐπανασυνδέσεως ζευγῶν χωριζομένων δι' ἀποστάσεως μεγαλυτέρας τῆς τῶν βαθμίδων III καὶ IV.

Ἰσόθερμοι καὶ ἰσόχρονοι ἀνοπτήσεις εἰς ἐκάστην τῶν βαθμίδων ἐπιτρέπουν τὸν προσδιορισμὸν τῆς «ἐνεργείας ἐνεργοποιήσεως»<sup>24,27</sup> διὰ τὴν ἐπανόρθωσιν καὶ τὴν μελέτην τῆς κινητικῆς.

**Εὐκίνησις.** Ἡ εὐκίνησις εἰς ἀκτινοβοληθέντας κρυστάλλους τύπου π αὐξάνεται κατὰ τὰ 2 πρῶτα στάδια ἀνοπτήσεως. Ἡ εὐκίνησις τῶν κρυστάλλων τύπου ρ ἐλαττοῦται παρὰ τὸ γεγονός ὅτι ὁ ἀριθμὸς διαταραχῶν καὶ συνεπῶς ὁ ἀριθμὸς σκεδαζόντων κέντρων ἐλαττοῦται. Αἱ μεταβολαὶ αὗται τῆς εὐκινήσεως δύνανται νὰ ἐξηγηθῶν (κατὰ Aukermann) μερικῶς διὰ τῶν συνοδευουσῶν ταύτας μεταβολῶν εἰς τὴν συγκέντρωσιν φορέων, αἵτινες παράγουν μεγαλύτερον προπέτασμα εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ τύπου π καὶ μικρότερον εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ τύπου ρ.

Τὸ τρίτον στάδιον ἀνοπτήσεως δύνανται νὰ ἐξηγηθῆ διὰ τῆς ἀπλῆς ἐπανασυνδέσεως μεσοπλεγματικῶν ἀτόμων—κενῶν, ἐφ' ὅσον εἰς ἀμφοτέρους τοὺς τύπους π καὶ ρ αἱ μεταβολαὶ τείνουν νὰ παλινορθώσουν τὰς ἀρχικὰς συνθήκας.

Ἄν καὶ τὰ πειραματικὰ μέχρι τοῦδε δεδομένα ἐπὶ τῶν βαθμίδων ἀνοπτήσεως δὲν ἐξηγοῦνται πλήρως, ὑπάρχουν ἐνδείξεις, ὅτι αἱ βαθμίδες εἶναι ἀνεξάρτητοι ἀλλήλων καὶ δὲν περιλαμβάνουν ἀντιδράσεις μεταξὺ διαταραχῶν ἐξ ἀκτινοβολήσεως καὶ διαταραχῶν ἐκ προσμίξεων.

## ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΝ ΜΕΡΟΣ

### ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ Ε΄

#### ΓΕΝΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΣΥΣΚΕΥΗΣ

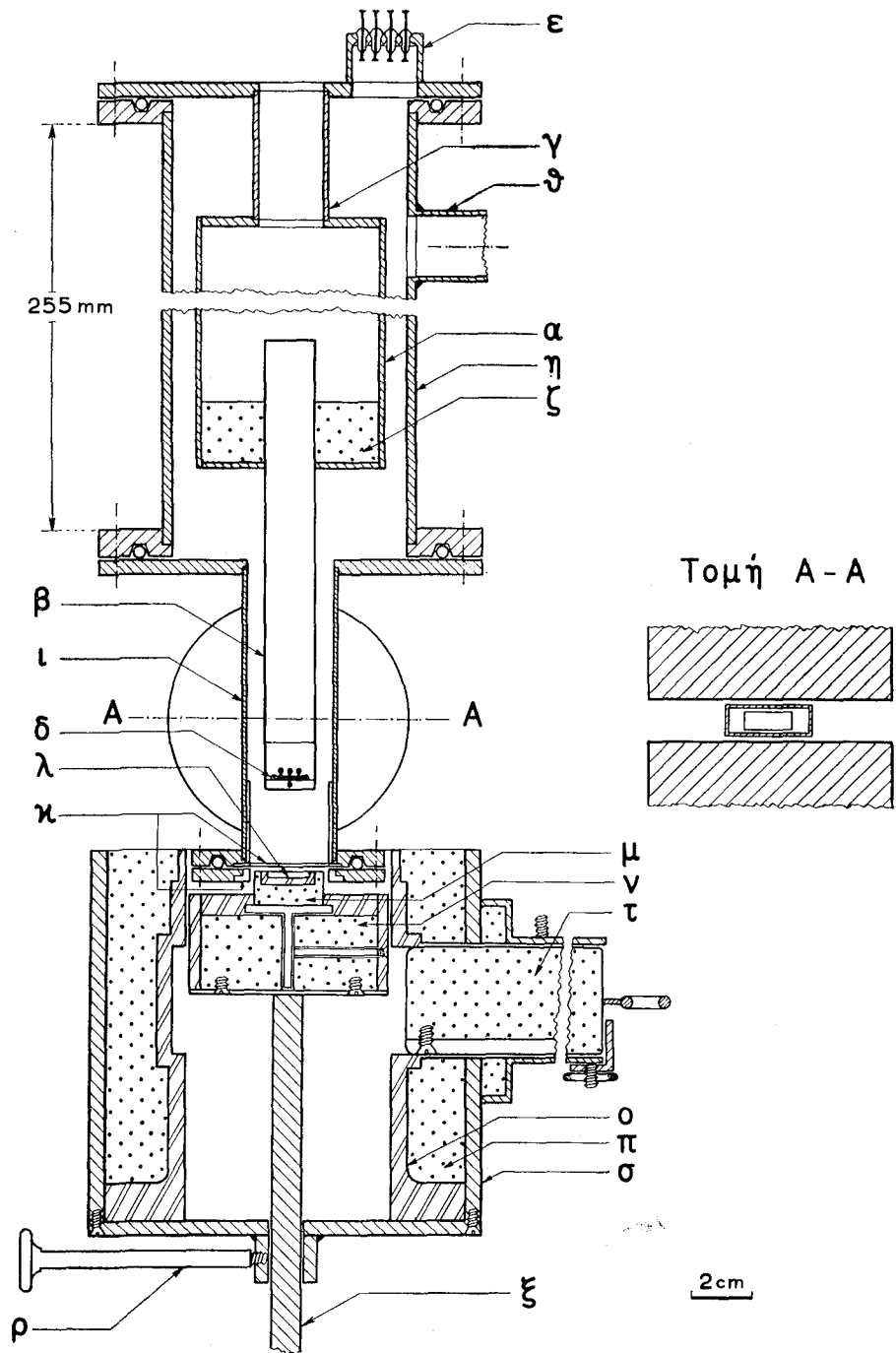
Ἡ ὅλη πειραματικὴ διάταξις περιλαμβάνει τὰ ἑξῆς μέρη :

- 1) Τὸν «κρυστάτην» ἐντὸς τοῦ ὁποίου εἶναι τοποθετημένος ὁ ὑπὸ μέτρησιν κρύσταλλος.
- 2) Τὴν πηγὴν ἀκτίνων β μετὰ τοῦ θώρακος αὐτῆς.
- 3) Τὸν κρύσταλλον In Sb.
- 4) Τὸν ἠλεκτρομαγνήτην μετὰ τοῦ κυκλώματος αὐτοῦ καὶ
- 5) Τὸ κύκλωμα μετρήσεως τάσεως Hall καὶ ἀντιστάσεως κρυστάλλου In Sb.

1) **Κρυστάτης.** Οὗτος συνίσταται ἐκ τριῶν διακεκριμένων τμημάτων (σχ. 4) : α) Ἐξ ἑνὸς κυλινδρικοῦ δοχείου ἐξ ὀρειχάλκου (α) φέροντος εἰς μὲν τὴν βᾶσιν του συγκεκολλημένην χαλκίνην ὀρθογώνιον ράβδον (β), εἰς δὲ τὴν κορυφὴν προέκτασιν ἐξ ἀνοξειδώτου χάλυβος (γ). Ἐντὸς τοῦ δοχείου τούτου τίθεται τὸ ψυκτικὸν μίγμα. Διὰ τῆς χαλκίνης ράβδου μεταδίδεται ταχύτατα ἡ θερμοκρασία τοῦ ψυκτικοῦ μίγματος εἰς τὸν κρύσταλλον ἐπικολλημένον τῇ βοηθείᾳ ἀραλδίτου εἰς τὸ κάτω ἄκρον αὐτῆς (δ). Τὸ ἄνω ἄκρον τοῦ σωλῆνος (γ) φέρει συγκεκολλημένην πλάκα ἐξ ὀρειχάλκου κλείουσαν ἀεροστεγῶς τῇ βοηθείᾳ ἐλαστικῶν δακτυλίων τὸν ἐξωτερικὸν κυλινδρικὸν σωλῆνα. Ἐπὶ τῆς πλακῶς ὑπάρχει κυλινδρική βᾶσις ἐξ ὀρειχάλκου (ε) φέρουσα ὀκτώ ἠλεκτρόδια κενοῦ (Stupakoff) διὰ τὴν διέλευσιν 8 συρμάτων. Ἐκ τούτων τὰ 6 προέρχονται ἐκ τῶν ἀντιστοιχῶν ἄκρων τοῦ κρυστάλλου καὶ τὰ ἕτερα 2 ἐκ τῶν ἄκρων τοῦ θερμοστοιχείου.

β) Ἐξ ἑνὸς κυλινδρικοῦ δοχείου ἐξ ὀρειχάλκου (η) περιβάλλοντος τὸ πρῶτον ὁμοαξονικῶς καὶ φέροντος εἰς τὰ ἄκρα του συγκεκολλημένας δακτυλιοεδεῖς βᾶσεις με ἀύλακας διὰ τὴν τοποθέτησιν τῶν ἐλαστικῶν δακτυλίων. Πλευρικὸς σωλῆν (θ) συνδέει τὸν χῶρον μεταξὺ τῶν 2 δοχείων πρὸς τὴν ἀντλίαν.

γ) Ἐξ ἑνὸς ὀρθογωνίου σωλῆνος ἐξ ὀρειχάλκου (ι) φέροντος συγκεκολλημένας εἰς τὰ δύο ἄκρα του βᾶσεις ἐξ ὀρειχάλκου. Ἡ κάτω βᾶσις φέρει αὐλακα διὰ τὴν τοποθέτησιν ἐλαστικοῦ δακτυλίου ὡς καὶ φύλλον Plexiglass (κ) με ἄνοιγμα ὀρθογώνιον διὰ τὴν ἀκώλυτον διέλευσιν τῶν ἀκτίνων β. Τὸ



Σχ. 4. Κρυοστάτης και πηγή ακτίνων β (σχηματικώς).



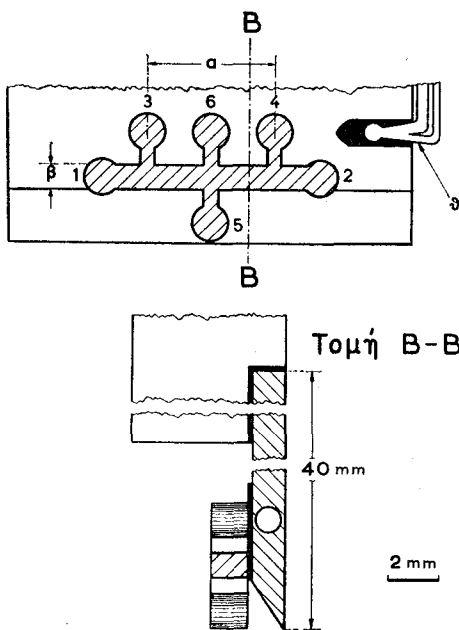
Plexiglass τοποθετείται δια τήν απορρόφησην τών ακτίνων β τών μη προσβαλλουσών τόν κρύσταλλον κατὰ τὸ δυνατόν ἄνευ παραγωγῆς ακτίνων γ. Τὸ ὀρθογώνιον παράθυρον κλείεται διὰ λεπτοῦ φύλλου Mylar πάχους 25 μ.

Τὸ κενὸν (<5μ Hg) εἰς τήν θερμοκρασίαν ὑγροῦ ἄζωτου ἐπιτυγχάνετο διὰ περιστροφικῆς ἀντλίας δύο βαθμίδων (οἴκου Leybold).

2) Πηγή ακτίνων β. Ὡς τοιαύτη ἐχρησιμοποιήθη ραδιενεργὸν παρασκεύασμα  $Sr^{90}-Y^{90}$  ραδιενεργείας 200 mC. Ἡ μέση ἐνέργεια τών σωματίων β εἶναι περίπου 1MeV, ἡ δὲ μεγίστη εἶναι 2,26 MeV. Ἐπίσης ἐκπέμπονται καὶ πολὺ ἀσθενεῖς ακτίνες γ ἐνεργείας 1,734 MeV. Ὁ χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ τοῦ ραδιενεργοῦ παρασκευάσματος εἶναι 25 ἔτη.

Ἡ ἔντασις τῆς προσβαλλούσης τόν κρύσταλλον δέσμης εἶναι  $I=6 \cdot 10^7$  ἠλεκτρόνια/sec·cm<sup>2</sup>. Τὸ ραδιενεργὸν παρασκεύασμα (λ) (σχ. 4) παρελήφθη ἐγκλεισμένον ἐντὸς δοχείου ἐξ ἄλουμινίου περιβαλλομένου ὑπὸ μολύβδου (μ) καὶ κλειομένου ἄνωθεν ἐρμητικῶς διὰ παραθύρου ἐξ ἀνοξειδώτου χάλυβος πάχους 0,05 mm (ἐπιφανειακῆς πυκνότητος 45 mgr/cm<sup>2</sup>). Τὸ δοχεῖον τοῦτο διὰ τοῦ προσκεκολλημένου κάτωθεν στελέχους δύναται νὰ ὀλισθαίη κατακορυφῶς ἐντὸς τοῦ ἄξονος τῆς μολυβδίνης βάσεως (ν) τῆς πηγῆς καὶ νὰ στερεοῦται διὰ πλευρικοῦ κοχλίου εἰς καθωρισμένην θέσιν. Ἡ μολυβδίνη βάση περιβάλλεται ὑπὸ σκληροῦ κράμματος ἀργιλίου (duraluminium).

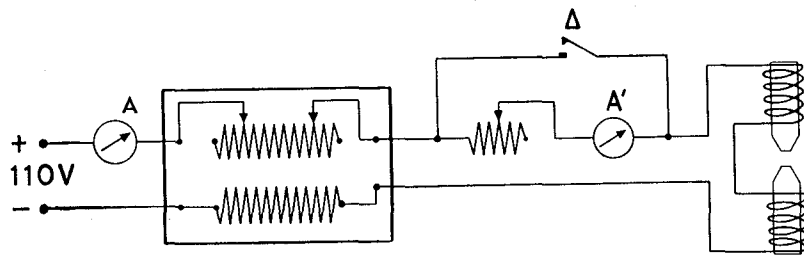
Ἐπὶ τῆς κάτωθεν πλευρᾶς τῆς βάσεως ταύτης προσηρμόσαμεν ὀρειχαλκίνην βᾶσιν φέρουσαν εἰς τὸ κέντρον στέλεχος (ξ) δυνάμενον νὰ ὀλισθαίη παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονά του διὰ μέσου αὔλακος εὐρισκομένης εἰς τὴν βᾶσιν τοῦ ἐξωτερικοῦ θώρακος. Διὰ τοῦ στελέχους τούτου ἐπιτυγχάνεται ἡ καθ' ὕψος μετακίνησις τοῦ ὅλου συστήματος κατὰ μῆκος αὐλοῦ ἐξ ἄλουμινίου (ο) περιβαλλομένου ὑπὸ μολυβδίνου θώρακος (π). Ἡ ἀκίνητοποίησις τοῦ συστήματος γίνεται τῇ βοηθείᾳ κοχλίου (ρ). Ὁ θώραξ εὐρίσκεται ἐντὸς ὀρειχαλκίνου δοχείου (σ) τετραγωνικῆς βάσεως. Ὁ ἐξ ἄλουμινίου θώραξ ἀπορροφᾷ τὰς ακτίνας β, ὁ δὲ ἐκ μολυβδίνου τὰς ακτίνας γ καὶ τυχὸν παραγομένας X. Ὄταν τὸ παρασκεύασμα εὐρίσκεται εἰς τὴν κατώ-



Σχ. 5.

τάτην θέσιν, ὃ ἐκ μολύβδου σύρτης (τ) ὠθείται πρὸς τὰ ἔσω καὶ κλείει ἄνωθεν τὸ ραδιενεργὸν παρασκευάσμα προστατεύον οὕτω ἀσφαλῶς τὸν χῶρον ἄνωθεν τῆς πηγῆς. Διὰ τὴν εὐκολὸν μετακίνησιν τοῦ σύρτου ἐτοποθετήθη κάτωθεν αὐτοῦ τεμάχιον Plexiglass χρησιμεῖον ὡσαύτως καὶ διὰ τὴν ἀπορρόφησιν τῶν ἀκτίνων β.

3) **Κρύσταλλος In Sb.** Ἡ μορφή τὴν ὁποίαν εἶχον οἱ κρύσταλλοι InSb (σχ. 5) ἐδίδετο εἰς αὐτοὺς διὰ τῆς ἐξῆς μεθόδου: Ἐπὶ ἐπιπέδου πλακὸς InSb μὲ παραλλήλους ἕδρας πάχους 1 mm ἢ 1,4 mm ἐπεκολλᾶτο τεμάχιον ὄρειχαλκίνου ἢ χαλκίνου φύλλου τοῦ αὐτοῦ σχήματος μὲ τὸ τοῦ κρυστάλλου. Ἐπ' αὐτοῦ προσεφυσᾶτο κόνις Carborundum (No 400) ὑπὸ σχετικῆν πίεσιν ὁπότε ἀπεσπῶντο ὀλίγον κατ' ὀλίγον τὰ μέρη τῆς πλακὸς InSb τὰ μὴ καλυπτόμενα ὑπὸ τοῦ ὄρειχαλκου. Μετὰ τὴν κοπήν τοῦ κρυστάλλου εἰς τὴν κατάλληλον μορφήν ἐγίνετο χημικὴ κατεργασία (etching) τῆς ἐπιφανείας του διὰ διαλύματος CP 4 (25 cm<sup>3</sup> κανονικὸν διάλυμα HNO<sub>3</sub>, 15 cm<sup>3</sup> κρυ-



Σχ. 6.

σταλλικὸν ὄξειδον ὀξύ, 15 cm<sup>3</sup> 40% HF καὶ 0,03 cm<sup>3</sup> Br). Τὰ ἄκρα 1, 2 ἐχρησίμευον ὡς ἠλεκτρόδια ρεύματος, τὰ 3, 4 ὡς ἠλεκτρόδια μετρήσεως διαφορᾶς δυναμικοῦ καὶ τὰ 5, 6 ὡς ἠλεκτρόδια μετρήσεως τάσεως Hall. Ὁ κρύσταλλος ἦτο ἐπικολλημένος δι' ἀραλδίτου εἰς τὸ κάτω ἄκρον τῆς χαλκίνης ράβδου τοῦ κρυστάτου (κ, σχ. 4) ἐπὶ καταλλήλου προεξοχῆς. Ὁ ἀραλδίτης παρουσιάζει ἀρίστην ἠλεκτρικὴν μόνωσιν, ἐνῶ ἔχει σημαντικὴν θερμικὴν ἀγωγιμότητα. Παρὰ τὸν κρύσταλλον καὶ ἐπὶ τῆς χαλκίνης προεξοχῆς ὑπάρχει ἐντὸς ὁπῆς διαμέτρου 1 mm θερμοστοιχείον Cu - Constantan (θ, σχ. 5) κολλημένον μὲ μέταλλον Wood διὰ τὴν μέτρησιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ κρυστάλλου.

4) **Μαγνήτης καὶ κύκλωμα αὐτοῦ.** Τὸ μαγνητικὸν πεδίων τὸ ἀπαιτούμενον διὰ τὰς μετρήσεις ἐσηματίζετο μεταξὺ τῶν πόλων ἰσχυροῦ ἠλεκτρομαγνήτου τροφοδοτουμένου ἀπὸ δμάδα παρέχουσαν συνεχῆ ἠλεκτρογενετικὴν δύναμιν 110 V καὶ μεγάλην ἰσχὴν ὥστε τὸ ρεῦμα νὰ παραμένῃ σταθερόν. Ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ B ἦτο κάθετος πρὸς τὴν διεύθυνσιν διελεύσεως τοῦ ρεύματος  $i_{κρ}$  τοῦ διαρρέοντος τὸν κρύσταλλον.

Ἡ ἠλεκτρικὴ συνδεσμολογία τοῦ πηνίου τοῦ ἠλεκτρομαγνήτου πρὸς τὴν πηγὴν τῶν 110 V = δεικνύεται εἰς τὸ σχ. 6. Ὄταν ὁ διακόπτης Δ εἶναι κλειστός ἢ τιμὴ τοῦ ρεύματος τοῦ διαρρέοντος τὸν ἠλεκτρομαγνήτην  $i_M$  εἶναι μεγάλη (περίπτωσις ἰσχυρᾶς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς  $B = 10.000$  Gauss) καὶ δίδεται ὑπὸ τοῦ ὄργάνου Α. Ὄταν ὁ διακόπτης Δ εἶναι ἀνοικτός, ἢ τιμὴ τοῦ ρεύματος  $i_M$  εἶναι μικρὰ (περίπτωσις ἀσθενοῦς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς  $B = 1000$  Gauss) καὶ δίδεται ὑπὸ τοῦ ὄργάνου Α'. Οὕτω παρείχεται ἡμῖν ἡ δυνατότης μετρήσεως ἐντὸς βραχυτάτου χρόνου διὰ 2 τιμὰς τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς Β. Ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγή Β συναρτῆσει τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος  $i_M$  προσδιορισθῆ τῇ βοηθεῖα ἐκβαλλομένου πηνίου.

5) **Κύκλωμα μετρήσεως ἀντιστάσεως κρυστάλλου καὶ τάσεως Hall.** Τοῦτο ἀποτελεῖται (σχ. 7) ἀπὸ α) τὸ κύκλωμα παροχῆς τοῦ ρεύματος τοῦ διαρρέοντος τὸν κρυστάλλον κατὰ μῆκος τῆς μεγαλυτέρας διαστάσεώς του· τὸ ρεῦμα τοῦτο μετρεῖται διὰ τοῦ μιλλιαμπερομέτρου Α καὶ ἀναστρέφεται διὰ τοῦ μεταγωγέως  $M_1$ , καὶ β) τὰ κυκλώματα μετρήσεως ἀφ' ἐνὸς μὲν διαφορᾶς δυναμικοῦ εἰς τὰ ἄκρα 3,4 τοῦ κρυστάλλου, ἀφ' ἑτέρου δὲ τάσεως Hall εἰς τὰ ἄκρα 5,6 τοῦ κρυστάλλου, φέροντα τοὺς μεταγωγεῖς  $M_2$  καὶ  $M_3$  ἀντιστοίχως διὰ τὴν ἀναστροφὴν τῶν τάσεων. Αἱ διαφοραὶ αὗται δυναμικοῦ μετρῶνται διὰ τοῦ ποτενσιομέτρου τύπου Cambridge Slide Wire.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ ΣΤ'

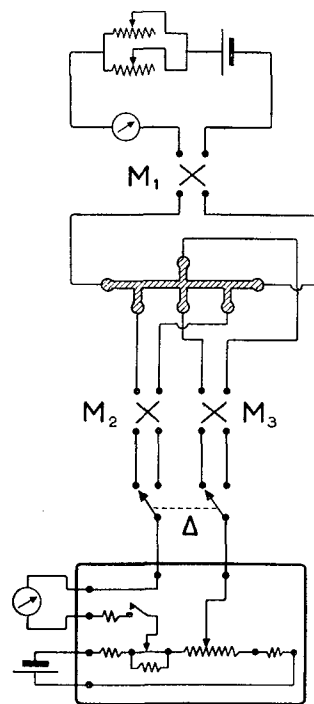
### ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΕΠΙ $InSb$ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ

Ἐχρησιμοποιήθησαν 2 κρυστάλλοι  $InSb$ , ὁ εἷς τύπου p, παρουσιάζων εἰς τὴν θερμοκρασίαν ὑγροῦ ἀέρος ( $90^\circ K$ ) συγκέντρωσιν θετικῶν φορέων  $p = 4,47 \cdot 10^{14}$  ὀπὰς/cm<sup>3</sup> καὶ ὁ ἕτερος τύπου n, παρουσιάζων εἰς τὴν θερμοκρασίαν ὑγροῦ ἀζώτου ( $78^\circ K$ ) συγκέντρωσιν ἀρνητικῶν φορέων  $n = 1,047 \cdot 10^{15}$  ἠλεκτρόνια/cm<sup>3</sup>. Αἱ διαστάσεις α, β (σχ. 5) ἦσαν αἱ αὐταὶ δι' ἀμφοτέρους τοὺς κρυστάλλους  $\alpha = 5$  mm καὶ  $\beta = 1$  mm. Ἡ τρίτη διάστασις γ (πάχος τοῦ κρυστάλλου) ἦτο διὰ μὲν τὸν τύπον p,  $\gamma = 1$  mm, διὰ δὲ τὸν τύπον n,  $\gamma = 1,4$  mm. Τὰ ἠλεκτρόδια 1,2 ἐχρησίμευον ὡς ἠλεκτρόδια τοῦ ρεύματος  $i_{κρ}$  τοῦ διαρρέοντος τὸν κρυστάλλον. Διὰ μὲν τὸν τύπον p ἐχρησιμοποιήθη  $i_{κρ} = 1$  mA διὰ δὲ τὸν τύπον n  $i_{κρ} = 10$  mA.

Ἡ τιμὴ  $U_{κρ}$  τῆς διαφορᾶς δυναμικοῦ εἰς τὰ ἄκρα 3,4 τοῦ κρυστάλλου ἐν συνδυασμῷ μὲ τὴν τιμὴν  $i_{κρ}$ , καὶ τὰς γεωμετρικὰς διαστάσεις αὐτοῦ παρείχε τὴν εἰδικὴν ἀντίστασιν ρ. Κατὰ τὰς μετρήσεις ἄνευ μαγνητικοῦ πεδίου ἐλαμβάνοντο ἑκάστοτε 2 τιμαὶ τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως  $\rho_0$  δι' ἀναστροφῆς τοῦ ρεύματος  $i_{κρ}$ , κατὰ δὲ τὰς μετρήσεις μὲ μαγνητικὸν πεδίου ἐλαμβάνοντο

εκάστοτε 4 μετρήσεις τῆς ἀντιστάσεως  $\rho_B$  δι' ἀναστροφῆς τοῦ  $i_{κρ}$  καὶ τῆς φορᾶς τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς  $B$ . Ἐξ αὐτῶν ἐλήφθησαν οἱ μέσοι ὄροι.

Διὰ μεταθέσεως τοῦ μεταγωγῆ  $\Delta$  (σχ. 7) ἐπραγματοποιοῦντο ἐντὸς



Σχ. 7.

βραχυτάτου χρόνου τόσον ἢ μέτρησις τῆς τάσεως  $V_{κρ}$ , ὅσον καὶ ἡ μέτρησις τῆς τάσεως Hall  $V_H$ , εἰς τὰ ἄκρα 5,6 τοῦ κρυστάλλου (σχ. 5). Ἐκ τῶν 4 τιμῶν τῆς τάσεως Hall, βάσει τῆς σχέσεως (31), προσδιορίζεται ἡ τιμὴ τῆς  $V_H$  καὶ ἡ πολικότης της. Ὡς θετικὴ φορὰ τοῦ ρεύματος  $i_{κρ}$  ἐλήφθη ἡ ἐκ τοῦ ἠλεκτροδίου 1 πρὸς τὸ ἠλεκτροδίου 2. Ὡς θετικὴ φορὰ τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς ἐλήφθη ἡ ἐκ τῶν ὀπισθεν τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος τοῦ κρυστάλλου πρὸς τὰ ἔμπροσθεν καὶ καθέτως πρὸς αὐτό. Διὰ τὸν τύπον  $\rho$  ἐχρησιμοποιήθη μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ  $B = 10.000$  Gauss, ἐνῶ διὰ τὸν τύπον  $\pi$  ἐλήφθησαν μετρήσεις μὲ δύο τιμὰς τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς, ἥτοι  $B = 10.000$  Gauss καὶ  $B = 1.000$  Gauss.

Κατὰ τὰς μετρήσεις εἰς τὸν τύπον  $\rho$  εἰς χαμηλὰς θερμοκρασίας ἡ  $V_H$  εὐρέθῃ θετικὴ, ἐφ' ὅσον τὸ ἠλεκτροδίου 5 ὑπὸ τὰς ἀνωτέρω συνθήκας παρουσίαζε θετικὴν πολικότητα. Ἡ ἀντίστροφος πολικότης εὐρέθῃ διὰ τὸν τύπον  $\pi$ . Τὰ ἀνωτέρω ἐπαναλαμβανόμενα τετράκις ἀπετέλουν μίαν σειρὰν μετρήσεων δι' ἐκάστην θερμοκρασίαν. Ὑπόδειγμα μιᾶς τοιαύτης σει-

ρᾶς διὰ τὸν τύπον  $\rho$  καὶ διὰ θερμοκρασίαν ὑγροῦ ἀέρος ( $90^\circ K$ ) ἐμφαίνεται εἰς τὸν πίνακα I.

Τὸ σφάλμα τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta \rho}{\rho_0}$  (στήλη 11) προσδιορίζεται τῇ βοηθειᾷ τοῦ τύπου τοῦ συνθέτου σφάλματος :

$$d \left( \frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} \right) = \sqrt{\left( \frac{\rho_B}{\rho_0^2} \right)^2 (d\rho_0)^2 + \left( \frac{d\rho_B}{\rho_0} \right)^2}$$

Τὸ σφάλμα τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta \rho}{\rho_B}$  (στήλη 13) προσδιορίζεται ὁμοίως τῇ βοηθειᾷ τῆς σχέσεως :

$$d \left( \frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_B} \right) = \sqrt{\left( \frac{\rho_0}{\rho_B^2} \right)^2 (d\rho_B)^2 + \left( \frac{d\rho_0}{\rho_B} \right)^2}$$

Ἡ τιμὴ τῆς σταθερᾶς Hall  $R_H$  (στήλη 14) προσδιορίζεται βάσει τῆς σχέσεως (30), τὸ δὲ σφάλμα αὐτῆς ὡς τὸ μέσον σφάλμα ἐκ 4 μετρήσεων.

Ἡ εὐκίνησις Hall  $\mu_H$  (στήλη 16) παροσδιορίζεται δι' ἀμφοτέρους τοὺς τύπους τοῦ κρυστάλλου (διὰ τὸν τύπον  $n$  μόνον διὰ  $B=1000$  Gauss) τῆ βοήθειά τῆς σχέσεως (28) τὸ δὲ σφάλμα αὐτῆς διὰ τοῦ τύπου τοῦ συνθέτου σφάλματος :

$$d\mu_H = \frac{8}{3\pi} \frac{\rho_0 dR_H - R_H d\rho_0}{\rho_0^2}$$

Ἡ «ἐκ μετρήσεων μαγνητοαντιστάσεως εὐκίνησις»  $\mu_B$  (στήλη 17) προσδιορίζεται τῆ βοήθειά τῆς ἐξισώσεως (19), ἥτις διὰ  $B=10.000$  Gauss μετατρέπεται εἰς :

$$\mu_B = 10^4 \sqrt{2,631 \cdot \frac{\Delta\theta}{\theta_B}}$$

τὸ δὲ σφάλμα  $d\mu_B$  προσδιορίζεται ἐκ τῆς :

$$d\mu_B = \frac{10^4 \cdot 1,315 \cdot d\left(\frac{\Delta\theta}{\theta_B}\right)}{\sqrt{2,631 \cdot \frac{\Delta\theta}{\theta_B}}} = \frac{8,117 \cdot 10^3 \cdot d\left(\frac{\Delta\theta}{\theta_B}\right)}{\sqrt{\frac{\Delta\theta}{\theta_B}}}$$

Διὰ  $B=1000$  Gauss αἱ ἀνωτέρω σχέσεις, αἱ δίδουσαι τὰς τιμὰς τῶν μεγεθῶν  $\mu_B$  καὶ  $d\mu_B$  διαφέρουν μόνον κατὰ τὸν ἐκθέτην τῆς δυνάμεως τοῦ 10, ὅστις καθίσταται ἀντιστοιχῶς  $10^5$  καὶ  $10^4$ .

Ἡ συγκέντρωσις φορέων  $p$  (ὀπῶν/cm<sup>3</sup>) διὰ τὸν τύπον  $p$  ἢ  $n$  (ἤλεκτρονίων/cm<sup>3</sup>) διὰ τὸν τύπον  $n$  (στήλη 18), προσδιορίζεται τῆ βοήθειά τῆς (25), τὸ δὲ σφάλμα αὐτῆς  $dp$  ἢ  $dn$  ἐκ τῆς :

$$dp \text{ (ἢ } dn) = \frac{3\pi}{8 \cdot e} \frac{dR_H}{R_H^2}$$

Τὰ μεγέθη  $\mu_B$  καὶ  $\mu_H$  δὲν προσδιορίσθησαν διὰ τὴν τιμὴν  $B=10.000$  Gauss εἰς τὸν τύπον  $n$ , καθ' ὅσον διὰ τὴν τιμὴν αὐτὴν τῆς  $B$ , λόγῳ τῆς ἀσυγκρίτως μεγαλύτερας εὐκίνησις τῶν ἠλεκτρονίων σχετικῶς πρὸς τὰς ὀπᾶς, παύουν ἰσχύουσαι αἱ σχέσεις (19) καὶ (28), αἱ ὁποῖαι ἰσχύουν διὰ τὴν τιμὴν  $B=1000$  Gauss. Παρὰ τὸ γεγονός ὅτι δὲν ὑπάρχει χρησιμοποίησιμος θεωρία διὰ τὴν περίπτωσιν ἰσχυρῶν πεδίων, αἱ μετρήσεις διὰ τὸν τύπον  $n$  ἐγένοντο, ὡς ἐλέχθη, διὰ τὰς ἀκραίας τιμὰς τῆς  $B$  ἤτοι 10.000 καὶ 1000 Gauss.

**Ἀκτινοβόλησις τοῦ In Sb.** Πρὸ τῆς ἀκτινοβολήσεως ἐνὸς ἐκάστου τῶν 2 κρυστάλλων ἐλήφθησαν σειραὶ μετρήσεων (ἀντίστοιχοι τοῦ πίνακος I) συναρτήσεως τῆς θερμοκρασίας (διὰ μὲν τὸν τύπον  $p$  ἀπὸ 90°K μέχρι 293°K

Τύπος ρ,  $i_{kr} = 1 \text{ mA}$ ,

| 1 | 2 | 3              | 4           | 5                 | 6                                    | 7   | 8                                    | 9   | 10   |
|---|---|----------------|-------------|-------------------|--------------------------------------|---|--------------------------------------|---|--|
| i | B | $V_{xe}$<br>mV | $V_H$<br>mV | $\bar{V}_H$<br>mV | $\rho_0$<br>$\Omega \cdot \text{cm}$ | Μέση τιμή<br>$\rho_0 \pm d\rho_0$<br>$\Omega \cdot \text{cm}$ | $\rho_B$<br>$\Omega \cdot \text{cm}$ | Μέση τιμή<br>$\rho_B \pm d\rho_B$<br>$\Omega \cdot \text{cm}$ | $\frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ |
| + | 0 | 407,1          | 0           |                   | 8,142                                |   |                                      |   |  |
| - | 0 | 413,0          | 0           |                   | 8,260                                |   |                                      |   |  |
| + | + | 450,1          | -25,87      |                   | $\rho_0 = 8,201$                     |   | 9,002                                |   |  |
| - | + | 455,5          | +24,38      | +16,51            |                                      |   | 9,110                                |   |  |
| + | - | 449,6          | -59,28      |                   |                                      |   | 8,992                                |   | 0,1034   |
| - | - | 454,7          | +57,01      |                   |                                      |   | 9,094                                |   |  |
|   |   |                |             |                   |                                      |   | $\rho_B = 9,049$                     |   |  |
| + | 0 | 407,8          | 0           |                   | 8,156                                |   |                                      |   |  |
| - | 0 | 412,7          | 0           |                   | 8,254                                |   |                                      |   |  |
| + | + | 450,6          | -26,44      |                   | $\rho_0 = 8,205$                     |   | 9,012                                |   |  |
| - | + | 456,1          | +24,46      | +16,52            |                                      |   | 9,122                                |   |  |
| + | - | 449,6          | -59,80      |                   |                                      |   | 8,992                                |   | 0,1041   |
| - | - | 455,5          | +57,21      |                   |                                      |   | 9,110                                |   |  |
|   |   |                |             |                   |                                      | 8,197 ± 0,0033  | $\rho_B = 9,059$                     | 9,057 ± 0,006   |  |
| + | 0 | 407,0          | 0           |                   | 8,140                                |   |                                      |   |  |
| - | 0 | 412,5          | 0           |                   | 8,250                                |   |                                      |   |  |
| + | + | 451,1          | -26,20      |                   | $\rho_0 = 8,195$                     |   | 9,022                                |   |  |
| - | + | 456,5          | +24,60      | +16,47            |                                      |   | 9,130                                |   |  |
| + | - | 449,8          | -59,18      |                   |                                      |   | 8,996                                |   | 0,1065   |
| - | - | 456,2          | +57,52      |                   |                                      |   | 9,124                                |   |  |
|   |   |                |             |                   |                                      |   | $\rho_B = 9,068$                     |   |  |
| + | 0 | 407,0          | 0           |                   | 8,140                                |   |                                      |   |  |
| - | 0 | 412,3          | 0           |                   | 8,240                                |   |                                      |   |  |
| + | + | 450,3          | -26,53      |                   | $\rho_0 = 8,190$                     |   | 9,006                                |   |  |
| - | + | 456,0          | +24,50      | +16,23            |                                      |   | 9,120                                |   |  |
| + | - | 449,3          | -58,88      |                   |                                      |   | 8,986                                |   | 0,1053   |
| - | - | 455,0          | +57,07      |                   |                                      |   | 9,100                                |   |  |
|   |   |                |             |                   |                                      |   | $\rho_B = 9,053$                     |   |  |

**Ν Α Ξ 1**

**B = 10.000 Gauss, T = 90° K**

| 11   | 12   | 13   | 14                                       | 15   | 16   | 17   | 18   | 19   |
|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
| <i>Μέση τιμή</i><br>$\frac{\Delta\varrho}{\varrho_0} \pm$<br>$d\left(\frac{\Delta\varrho}{\varrho_0}\right)$ | $\frac{\varrho_B - \varrho_0}{\varrho_B} =$<br>$\frac{\Delta\varrho}{\varrho_B}$ | <i>Μέση τιμή</i><br>$\frac{\Delta\varrho}{\varrho_B} \pm$<br>$d\left(\frac{\Delta\varrho}{\varrho_B}\right)$ | $R_H$<br>$\frac{\text{cm}^3}{\text{Cb}}$ | <i>Μέση τιμή</i><br>$R_H \pm$<br>$dR_H$<br>$\text{cm}^3/\text{Cb}$ | $\mu_H$<br>$\pm d\mu_H$<br>$\frac{\text{cm}^3}{\text{V} \cdot \text{sec}}$ | $\mu_B$<br>$\pm d\mu_B$<br>$\frac{\text{cm}^3}{\text{V} \cdot \text{sec}}$ | $\rho$<br>$\frac{\delta\pi\alpha\iota}{\text{cm}^3}$ | <i>Μέση τιμή</i><br>$\rho \pm d\rho$<br>$\frac{\delta\pi\alpha\iota}{\text{cm}^3}$ |
| $0,1048 \pm 0,66 \cdot 10^{-3}$  | 0,0937   |  | 16510                                    |  |  |  | $4,449 \cdot 10^{14}$                                |  |
|  | 0,0942   | $0,0948 \pm 0,55 \cdot 10^{-3}$  | 16520                                    | $16432 \pm 68$   | $1701 \pm 6$   | $5,000 \pm 14,3$   | $4,449 \cdot 10^{14}$                                | $4,47 \cdot 10^{14} \pm 0,019 \cdot 10^{14}$                                       |
|  | 0,0962   |  | 16470                                    |  |  |  | $4,46 \cdot 10^{14}$                                 |  |
|  | 0,0953   |  | 16230                                    |  |  |  | $4,52 \cdot 10^{14}$                                 |  |

διά δὲ τὸν τύπον  $n$  ἀπὸ  $78^{\circ}\text{K}$  μέχρι  $293^{\circ}\text{K}$ ), ἵνα προσδιορισθοῦν αἱ διαφοροὶ σταθεραὶ τῶν πρὸς ἀκτινοβολήσιν κρυστάλλων καὶ συνεπῶς διαπιστωθῇ διὰ συγκρίσεως πρὸς τοὺς κρυστάλλους ἄλλων ἐρευνητῶν ἢ ποιότης αὐτῶν.

Ἡ ἀκτινοβολήσις τοῦ τύπου  $p$  ἐγένετο ὑπὸ θερμοκρασίαν κρυστάλλου  $90^{\circ}\text{K}$  μὲ διακοπὰς αὐτῆς διὰ τὴν ἐκτέλεσιν σειρῶν μετρήσεων. Κατὰ τὰς μετρήσεις ταύτας διετηρεῖτο ἡ θερμοκρασία εἰς τὴν αὐτὴν τιμὴν. Μετὰ τὴν τελικὴν διακοπὴν τῆς ἀκτινοβολήσεως ἐγένοντο «ἰσόχρονοι ἀνοπτήσεις» διαρκείας ἐκάστη  $30 \text{ min}$  εἰς διαφόρους προοδευτικῶς ἀξαναομένως θερμοκρασίας μέχρι  $313^{\circ}\text{K}$ . Τὴν ἀνόπτησιν εἰς ἐκάστην θερμοκρασίαν ἐπηκολούθει ψύξις τοῦ κρυστάλλου εἰς  $T=90^{\circ}\text{K}$  διὰ τὴν διεξαγωγὴν σειρᾶς μετρήσεων.

Διὰ τὸν τύπον  $n$  ἐπανελήφθησαν τὰ αὐτὰ μὲ μόνην τὴν διαφορὰν ὅτι ἡ ἀκτινοβολήσις τοῦ κρυστάλλου ἐγένετο ὑπὸ θερμοκρασίαν  $78^{\circ}\text{K}$ , αἱ δὲ ἀνοπτήσεις ἀπὸ  $78^{\circ}\text{K}$  μέχρις  $197^{\circ}\text{K}$ .



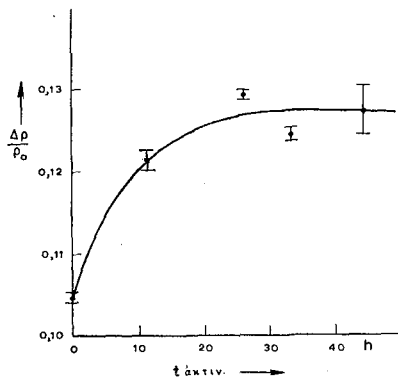
## ΜΕΡΟΣ ΤΡΙΤΟΝ

### ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ Ζ'

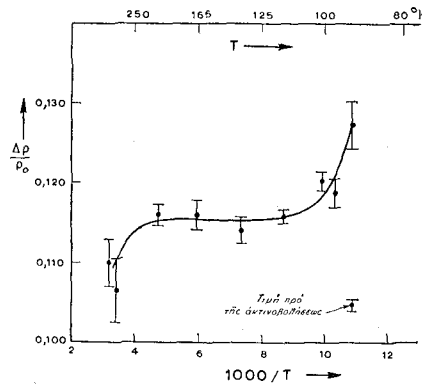
#### ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΕΠΙ $\text{InSb}$

1) **Τύπος p.** Τα αποτελέσματα τῶν μετρήσεων διὰ τὸν κρύσταλλον τύπου p ἐμφαίνονται εἰς τὰ σχήματα 8 ἕως 15.

Ἡ μαγνητοαντίστασις  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  παρουσιάζει εἰς τὴν καμπύλην ἀκτινοβολήσεως (σχ. 8) (ἢ ὅποια δεικνύει τὴν μεταβολὴν τῆς  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  συναρτήσεως τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως  $t_{\text{ἀκτιν.}}$ ) ἀπότομον αὔξασιν κατὰ τὰς πρώτας ὥρας ἀκτινοβολήσεως, μετὰ δὲ χρόνον ἀκτινοβολήσεως  $t_{\text{ἀκτιν.}} = 20$  h σχεδὸν σταθερὰν



**Σχ. 8.** Μεταβολὴ τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  μετὰ τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως. Τύπος p.



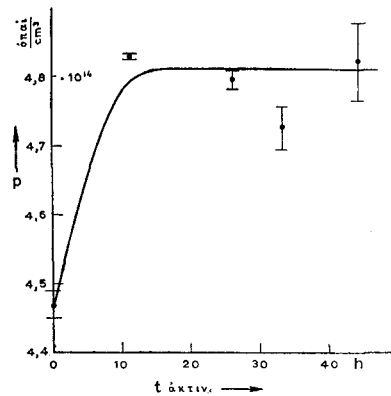
**Σχ. 9.** Καμπύλη ἰσοχρόνου ἀνοπτήσεως τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ . Τύπος p.

τιμὴν. Ἡ σταθερότης αὕτη δύναται νὰ ἐξηγηθῇ διὰ μιᾶς καταστάσεως δυναμικῆς ἰσορροπίας μεταξὺ τῶν δημιουργουμένων ὑπὸ τῆς ἀκτινοβολήσεως διαταραχῶν ἀφ' ἑνὸς καὶ τῶν ἐξαφανιζομένων τοιούτων λόγῳ εἴτε ἀνακατατάξεως αὐτῶν εἴτε ἐπανασυνδέσεως τῶν «λίαν γειτονικῶν ζευγῶν» Frenkel.

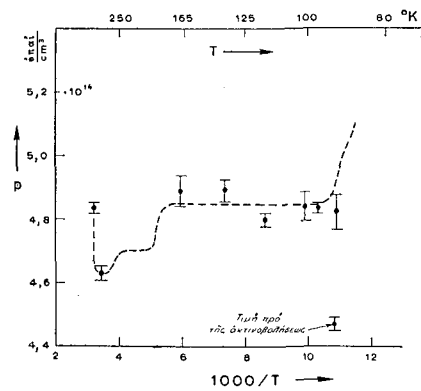
Κατὰ τὴν ἰσόχρονον ἀνόπτησιν τοῦ κρυστάλλου ἀπὸ θερμοκρασίαν  $90^\circ\text{K}$  μέχρι  $313^\circ\text{K}$  (σχ. 9) ἡ μαγνητοαντίστασις  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  ἐμφανίζει κυρίως 2 εὐ-

διακρίτους βαθμίδας άνοπτήσεως εις τὰς περιοχὰς θερμοκρασιῶν 90° K ἕως 116° K καὶ 210° K ἕως 293° K. Ἡ μαγνητοαντίστασις τελικῶς ἀνακτᾷ σχεδὸν τὴν τιμὴν, τὴν ὁποίαν εἶχε πρὸ τῆς ἀκτινοβολήσεως τοῦ κρυστάλλου. Αὕτη σημειοῦται εἰς τὸ σχ. 9 δεξιᾷ.

Ὁ ἀριθμὸς ὀπῶν  $p$  ἐμφανίζει ἐπίσης (σχ. 10) κατὰ τὰς πρώτας ὥρας ἀκτινοβολήσεως ἀπότομον αὔξιν καὶ ἀπὸ τοῦ χρόνου  $t_{\text{ἀκτιν.}} = 10$  h διατηρεῖ σχεδὸν σταθερὰν τιμὴν. Κατὰ τὴν ἰσοχρόνον ἀνόπτησιν τοῦ κρυστάλλου τὸ μέγεθος  $p$  παρουσιάζει ἀνεξηγήτους μεταβολὰς ὑπερβαινούσας τὰ πιθανὰ ὄρια τῶν σφαλμάτων (σχ. 11). Πιθανῶς νὰ παρουσιάζεται μία μικρὰ αὔξις τοῦ ἀριθμοῦ ὀπῶν εἰς τὴν περιοχὴν θερμοκρασιῶν 116° K μέχρι 136° K, καίτοι ἡ αὔξις αὕτη δὲν ὑπερβαίνει κατὰ πολὺ τὰ ὄρια τῶν σφαλμάτων



**Σχ. 10.** Μεταβολὴ τῆς συγκεντρώσεως  $p$  μετὰ τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως. Τύπος  $p$ .



**Σχ. 11.** Μετρήσεις τῆς ἰσοχρόνου ἀνόπτησεως τῆς συγκεντρώσεως ὀπῶν  $p$ . Τύπος  $p$ .

καὶ συνεπῶς δὲν δύναται νὰ θεωρηθῇ βεβαία. Ἐὰν ἡ αὔξις εἶναι πραγματική, τοῦτο σημαίνει, ὅτι ἡ ἀνόπτησις τοῦ  $p$  δὲν εἶναι γενικῶς φαινόμενον ἀντίστροφον τῆς ἀκτινοβολήσεως.

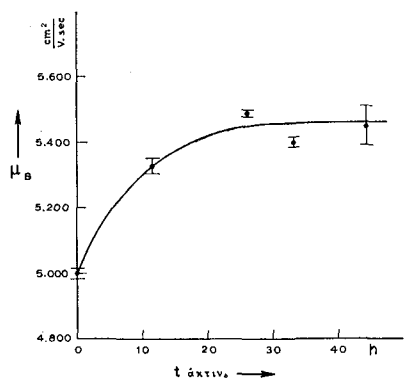
Περαιτέρω ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τῶν 200° K καὶ ἄνω παρατηρεῖται μείωσις τοῦ ἀριθμοῦ ὀπῶν χωρὶς νὰ ἀνακτᾷ τελικῶς τὴν ἀρχικὴν πρὸ τῆς ἀκτινοβολήσεως τιμὴν εἰς τὴν θερμοκρασίαν τῶν 313° K.

Ἡ εὐκίνησις  $\mu_B$  προσδιοριζομένη ἐκ τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta \rho}{\rho_B}$

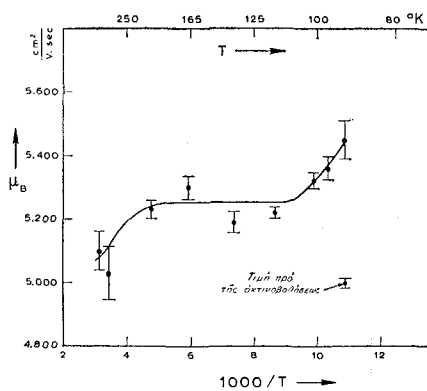
παρουσιάζει (σχ. 12) ἀπότομον αὔξιν κατὰ τὰς πρώτας ὥρας τῆς ἀκτινοβολήσεως παραμένονσα σταθερὰ μετὰ χρόνον  $t_{\text{ἀκτιν.}} = 20$  h.

Ἡ εὐκίνησις Hall  $\mu_H$  ἀντιθέτως παρουσιάζει (σχ. 14) μικρὰν ἐλάττωσιν κατὰ τὰς πρώτας ὥρας τῆς ἀκτινοβολήσεως καὶ μετὰ ἀπὸ  $t_{\text{ἀκτιν.}} = 10$  h παραμένει περίπου σταθερά.

Ἡ μικρὰ αὐτὴ ἐλάττωσις τῆς εὐκινησίας Hall ὀφείλεται πιθανώτατα εἰς τὸ γεγονός, ὅτι προσδιοριζομένη τῇ βοηθείᾳ τοῦ τύπου (28) ἐνέχει τὸς μεταβολὰς ἀμφοτέρων τῶν μεγεθῶν καὶ τῆς σταθερᾶς Hall  $R_H$  (καὶ κατὰ

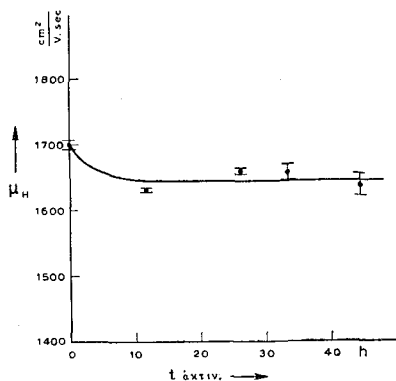


**Σχ. 12.** Μεταβολὴ τῆς «ἐκ μετρήσεων μαγνητοαντιστάσεως εὐκινησίας»  $\mu_B$  μετὰ τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως. Τύπος p.

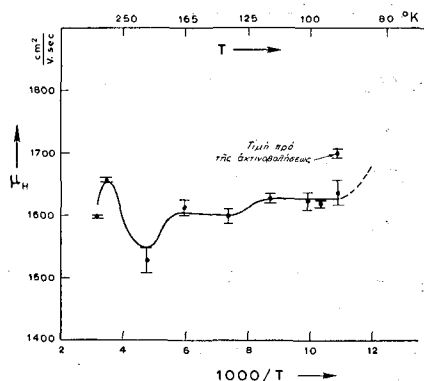


**Σχ. 13.** Καμπύλη ἀνοπτήσεως τῆς «ἐκ μετρήσεων μαγνητοαντιστάσεως εὐκινησίας»  $\mu_B$ . Τύπος p.

συνέπειαν τῆς συγκεντρώσεως ὀπῶν p) καὶ τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως  $\rho_0$ . Ἐφ' ὅσον ἡ ἀύξεισις τοῦ ἀριθμοῦ p κατὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν εἶναι μικροτέρα τῆς



**Σχ. 14.** Μεταβολὴ τῆς εὐκινησίας Hall  $\mu_H$  μετὰ τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως. Τύπος p.



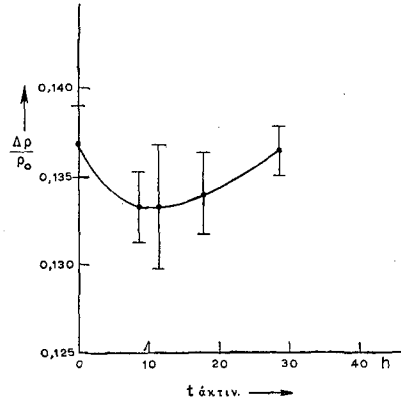
**Σχ. 15.** Καμπύλη ἰσοχρόνου ἀνοπτήσεως τῆς εὐκινησίας Hall  $\mu_H$ . Τύπος p.

ἀύξεσεως τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως, ἡ ἐλάττωσις τῆς εὐκινησίας Hall εἶναι δικαιολογημένη.

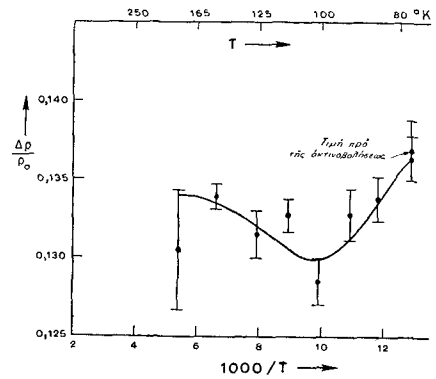
Κατὰ τὴν ἀνόπτησιν τοῦ κρυστάλλου ἡ  $\mu_B$  (σχ. 13) ἐμφανίζει κατ' ἄρ-

χάς εις τήν περιοχὴν θερμοκρασιῶν 90° K ἕως 136° K συνεχῆ μείωσιν, μετὰ ταῦτα ἀπὸ 136° K μέχρις 168° K μικρὰν ἀύξησιν, ἡ ὁποία ὅμως πιθανὸν νὰ μὴν εἶναι πραγματικὴ. Εἰς ὑψηλότερας θερμοκρασίας ἐμφανίζεται ἕκ νέου μείωσις μέχρι 293° K προσεγγίζουσα τὴν ἀρχικὴν πρὸ τῆς ἀκτινοβολήσεως τιμὴν. Ἐμφανίζει οὕτω δύο βαθμίδας ἀνοπτήσεως, πιθανῶς δὲ καὶ τρίτην πορευομένην κατὰ διεύθυνσιν ἀντίθετον τῆς ἀκτινοβολήσεως. Ἡ εὐκίνησις Hall  $\mu_H$  ἐμφανίζει ὁμοίως (σχ. 15) 3 βαθμίδας ἀνοπτήσεως. Εἰς τὰς δύο πρώτας βαθμίδας 116° K — 136° K καὶ 168° K — 212° K παρουσιάζει μικρὰν μείωσιν, περαιτέρω δὲ ἀύξησιν μὴ λαμβάνουσα τελικῶς τὴν ἀρχικὴν τιμὴν, τὴν ὁποίαν εἶχε πρὸ τῆς ἀκτινοβολήσεως.

2) **Τύπος n.** Τὰ ἀποτελέσματα τῶν μετρήσεων διὰ τὸν τύπον n κρυστάλλου InSb ἐμφαίνονται εἰς τὰ σχήματα 16 ἕως 27.



**Σχ. 16.** Μεταβολὴ τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  μετὰ τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως. Τύπος n.  $B = 1000$  Gauss.

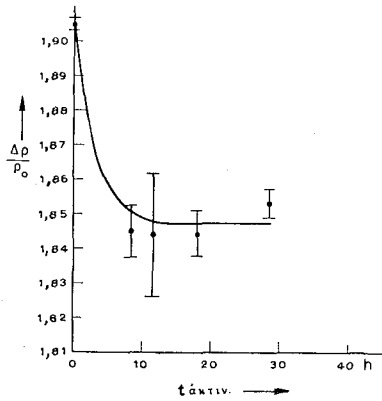


**Σχ. 17.** Μετρήσεις τῆς ἰσοχρόνου ἀνοπτήσεως τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ . Τύπος n.  $B = 1000$  Gauss.

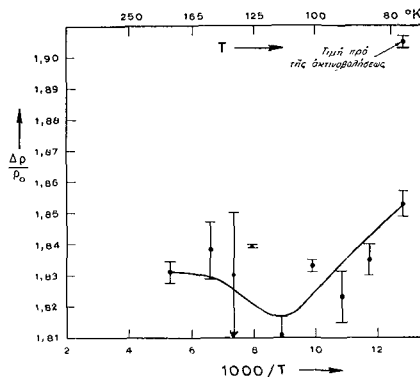
Ἡ μαγνητοαντίστασις  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  διὰ  $B = 1000$  Gauss παρουσιάζει (σχ. 16) κατὰ τὰς πρώτας ὥρας τῆς ἀκτινοβολήσεως ἀπότομον μείωσιν. Ἡ περαιτέρω πορεία αὐτῆς εἶναι ἀβεβαία, διότι ἡ μικρὰ τιμὴ τοῦ χρησιμοποιηθέντος μαγνητικοῦ πεδίου δίδει μικρὰν μαγνητοαντίστασιν καὶ συνεπῶς μικρὰς μεταβολὰς αὐτῆς κατὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν, τῆς αὐτῆς τάξεως μεγέθους μὲ τὰ σφάλματα μετρήσεων.

Κατὰ τὰς ἰσοχρόνους ἀνοπτήσεις τοῦ κρυστάλλου ἀπὸ 78°K μέχρι 197°K παρατηρεῖται (σχ. 17) ἀπότομος μείωσις τῆς μαγνητοαντιστάσεως μέχρι τῆς θερμοκρασίας τῶν 100°K, περαιτέρω δὲ μικρὰ ἀύξησις αὐτῆς μέχρι τῆς θερμοκρασίας τῶν 152°K. Ἡ ἀρχικὴ τιμὴ, τὴν ὁποίαν εἶχεν ἡ μαγνητοαντίστασις πρὸ τῆς ἀκτινοβολήσεως, οὐδόλως ἀνακτᾶται.

Ἡ μαγνητοαντίστασις  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  διὰ  $B=10.000$  Gauss ἐμφανίζει (σχ. 18) κατὰ τὰς πρώτας ὥρας τῆς ἀκτινοβολήσεως ἀπότομον μείωσιν, περαιτέρω δὲ

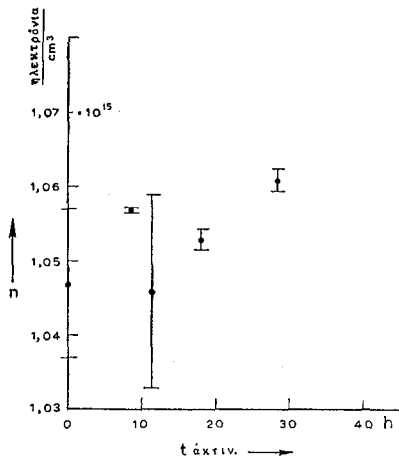


**Σχ. 18.** Μεταβολὴ τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  μετὰ τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως. Τύπος π.  $B=10.000$  Gauss.

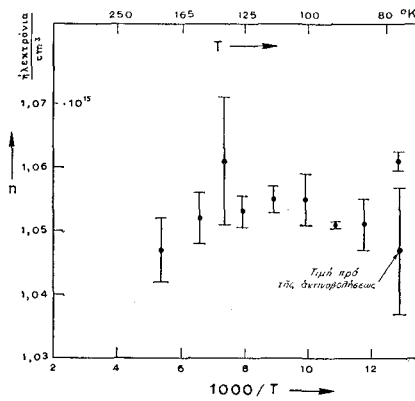


**Σχ. 19.** Μετρήσεις μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  κατὰ τὴν ἰσόχρονον ἀνόπτησιν. Τύπος π.  $B=10.000$  Gauss.

σχεδὸν σταθερὰν τιμὴν. Κατὰ τὴν ἰσόχρονον ἀνόπτησιν (σχ. 19) παρατηρεῖται μικρὰ μείωσις τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  μέχρι τῆς θερμοκρασίας



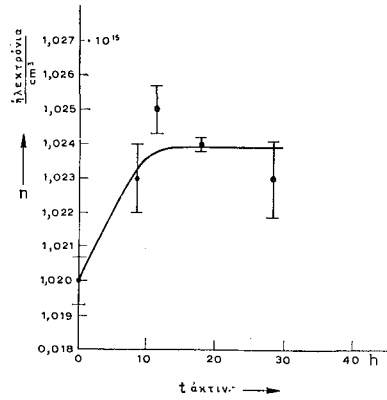
**Σχ. 20.** Μεταβολὴ τῆς συγκεντρώσεως  $n$  μετὰ τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως. Τύπος π.  $B=1000$  Gauss.



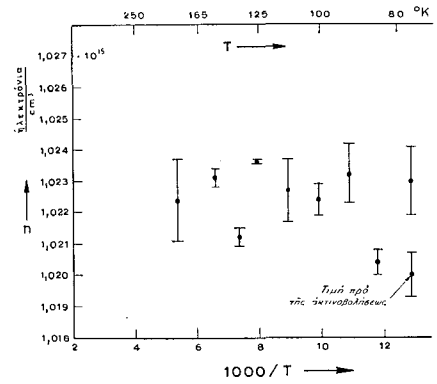
**Σχ. 21.** Μετρήσεις συγκεντρώσεως ἠλεκτρονίων  $n$  κατὰ τὴν ἰσόχρονον ἀνόπτησιν. Τύπος π.  $B=1000$  Gauss.

τῶν  $110^\circ\text{K}$ . Ἀπὸ τῆς θερμοκρασίας ταύτης καὶ μέχρι τῶν  $197^\circ\text{K}$  διατηρεῖ σχεδὸν σταθερὰν τιμὴν σημαντικῶς μικροτέραν τῆς τιμῆς, τὴν ὁποίαν εἶχε πρὸ τῆς ἀκτινοβολήσεως,

Ο αριθμός ηλεκτρονίων  $n$  παρουσιάζει δια  $B = 1000$  Gauss (σχ. 20) κατά την ακτινοβολήσιν αύξησιν, τὰ αποτελέσματα ὅμως εἶναι ἀβέβια,



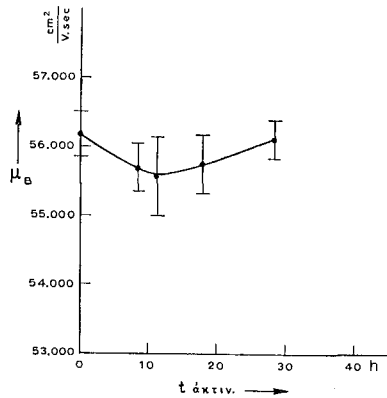
**Σχ. 22.** Μεταβολή συγκεντρώσεως φορέων  $n$  μετά τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως. Τύπος  $n$ .  $B = 10.000$  Gauss.



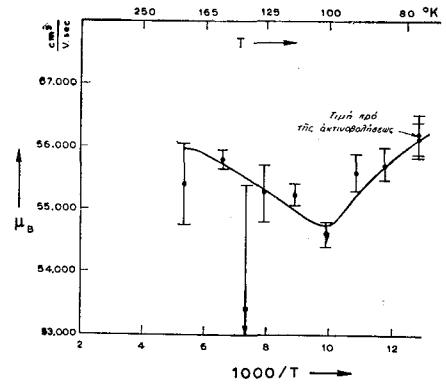
**Σχ. 23.** Μετρήσεις συγκεντρώσεως φορέων κατά τὴν ισόχρονον ἀνόπτησιν. Τύπος  $n$ .  $B = 10.000$  Gauss.

καθόσον τὰ σημεῖα μετρήσεως κυμαίνονται ἰσχυρῶς. Τὰ αὐτὰ ἰσχύουν καὶ δια τὴν ἀνόπτησιν (σχ. 21).

Μετρήσεις γενόμεναι με ἰσχυρότερον πεδῖον ( $B = 10.000$  Gauss) πα-



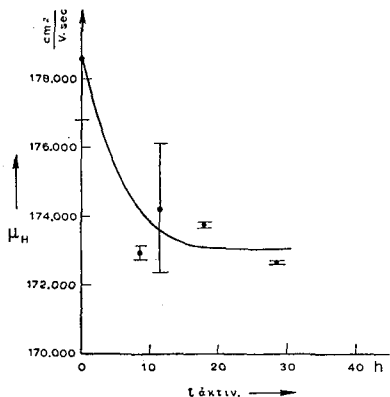
**Σχ. 24.** Μεταβολή τῆς «ἐκ μετρήσεων μαγνητοαντιστάσεως εὐκινησίας»  $\mu_B$  μετά τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως. Τύπος  $n$ .  $B = 1000$  Gauss.



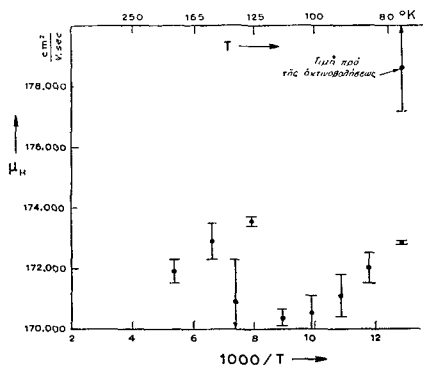
**Σχ. 25.** Μετρήσεις τῆς «ἐκ μετρήσεων μαγνητοαντιστάσεως εὐκινησίας»  $\mu_B$  κατά τὴν ισόχρονον ἀνόπτησιν. Τύπος  $n$ .  $B = 1000$  Gauss.

ρουσιάζουν κατὰ μὲν τὴν ἀκτινοβολήσιν (σχ. 22) αύξησιν τῆς συγκεντρώσεως  $n$ , κατὰ δὲ τὴν ἀνόπτησιν (σχ. 23) οὐδεμίαν σχεδὸν μεταβολήν.

Ἡ εὐκίνησις  $\mu_B$  ἐμφανίζει διὰ  $B = 1000$  Gauss κατὰ τὴν ἀκτινοβόλησιν (σχ. 24) καὶ κατὰ τὴν ἀνόπτῃσιν (σχ. 25) τὴν αὐτὴν περίπου συμπεριφορὰν ὅπως καὶ ἡ μαγνητοαντίστασις  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ . Ἀντιθέτως ἡ εὐκίνησις Hall  $\mu_H$  παρουσιάζει (σχ. 26) κατὰ τὰς πρώτας ὥρας τῆς ἀκτινοβολήσεως ἀπὸτομον μείωσιν, περαιτέρω δὲ σταθερὰν τιμὴν, ἡ ὁποία κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς ἀνοπτήσεως (σχ. 27) κατ' ἄρχας μειοῦται ἐλαφρῶς μέχρι  $T_A = 112^\circ$  K καὶ περαιτέρω αὐξάνεται ὀλίγον μέχρι  $197^\circ$  K. Ἀνάκτησις ὑπὸ τῆς εὐκίνη-



**Σχ. 26.** Μεταβολὴ τῆς εὐκίνησις Hall  $\mu_H$  μετὰ τοῦ χρόνου ἀκτινοβολήσεως. Τύπος π.  $B = 1000$  Gauss.



**Σχ. 27.** Μετρήσεις τῆς εὐκίνησις Hall  $\mu_H$  κατὰ τὴν ἰσόχρονον ἀνόπτῃσιν. Τύπος π.  $B = 1000$  Gauss.

σίας Hall τῆς ἀρχικῆς τιμῆς τῆς πρὸς τῆς ἀκτινοβολήσεως δὲν πραγματοποιεῖται μέχρι τῆς θερμοκρασίας τῶν  $197^\circ$  K.

Αἱ συγκεντρώσεις φορέων p ἢ n καὶ ἡ εὐκίνησις Hall  $\mu_H$  δι' ἕκαστον τύπον κρυστάλλου ἀναφέρονται μόνον διότι περιγράφουν τὰς ιδιότητες τῶν κρυστάλλων χωρὶς νὰ ἔχουν ἄμεσον σχέσιν πρὸς τὸ κύριον θέμα τῆς παρουσίας ἐρεῦνης. Τὰ μεγέθη ταῦτα ὅμως θεωροῦνται γενικῶς ὡς ἀπαραίτητα διὰ τὴν σύνδεσιν οἰασδήποτε μετρήσεως ἐπὶ ἡμιαγωγῶν, κυρίως ἐν ὄψει μελλοντικῆς τυχὸν θεωρίας ἐπὶ τῆς ἐπιδράσεως τῶν ἐξ ἀκτινοβολήσεως διαταραχῶν.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ Η'

### ΣΥΓΚΡΙΣΙΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΜΕ ΤΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΛΛΩΝ ΕΡΕΥΝΗΤΩΝ

Ἐπὶ τῶν μεταβολῶν τῶν ιδιοτήτων τοῦ InSb λόγω ἀκτινοβολήσεως δι' ἠλεκτρονίων ὑπάρχουν πειραματικά δεδομένα κυρίως τῶν Aukerman, Eisen καὶ Ἀλεξοπούλου.

Ὁ Aukerman<sup>28</sup> προσδιώρισε τὰς μεταβολὰς τῆς συγκεντρώσεως φορέων τύπου p καὶ n ὡς καὶ τὴν εὐκινήσιαν Hall  $\mu_H$  λόγω ἀκτινοβολήσεως εἰς θερμοκρασίαν 80°K δι' ἠλεκτρονίων 4,5 MeV. Ὁ Eisen<sup>24</sup> προσδιώρισε τὰς μεταβολὰς συγκεντρώσεως φορέων τύπου n λόγω ἀκτινοβολήσεως εἰς θερμοκρασίαν 80°K δι' ἠλεκτρονίων 0,4, 0,7 καὶ 1,0 MeV. Ὁ Ἀλεξόπουλος<sup>29</sup> προσδιώρισε τὰς μεταβολὰς συγκεντρώσεως φορέων τύπου p ὡς καὶ τῆς εὐκινήσιος Hall  $\mu_H$  λόγω ἀκτινοβολήσεως δι' ἀκτίνων  $\gamma$  πηγῆς κοβαλτίου. Αἱ διαταραχαὶ αἱ δημιουργούμεναι ἐκ τῶν ἀκτίνων  $\gamma$  ὀφείλονται κυρίως εἰς τὴν κίνησιν φωτοηλεκτρονίων καὶ ἠλεκτρονίων Compton, δι' ὅ καὶ δύνανται νὰ θεωρηθοῦν ὡς προερχόμεναι ἔξ ἀκτινοβολήσεως δι' ἠλεκτρονίων. Ἄπαντα τὰ ἀνωτέρω πειράματα συνωδεύοντο ἀπὸ πειράματα ἰσοχρόνων ἀνοπτήσεων.

Θὰ ἀναφέρωμεν ἀποτελέσματα ἐνὸς ἐκάστου ἐρευνητοῦ καὶ θὰ τὰ συγκρίνωμεν μὲ τὰ ἡμέτερα. Ἡ σύγκρισις θὰ γίνῃ δι' ἐκάστην τῶν ιδιοτήτων κεχωρισμένως.

α) **Συγκέντρωσις φορέων.** Ὁ Aukerman μελετῶν κρυστάλλους τύπου p μεγάλης καθαρότητος ( $R_H > 2000 \text{ cm}^3/\text{Cb}$ ) εὔρεν αὐξήσιν τῆς συγκεντρώσεως p ἐνῶ διὰ κρυστάλλους μὲ πολλὰς ὀπάς (δηλ. μικρὰν τιμὴν τῆς  $R_H$ ) εὔρε μείωσιν. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἀποτελεσμάτων ἐνδιαφέρουν ἐνταῦθα τὰ ἀποτελέσματα διὰ  $R_H > 2000 \text{ cm}^3/\text{Cb}$  διότι αἱ ἡμέτεροι μετρήσεις ἀναφέρονται εἰς κρυστάλλους τῶν ὡς ἄνω περιοχῶν μεγάλης καθαρότητος. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ὁ Aukerman εὔρε μόνον 2 περιοχὰς ἀνοπτήσεως (80°K—85°K) καὶ (120°K—150°K) σαφῶς διακεκριμένας, μολονότι εἰς τὸ ὀλιγώτερον καθαρὸν ὕλικὸν μία τρίτη περιοχὴ θὰ ἠδύνατο νὰ διακριθῇ.

Ὁ Ἀλεξόπουλος μελετῶν κρυστάλλους τύπου p εὔρεν αὐξήσιν τῆς συγκεντρώσεως p κατόπιν ἀκτινοβολήσεως. Κατὰ τὴν ἐπακολουθήσασαν ἰσόχρονον ἀνόπτησιν εὔρε τρεῖς βαθμίδας ἀνοπτήσεως. Ἡ πρώτη ἀρχεται εἰς 78°K (ἢ ἴσως καὶ χαμηλοτέραν θερμοκρασίαν) καὶ περατοῦται εἰς περίπου 93°K. Ἡ δευτέρα ἐμφανίζεται εἰς  $T_A = 180^\circ\text{K}$  καὶ ἡ τρίτη εἰς  $T_A = 295^\circ\text{K}$ .

Εἰς τὴν παροῦσαν ἐργασίαν εὐρέθη ὄντως διὰ τὸν κρυστάλλον τύπου p μὲ  $p = 4,47 \cdot 10^{14}$  ὀπάς/cm<sup>3</sup> (ἦτοι  $R_H = 16,432 \frac{\text{cm}^3}{\text{Cb}}$ ) αὐξήσις τοῦ ἀρι-



θμοῦ  $p$  κατὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν. Ὡς πρὸς τὴν ἰσόχρονον ἀνόπτησιν παρατηρήθη (σχ. 11), ὅτι κατὰ τὴν θέρμανσιν μέχρι  $168^{\circ}\text{K}$  οὐδεμία ἀνόπτησις ἐπέρχεται. Περαιτέρω ἀνευρίσκεται τοιαύτη ἀντιπροσωπεύουσα ἐξαφάνισιν τῶν κατὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν προκληθέντων διαταραχῶν μέχρι  $50\%$  εἰς τὴν θερμοκρασίαν τῶν  $293^{\circ}\text{K}$ . Ἡ συμπεριφορὰ αὕτη εὐρίσκεται εἰς ἀντίφασιν μὲ τὰ ἀποτελέσματα τοῦ Aukerman, ὅστις εὐρίσκει περιοχὴν ἀνοπτήσεως εἰς  $120^{\circ}\text{K}$ — $150^{\circ}\text{K}$ , δύναται ὅμως νὰ θεωρηθῆ ὡς συμφωνοῦσα μὲ τὴν περιοχὴν τοῦ Ἀλεξοπούλου, καθόσον ἡ ἐστιγμένη καμπύλη τοῦ σχ. 11, ἣτις διέρχεται διὰ τῶν σημείων μετρήσεως, συμβιβάζεται μὲ τὸ ὑπὸ τοῦ Ἀλεξοπούλου προβλεπόμενον σχῆμα. Ἀνόπτησις τοῦ κρυστάλλου εἰς  $313^{\circ}\text{K}$  παρουσιάζει ἀπότομον αὔξησιν τῆς συγκεντρώσεως  $p$  ἐκ νέου. Ἡ τοιαύτη συμπεριφορὰ, καίτοι δὲν εἶναι δυνατόν νὰ ἐξηγηθῆ, φαίνεται νὰ εἶναι πραγματική, καθόσον αἱ μετρήσεις εἰς τὴν περιοχὴν ταύτην ἔχουν, ὡς φαίνεται ἀπὸ τὰς καθέτους γραμμὰς τοῦ σχ. 11 τὰς χαρακτηρίζουσας τὰ σφάλματα, ἀρκετὴν ἀκρίβειαν. Ἡ ἀνεξήγητος αὕτη ἐπίδρασις τῆς αὔξεσεως τῆς θερμοκρασίας ὀλίγον ὑπεράνω τῆς συνήθους δύναται νὰ εἶναι πιστευτή, διότι ἐμφανίζεται καὶ εἰς τὰς μετρήσεις Ἀλεξοπούλου.

Ἡ ἀνόπτησις εἰς χαμηλὴν θερμοκρασίαν περὶ τοὺς  $80^{\circ}\text{K}$  δὲν παρατηρήθη εἰς τὰ ἡμέτερα πειράματα, καθόσον μὴ διατιθεμένου ὑγροῦ ἀζώτου ( $78^{\circ}\text{K}$ ) αἱ μετρήσεις ἐγένοντο εἰς θερμοκρασίαν ἄνω τῶν  $90^{\circ}\text{K}$ , ὑπερβαίνουσαν τὴν θερμοκρασίαν τῆς πρώτης βαθμίδος ἀνοπτήσεως τὴν ἀναφερθεῖσαν ὑπὸ τῶν Aukerman καὶ Ἀλεξοπούλου. Εἰς τὸ σχ. 11 ἡ ἐστιγμένη γραμμὴ ἔχει σχεδιασθῆ ὥστε νὰ συμβιβάζεται μὲ τὸ σύνολον τῶν μέχρι σήμερον παρατηρηθέντων φαινομένων ἀνοπτήσεως.

Εἰς κρυστάλλους τύπου  $\pi$  ὁ Aukerman εὗρε μείωσιν τῆς συγκεντρώσεως  $\pi$  συναρτήσει τῆς ἀκτινοβολήσεως, ἡ ὁποία φθάνει μέχρι μετατροπῆς τοῦ τύπου  $\pi$  εἰς τύπον  $p$  καὶ ἐν συνεχείᾳ περαιτέρω αὔξησιν τοῦ ἀριθμοῦ  $p$ .

Κατὰ τὴν ἰσόχρονον ἀνόπτησιν εὗρε τρεῖς βαθμίδας ἀντιστοιχοῦσας εἰς θερμοκρασίας ἀνοπτήσεως  $80^{\circ}\text{K}$  —  $85^{\circ}\text{K}$ ,  $120^{\circ}\text{K}$  —  $150^{\circ}\text{K}$  καὶ  $250^{\circ}\text{K}$  —  $330^{\circ}\text{K}$  εἰς τὸ πέρασ τῆς ὁποίας ἡ συκέντρωσις  $\pi$  ἔχει ἀνακτῆσει τελικῶς τὴν ἀρχικὴν τῆς τιμὴν.

Ὁ Eisen<sup>24</sup>, ὅστις ἐμελέτησε τὸν τύπον  $\pi$  μὲ ἠλεκτρόνια ἐνεργείας 0,4, 0,7 καὶ 1,0 MeV, εὗρεν, ὅτι κατὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν μὲ ἠλεκτρόνια 1 MeV, ὁ ἀριθμὸς  $\pi$  μειοῦται. Κατὰ τὰς ἰσοχρόνους ἀνοπτήσεις ἀπὸ  $T_A = 78^{\circ}\text{K}$  ἕως  $T_A = 320^{\circ}\text{K}$  εὗρε πέντε βαθμίδας μὲ πλήρη ἀνάκτησιν τῆς ἀρχικῆς τιμῆς εἰς  $T_A = 320^{\circ}\text{K}$ . Αἱ δύο πρώται βαθμίδες τῶν χαμηλῶν θερμοκρασιῶν ἠρμηνεύθησαν ἀφ' ἐνὸς μὲν δι' ἀνακατατάξεως διαταραχῶν εἰς θέσεις μεγαλυτέρας σταθερότητος, ἀφ' ἑτέρου δὲ μερικῆς ἐξουδετερώσεως «λίαν γειτονικῶν ζευγῶν».

Εἰς τὴν παροῦσαν ἐργασίαν αἱ προσδιοριζόμεναι μεταβολαὶ τῆς συγκεν-

τρώσεως  $n$  κατά την ακτινοβόλησιν και κατά την ανόπτησιν παρουσιάζουν μεγάλας διακυμάνσεις με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατή η παρακολούθησις τῆς πορείας μετὰ βεβαιότητος. Τὰ αποτελέσματα τῶν μετρήσεων τῶν γενομένων με  $B = 1000$  Gauss ἀποδίδονται εἰς τὰ σχήματα 20 καὶ 21. Εἰς τὰ σχήματα 22 καὶ 23 ἀποδίδονται τὰ αποτελέσματα τὰ ληφθέντα με  $B = 10.000$  Gauss. Εἰς τὰ τελευταῖα ἐχρησιμοποιήθη ὁ τύπος 26 διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς συγκεντρώσεως  $n$ . Ἐν τῷ μέτρῳ τῆς ἐμπιστοσύνης τὴν ὁποίαν δυνάμεθα νὰ ἔχωμεν εἰς οἰονδήποτε συμπέρασμα προκύπτει ἐκ τῶν εὐρεθέντων αποτελεσμάτων, ἀποφαινόμεθα, ὅτι ἐν ἀντιθέσει πρὸς τοὺς Aukerman καὶ Eisen, ἡ ακτινοβόλησις προκαλεῖ αὐξήσιν τῆς συγκεντρώσεως  $n$  (ἀντὶ μειώσεως), ἡ δὲ ανόπτησις οὐδεμίαν σχεδὸν ἔχει ἐπίδρασιν. Ἐπὶ τῆς ἰδιαζούσης συμπεριφορᾶς τοῦ ἡμετέρου κρυστάλλου οὐδὲν δυνάμεθα νὰ εἴπωμεν. Τοιαῦται ἀνεξήγητοι διαφοραὶ ἀπὸ κρυστάλλου εἰς κρυστάλλου ἔχουν περιγραφῆ καὶ ἀλλαχοῦ.

β) **Εὐκίνησις Hall.** Ὡς πρὸς τὴν εὐκίνησιαν Hall, ὁ Aukermann<sup>28</sup> εὔρεν, ὅτι εἰς τὸν τύπον  $p$ , αὕτη μειοῦται κατά τὴν ακτινοβόλησιν. Κατὰ τὰς δύο πρώτας βαθμίδας τῶν ἰσοχρόνων ἀνοπτήσεων, ἀντιστοιχοῦσας εἰς τὰς θερμοκρασίας ἀνοπτήσεως  $80^\circ\text{K} - 85^\circ\text{K}$  καὶ  $120^\circ\text{K} - 350^\circ\text{K}$ , ἡ εὐκίνησις μειοῦται, παρὰ τὸ γεγονός, ὅτι ὁ ἀριθμὸς τῶν διαταραχῶν ἄρα τῶν σκεδαζόντων κέντρων φαίνεται νὰ ἐλαττοῦται. Εἰς τὴν τρίτην βαθμίδα ἀνοπτήσεως ( $250^\circ\text{K} - 330^\circ\text{K}$ ) ἡ εὐκίνησις αὐξάνεται, πλὴν ὅμως τελικῶς δὲν λαμβάνει τὴν ἀρχικὴν τιμὴν.

Ὁ Ἀλεξόπουλος<sup>29</sup> δὲν παρετήρησεν αἰσθητὰς μεταβολὰς εἰς τὴν εὐκίνησιαν Hall οὔτε κατά τὴν ακτινοβόλησιν οὔτε κατά τὴν ανόπτησιν τύπου  $p$ . Τοῦτο πιθανὸν νὰ ὄφειλετο εἰς τὰς σχετικῶς μικρὰς μεταβολὰς εἰς τὸν ἀριθμὸν διαταραχῶν τῶν προσερχομένων ἐκ τοῦ ἀσθενοῦς τρόπου ακτινοβολήσεως (ἀκτίνων  $\gamma$ ), τὸν ὁποῖον ἐφήρμοξε.

Εἰς τὴν παρούσαν ἐργασίαν κατὰ τὴν ακτινοβόλησιν τοῦ τύπου  $p$  παρατηρήθη (σχ. 14), ὅπως καὶ εἰς ἐργασίαν Aukerman μείωσις τῆς εὐκίνησις Hall. Κατὰ δὲ τὰς ἰσοχρόνους ἀνοπτήσεις (σχ. 15) εὐρέθη ὁμοίως μείωσις εἰς τὰς 2 πρώτας βαθμίδας ἀνοπτήσεως ( $116^\circ\text{K} - 136^\circ\text{K}$ ) καὶ ( $168^\circ\text{K} - 212^\circ\text{K}$ ) καὶ αὐξήσις εἰς τὴν τρίτην βαθμίδα ( $212^\circ\text{K} - 293^\circ\text{K}$ ). Ὄταν ἡ ανόπτησις πλησιάσῃ εἰς  $T_A = 313^\circ\text{K}$  παρουσιάζεται ἐκ νέου μία ἀπτόμοις μείωσις τῆς εὐκίνησις Hall, ἀνάλογος πρὸς τὴν παρατηρηθεῖσαν εἰς τὰς καμπύλας τῆς συγκεντρώσεως  $p$ .

Διὰ τὸν τύπον  $n$  ὁ Aukerman εὔρεν, ὅτι ἡ εὐκίνησις Hall μειοῦται κατὰ τὴν ακτινοβόλησιν. Ἡ ανόπτησις συντελεῖται εἰς τρεῖς βαθμίδας, εἰς δὲ τὴν θερμοκρασίαν  $T_A = 330^\circ\text{K}$  ἡ εὐκίνησις Hall ἔχει ἀνακτήσει τὴν ἀρχικὴν τιμὴν.

Εἰς τὰς ἡμετέρας μετρήσεις εὐρέθη ὡσαύτως μείωσις τῆς εὐκίνησις

Hall κατά την ακτινοβολήσιν (σχ. 26). Κατά τὰς ἰσοχρόνους ἀνοπτήσεις ὁμως (σχ. 27) δὲν διακρίνονται σαφῶς βαθμίδες ἀνοπτήσεως, ἀλλ' ἀντιθέτως πρὸς τὸν Aukerman ἀρχικῶς μὲν μικρὰ συνεχῆς μείωσις τῆς εὐκινησίας Hall ἀπὸ  $T_A = 78^\circ \text{K}$  ἕως  $T_A = 112^\circ \text{K}$  καὶ περαιτέρω μικρὰ αὐξήσις μέχρι  $T_A = 197^\circ \text{K}$  ἄνευ προσεγγίσεως τῆς ἀρχικῆς τιμῆς. Καὶ ἐνταῦθα μεγάλοι διακυμάνσεις καθιστοῦν τὴν διατύπωσιν γενικῶν συμπερασμάτων ἐπὶ τῶν χρησιμοποιηθέντων κρυστάλλων ἐπισφαλῆ. Τιμαὶ τῆς εὐκινησίας Hall  $\mu_H$  διὰ  $B=10.000$  Gauss δὲν ἀναφέρονται, καθ' ὅσον εἰς αὐτὴν τὴν περιοχὴν μαγνητικῶν πεδίων ἢ σχέσις (28) διὰ τὸν τύπον  $n$  ἔχει χάσει πᾶσαν θεωρητικὴν βᾶσιν ἰσχύος.

γ) **Εὐκινησία  $\mu_B$  καὶ μαγνητοαντίστασις  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ .** Ὅσον ἀφορᾷ εἰς τὴν ἐπίδρασιν τῆς ἀκτινοβολήσεως ἐπὶ τῆς εὐκινησίας  $\mu_B$  καὶ τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  δὲν ὑπάρχουν πειραματικὰ δεδομένα ἄλλων ἐρευνητῶν.

Εἰς τὴν παροῦσαν ἐργασίαν εὐρέθη διὰ τὸν τύπον  $p$  αὐξήσις τῆς εὐκινησίας  $\mu_B$  καὶ τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  κατὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν (σχ. 12 καὶ 8). Καὶ τὰ 2 μεγέθη λαμβάνουν μίαν σχεδὸν σταθερὰν τιμὴν μετὰ παρελεύσειν ὠρισμένων ὠρῶν ἀκτινοβολήσεως, ἤτοι ὅταν ἡ ροὴ ὑπερβῇ τὰ  $54 \cdot 10^{11}$  ἠλεκτρόνια /  $\text{cm}^2$ . Κατὰ τὰς ἰσοχρόνους ἀνοπτήσεις (σχ. 13 καὶ 9) παρουσιάζουν ἀμφοτέρω τὰ μεγέθη 2 σαφεῖς βαθμίδας ἀνοπτήσεως, αἱ θερμοκρασίαι τῶν ὁποίων συμπίπτουν κατὰ μεγάλην προσέγγισιν, ἤτοι ( $90^\circ \text{K} - 136^\circ \text{K}$ ), ( $210^\circ \text{K} - 293^\circ \text{K}$ ) διὰ τὴν εὐκινησίαν  $\mu_B$  καὶ ( $90^\circ \text{K} - 116^\circ \text{K}$ ), ( $210^\circ \text{K} - 293^\circ \text{K}$ ) διὰ τὴν μαγνητοαντίστασιν  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ .

Σημειωτέον ὅτι τὰ μεγέθη  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  καὶ  $\mu_B$  δὲν εἶναι ἀπαραίτητον ἐξ ὁρισμοῦ νὰ μεταβάλλονται κατὰ τὸν αὐτὸν τρόπον, καθόσον ἡ  $\mu_B$  ὑπολογίζεται κατὰ τὴν σχέσιν (19) ἐκ τοῦ πειραματικοῦ μεγέθους  $\frac{\Delta\rho}{\rho_B}$ .

Πιθανῶς εἰς τὴν εὐκινησίαν  $\mu_B$  νὰ ὑπάρχῃ μία τρίτη ἐνδιάμεσος βαθμὶς ἀνοπτήσεως, καθ' ἣν ἀντὶ τῆς ἀναμενομένης μειώσεως τῆς  $\mu_B$  παρατηρεῖται μικρὰ αὐξήσις.

Εἰς τὸν κρυστάλλον τύπου  $n$  παρατηρήθη διὰ  $B=1000$  Gauss, ὅτι ἀμφοτέρω τὰ μεγέθη, ἤτοι καὶ ἡ εὐκινησία  $\mu_B$  (σχ. 24) καὶ ἡ μαγνητοαντίστασις  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  (σχ. 16) παρουσιάζουν κατὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν κατ' ἀρχὰς μείωσιν καὶ περαιτέρω αὐξήσιν τείνοντα ἀμφοτέρω νὰ λάβουν τὴν ἀρχικὴν τιμὴν. Αἱ ἀνακρίβειαι εἶναι μεγάλοι καὶ συνεπῶς τὸ ἀποτέλεσμα τοῦτο εἶναι ἐπισφα-

λές. Ὅμοίως κατὰ τὰς ἰσοχρόνους ἀνοπτήσεις (σχ. 25 καὶ 17) ἀμφότερα τὰ μεγέθη παρουσιάζουν τὴν αὐτὴν εἰκόνα, ἥτοι κατ' ἀρχᾶς (χαμηλαὶ θερμοκρασίαι) ἀπότομον μείωσιν καὶ ἐν συνεχείᾳ αὔξησιν. Διακεκριμένης βαθμίδας ἀνοπτήσεως δὲν ἐμφανίζονται.

Τέλος διὰ  $B = 10.000$  Gauss ἡ μαγνητοαντίστασις  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  τοῦ τύπου  $\pi$  κατὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν ἐμφανίζει (σχ. 18) κατ' ἀρχᾶς ἀπότομον μείωσιν καὶ κατόπιν περίπου σταθερὰν τιμὴν. Κατὰ τὰς ἰσοχρόνους ἀνοπτήσεις (σχ. 19) οὐδόπως ἐμφανίζονται βαθμίδες ἀνοπτήσεως, εἰ μὴ μόνον πιθανῶς κατ' ἀρχᾶς μικρὰ μείωσις καὶ περαιτέρω σχεδὸν σταθερὰ τιμὴ. Ἡ ἀρχικὴ τιμὴ τῆς μαγνητοαντιστάσεως δὲν ἀνακτᾶται. Ὑπολογισμὸς τῆς  $\mu_B$  δὲν ἐγένετο διὰ  $B = 10.000$  Gauss ὡς μὴ ὑπάρχοντος καταλλήλου τύπου. Συνεπῶς σύγκρισις μεταξὺ τῶν μετρήσεων γενομένων εἰς  $B = 1000$  Gauss καὶ  $B = 10.000$  Gauss εἶναι δυνατὴ, μόνον ὅσον ἀφορᾷ εἰς τὸ μέγεθος  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ .

Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἐπίδρασις τῆς ἀκτινοβολήσεως παρουσιάζεται ἡ αὐτὴ εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ ἰσχυροῦ μαγνητικοῦ πεδίου ὡς καὶ εἰς τὴν τοῦ ἀσθενοῦς, ὡς ἄλλωστε ἀνεμένετο.

Ἰδιαίτερον ἐνδιαφέρον θὰ παρουσίαζεν ἡ σύγκρισις τῶν βαθμίδων ἀνοπτήσεως μεταξὺ τῶν μεγεθῶν  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  καὶ  $\mu_B$  ἀφ' ἑνὸς καὶ  $\mu_H$ ,  $p$  (ἢ  $\pi$ ) ἀφ' ἑτέρου, καθόσον τὰ συγκρινόμενα μεγέθη προέρχονται ἀπὸ μετρήσεις, αἱ ὁποῖαι εἶναι ἐν μέρει ἄσχετοι μεταξὺ των. Συγκεκριμένως τὰ δύο πρῶτα (ἥτοι  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  καὶ  $\mu_B$ ) ὑπολογίζονται ἀπὸ μετρήσεις τῶν εἰδικῶν ἀντιστάσεων  $\rho_B$  καὶ  $\rho_0$ , ἐνῶ τὰ 2 τελευταῖα (ἥτοι  $\mu_H$ ,  $p$  ἢ  $\pi$ ) ἀπὸ μετρήσεις τῆς σταθερᾶς Hall  $R_H$  καὶ τῆς  $\rho_0$ , ἥτοι ἔχουν ὡς κοινὸν στοιχεῖον μόνον τὸ μέγεθος  $\rho_0$ . Εἰς τοὺς ὑπολογισμοὺς ὅμως διὰ τὸν προσδιορισμὸν τῶν  $p$  καὶ  $\mu_B$  ὑπεισέρχονται ἄλλα ἐντελῶς ἀνεξάρτητα πειραματικὰ μεγέθη, ἥτοι ἡ  $R_H$  ἀφ' ἑνὸς καὶ συνδυασμὸς τῶν  $\rho_0$  καὶ  $\rho_B$  ἀφ' ἑτέρου.

Δυστυχῶς αἱ ἐκ μετρήσεων καμπύλαι ἐκτὸς τῆς διακυμάνσεως λόγῳ τυχαίων σφαλμάτων, αἵτινες σημειοῦνται διὰ κατακορύφων γραμμῶν παρουσιάζουν καὶ ἄλλας ἀποτόμους μεταβολάς.

Αἱ ἀνωμαλῖαι αὗται προφανῶς δὲν ὀφείλονται εἰς σφάλματα μετρήσεων, καθόσον ὑπερβαίνουν ἐν πολλοῖς ταῦτα, δι' ὃ καὶ πρέπει ν' ἀποδοθοῦν εἰς ἀνεξήγητα αἷτια. Ἀνάλογα παρατηροῦνται ὑπὸ ὅλων τῶν ἐρευνητῶν.

Ἡ ἐξαγωγή θεωρητικῶν συμπερασμάτων ἐκ τῶν ἄνω πειραματικῶν ἀποτελεσμάτων εἶναι πρὸς τὸ παρὸν ἀδύνατος. Κατ' ἀρχὴν ἡ ἀκτινοβολήσις

μεταβάλλει τὴν ἔκφρασιν  $\frac{\Delta\rho}{\rho_B}$ , ἐκ τῆς ὁποίας ὑπολογίζεται ἡ  $\mu_B$  διὰ μετα-

βολῶν τοῦ ἀριθμητοῦ καὶ τοῦ παρονομαστοῦ. Ἡ παρακολούθησις τῆς μεταβολῆς τοῦ παρονομαστοῦ κατὰ τὴν γνώμην μας θὰ πρέπει νὰ εἶναι θεωρητικῶς εὐχερεστέρα, ἐνῶ ἡ μεταβολὴ τῆς  $\Delta\rho$ , ἢτοι ἡ μεταβολὴ τῆς διαφορᾶς  $\rho_B - \rho_0$  κατὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν θὰ εἶναι πολύπλοκος. Δυστυχῶς μέχρι στιγμῆς οὐδεμία θεωρητικὴ δυνατότης ὑπάρχει τῶν ὑπολογισμῶν τῆς μεταβολῆς εἴτε τοῦ ἀριθμητοῦ εἴτε τοῦ παρονομαστοῦ. Πᾶσα μελλοντικὴ θεωρία θὰ πρέπει νὰ συμβιβάζεται μὲ τὰ παρόντα ἀποτελέσματα. Κυρίως αὕτη θὰ πρέπει νὰ ἐξηγήσῃ τὰ ἐξῆς πειραματικὰ δεδομένα.

Αἱ ἐξ ἀκτινοβολήσεως διαταραχαὶ προκαλοῦν αὐξήσιν τῆς  $\mu_B$  εἰς τὸν τύπον  $p$  καὶ ἐλάττωσιν εἰς τὸν τύπον  $n$ . Εἰς τὸν τύπον  $p$  πρὸς τούτοις αἱ διαταραχαὶ αἱ προκαλοῦσαι τὰς μεταβολὰς τῆς  $\mu_B$  θὰ πρέπει νὰ εἶναι τῆς αὐτῆς φύσεως ὡς αἱ διαταραχαὶ αἱ προκαλοῦσαι τὰς μεταβολὰς τῶν  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  καὶ  $\mu_H$ , καθόσον ἡ ἀνόπτησις τῶν τελευταίων παρουσιάζεται εἰς τὰς αὐτὰς περιοχὰς θερμοκρασιῶν ὡς ἡ ἀνόπτησις τῆς  $\mu_B$ .

Ἐκ τῶν σχετικῶς ἀνακριβῶν ἀποτελεσμάτων ἀνοπτήσεως τοῦ τύπου  $n$  πιθανὸν νὰ προκύπτῃ ὁ ἀνάλογος συλλογισμὸς.

Ἐπανάληψις τῶν μετρήσεων μὲ ἀφθονώτερα πειραματικὰ μέσα καὶ κυρίως μὲ διάθεσιν μεγαλυτέρων ποσοτήτων ψυκτικοῦ καὶ μὲ ἀποκλειστικὴν χρησιμοποίησιν ὑγροῦ ἀζώτου ὡς τοιούτου θὰ ἐπέτρεπε λεπτομερέστερον προσδιορισμὸν τῆς καμπύλης ἀνοπτήσεως, ὅποτε θὰ ἀνεφαίνοντο καλύτερον αἱ θέσεις τῶν βαθμίδων ἀνοπτήσεως.

Ἐσχάτως ἐδημοσιεύθησαν μετρήσεις ἐπιδράσεως ἀκτινοβολήσεως ἐπὶ τῆς μαγνητοαντιστάσεως ὑπὸ τῶν R. Hasiguti - E. Matsuura - K. Matsui<sup>90</sup>. Ἡ ἀκτινοβολήσις ἐγένετο δι' ἀκτίνων  $\gamma$ , ὁ δὲ κρύσταλλος ἦτο Si τύπου  $n$ .

Καίτοι αἱ μετρήσεις αὗται ἔχουν μειωμένην ἀξίαν, καθόσον ἡ ἀκτινοβολήσις ἐγένετο εἰς συνήθη θερμοκρασίαν καὶ συνεπῶς ἐπῆρξετο μερικὴ ἀνόπτησις τῶν διαταραχῶν κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς ἀκτινοβολήσεως, σημειοῦμεν, ὅτι ὅπως καὶ εἰς τὰς παρούσας μετρήσεις τοῦ InSb τύπου  $n$  εὐρέθη εἰς τὸ Si ἐλάττωσις τῆς εὐκινήσιας Hall  $\mu_H$ . Ὅμοίως εὐρέθη ἐλάττωσις τῆς  $\mu_B$  εἰς πεδία 1000 ἕως 10.000 Gauss ὡς εἰς τὰς παρούσας μετρήσεις.

Ὅσον ἀφορᾷ τὴν συγκέντρωσιν  $n$  παρατηρήθη ἐλάττωσις αὐτῆς κατὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν, τὸ ὁποῖον ἀπεδόθη εἰς δημιουργίαν παγίδων τῶν ἠλεκτρονίων. Προφανῶς εἰς τὸν ἡμέτερον κρύσταλλον InSb δὲν δημιουργοῦνται τοιαῦται παγίδες, καθόσον ἡ ἀκτινοβολήσις αὐξάνει τὴν συγκέντρωσιν.

Ἡ ἀνωτέρω ἐργασία ἐγένετο ἐν τῷ Ἐργαστηρίῳ Φυσικῆς τοῦ Πανεπιστημίου Ἀθηνῶν. Θεωρῶ ἐπιβεβλημένην ὑποχρέωσιν νὰ ἐκφράσω τὰς εὐχαριστίας μου εἰς τοὺς κάτωθι:

1. Ἀξιότιμον κ. **Κ. Δ. Ἀλεξόπουλον**, Καθηγητὴν Πανεπιστημίου, Ἀκαδημαϊκόν, διὰ τὰς πολυτίμους μετ' αὐτοῦ συζητήσεις ἀναφορικῶς μὲ τὰ θέματα τῆς ἐργασίας μου.

2. Ἀξιότιμον κ. **Ε. Κ. Στάθην**, Καθηγητὴν Πανεπιστημίου, διὰ τὴν εὐγενῆ ὑπ' αὐτοῦ διάθεσιν τοῦ ποτενσιομέτρου τύπου Cambridge, ἀπαραιτήτου ὄργανου διὰ τὰς μετρήσεις.

3. Ἑλληνικὴν Ἐπιτροπὴν Ἀτομικῆς Ἐνεργείας, διὰ τὴν προμήθειαν τῆς ραδιενεργοῦ πηγῆς ἀκτίνων β ὡς ἐπίσης καὶ διὰ τὴν τρίμηνον ἀποστολὴν μου εἰς Ἀντικὴν Ἐδρῶπην πρὸς παρακολούθησιν τῆς εἰδικῆς τεχνικῆς ἐφαρμοζομένης εἰς τὰς μετρήσεις ἐπὶ τῶν ἡμι-αγωγῶν.

4. Ἀξιότιμον κ. **Γ. Δούσμανην**, διὰ τὴν ἀποστολὴν ἐξ Ἑνωμένων Πολιτειῶν Ἀμερικῆς κρυστάλλων Ἰνδιούχου Ἀντιμονίου.

5. Ἀξιότιμον κ. **Ι. Νικοσίαν**, Διευθυντὴν Ἐργοστασίου «ΖΕΦΥΡΟΣ» διὰ τὴν δωρεὰν χορήγησιν ὑγροῦ ἀέρος, καὶ

6. τὸν κ. **Δ. Κωστόπουλον**, παρασκευαστὴν τοῦ Ἐργαστηρίου Φυσικῆς, διὰ τὴν βοήθειαν τὴν ὁποίαν μοὶ παρεῖχε κατὰ τὴν διάρκειαν τῶν μετρήσεων.

## ΠΕΡΙΛΗΨΙΣ

Ἡ ἐπίδρασις τῆς ἀκτινοβολήσεως δι' ἠλεκτρονίων ἐπὶ InSb ἔχει μελετηθῆναι μέχρι τοῦδε κυρίως δι' ἐρεῦνης τῶν μεταβολῶν τοῦ ἀριθμοῦ φορέων  $p$  ἢ  $n$ , τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως  $\rho$  καὶ εὐκινησίας Hall  $\mu_H$ .

Εἰς τὴν παροῦσαν ἐργασίαν ἠρευνήθη ἡ ἐπίδρασις τῆς ἀκτινοβολήσεως δι' ἠλεκτρονίων ἐπὶ τῆς μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0}$  καὶ ἐπὶ τῆς «ἐκ μετρήσεων μαγνητοαντιστάσεως  $\frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_B}$  προσδιοριζομένης εὐκινησίας»  $\mu_B$ . Ἐκ παραλλήλου ἐμετρήθησαν καὶ τὰ μεγέθη  $p$  ἢ  $n$  καὶ  $\mu_H$ . Αἱ ἐπερχόμεναι μεταβολαὶ μελετῶνται εἰς τὰς ἐν συνεχείᾳ ἀνοπτήσεις καὶ γίνεται σύγκρισις τῶν περιοχῶν ἀνοπτήσεως τῆς  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  καὶ τῆς  $\mu_B$ . Διὰ τὴν σχέσιν τὴν συνδέουσαν τὴν μαγνητοαντίστασιν  $\frac{\Delta\rho}{\rho_B}$  μετὰ τὴν εὐκινησίαν  $\mu_B$  ἐχρησιμοποιήθη ἡ θεωρία τοῦ Wilson.

Αἱ μετρήσεις ἐγένοντο ἐπὶ δύο κρυστάλλων InSb τοῦ ἑνὸς τύπου  $p$  με  $p=4,47 \cdot 10^{14}$  ὁπλ/см<sup>3</sup> καὶ τοῦ ἑτέρου τύπου  $n$  με  $n=1,047 \cdot 10^{16}$  ἠλεκτρόνια/см<sup>3</sup>. Ἡ ἀκτινοβολήσις τοῦ κρυστάλλου εὕρισκομένου ἐντὸς κρυστάτου ἐγένετο ὑπὸ θερμοκρασίαν 90° K διὰ τὸν τύπον  $p$  καὶ 78° K διὰ τὸν τύπον  $n$ . Ὡς πηγὴ ἠλεκτρονίων ἐχρησιμοποιήθη ραδιενεργὸν παρασκεύασμα Sr<sup>90</sup>—Y<sup>90</sup> ραδιενεργείας 200 mC. Ἡ μέση ἐνέργεια τῶν σωματίων  $\beta$  εἶναι 1 MeV. Τῆς ἀκτινοβολήσεως ἠκολούθουν ἰσόχρονοι ἀνοπτήσεις μετὰ περίοδον  $T=30$  min ἀπὸ θερμοκρασίαν 90° K ἕως 313° K διὰ τὸν τύπον  $p$  καὶ ἀπὸ 78° K ἕως 197° K διὰ τὸν τύπον  $n$ . Κατὰ τὰς μετρήσεις ἐπὶ τοῦ τύπου  $p$  ἐχρησιμοποιήθη μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ  $B=10.000$  Gauss. Διὰ τὸν τύπον  $n$  ἐχρησιμοποιήθησαν ἰσχυρὰ (10.000 G) καὶ ἀσθενῆ (1000 G) πεδία. Ὅλαι αἱ μετρήσεις ἐγένοντο εἰς τὴν χαμηλὴν θερμοκρασίαν εἰς ἣν ἐγένετο ἡ ἀκτινοβολήσις.

Τὰ ἀποτελέσματα διὰ τὸν τύπον  $p$  ἐμφανίζονται συμφωνοῦντα ἐν γενικαῖς γραμμαῖς πρὸς τὰ ἀποτελέσματα ἄλλων ἐρευνητῶν (Aukerman, Ἀλεξοπούλου). Οὕτω εὐρέθη ἐν συμφωνίᾳ πρὸς αὐτοὺς αὐξήσις τῆς συγκεντρώσεως  $p$  καὶ μείωσις τῆς εὐκινησίας Hall μετὰ τὴν ἀκτινοβολήσιν. Ὅσον ἀφορᾷ τὴν ἰσόχρονον ἀνόπτησιν, ἡ εἰς τοὺς ἄνω ἐρευνητὰς παρατηρηθεῖσα πρώτη περιοχὴ ἀνοπτήσεως δὲν ἦτο δυνατὸν νὰ παρατηρηθῆ, καθόσον εἰς τὰ ἡμέτερα πειράματα ἡ χαμηλοτέρα ἐπιτυγχανομένη θερμοκρασία ἦτο 90° K ἢτοι ἄνωτέρα τῆς θερμοκρασίας τῆς πρώτης περιοχῆς ἀνοπτήσεως. Εἰς τὰς ἀνοπτήσεις ὑψηλοτέρων θερμοκρασιῶν ὑπάρχει μερικὴ τις σύμπτωσις περιοχῶν ἀνοπτήσεως.

“Όσον ἀφορᾷ τὰ μεγέθη  $\frac{\Delta\theta}{\theta_0}$  καὶ  $\mu_B$ , ταῦτα παρουσιάζουν αὐξησιν κατὰ τὴν ἀκτινοβόλησιν, αἱ δὲ περιοχαὶ ἀνοπτήσεως αὐτῶν συμπίπτουν κατὰ μεγάλην προσέγγισιν μετὰ τῶν περιοχῶν διὰ τὰ μεγέθη  $p$  καὶ  $\mu_B$ . Ἡ παρατήρησις αὕτη δηλοῖ, ὅτι ἡ μεταβολὴ τῆς  $\mu_B$  κατὰ τὴν ἀκτινοβόλησιν ὀφείλεται εἰς διαταραχὰς τοῦ αὐτοῦ τύπου ὡς αἱ διαταραχαὶ αἱ προκαλοῦσαι τὰς μεταβολὰς τῶν ἄλλων μεγεθῶν.

Τὰ ἀποτελέσματα διὰ τὸν τύπον  $n$  ἔχουν ὡς ἐξῆς: Τὸ μὲν μέγεθος  $\mu_H$  ἐμφανίζει μείωσιν κατὰ τὴν ἀκτινοβόλησιν, μεταβολὴν συμφωνοῦσαν μετὰ τῶν ἄλλων ἐρευνητῶν (Aukerman, Eisen). “Όσον ἀφορᾷ ὅμως τὸ μέγεθος  $n$ , τοῦτο ἐμφανίζει καὶ διὰ τὰς δύο τιμὰς τῆς  $B$  αὐξησιν, ἥτοι συμπεριφορὰν ἀντίθετον πρὸς τὴν τῶν ἄλλων ἐρευνητῶν. Περιοχαὶ ἀνοπτήσεως τῶν ἄνω μεγεθῶν, λόγῳ τῶν μεγάλων διακυμάνσεων, δὲν δύνανται νὰ καθορισθοῦν.

Διὰ τὰ μεγέθη  $\frac{\Delta\theta}{\theta_0}$  καὶ  $\mu_B$  δύναται νὰ λεχθῆ, ὅτι καὶ τὰ δύο μεγέθη ἐμφανίζουν μείωσιν κατὰ τὴν ἀκτινοβόλησιν. Ἡ συμπεριφορὰ αὕτη συμφωνεῖ πρὸς ἀνάλογα πειράματα ὑπὸ τῶν R. Hasiguti - E. Matsuura - K. Matsui ἐπὶ  $S_i$  τύπου  $n$ . Περιοχαὶ ἀνοπτήσεως σαφεῖς δὲν ἐμφανίζονται.



### ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. **A. H. Wilson**, Proc. Roy. Soc. A **133**, 458, (1931), A **134**, 277, 1931.
2. **R. A. Smith**, Semiconductors, Cambridge (1959).
3. **N. B. Hannay**, Semiconductors, Reinhold, New York (1959).
4. **W. Shockley**, Electrons and holes in semiconductors, D. Van Nostrand (1956).
5. α) **M. A. Αναστασιάδου**, Ηλεκτρονική Φυσική, 'Αθήναι (1956).  
β) **Γ. 'Αλεξανδράκι**, Εισαγωγή εις την ηλεκτρονικήν θεωρίαν του στερεού σώματος, 'Αθήναι (1962).
6. **E. Spenke**, Electronic semiconductors, Mc Graw - Hill (1958).
7. **A. H. Wilson**, The theory of metals, Cambridge (1958).
8. **C. Kittel**, Introduction to solid state physics, John Wiley & Sons, New York (1953).
9. **A. J. Dekker**, Solid state physics, Prentice Hall (1958).
10. **E. H. Pulley**, The Hall effect and related phenomena, Butterworths (1960).
11. **H. Weiss - H. Welker**, Zeits. f. Phys. **138**, 322, (1954).
12. **H. P. R. Frederikse and W. R. Hosler**, Solid state physics Vol 2, Part 2 (1960).
13. **G. L. Pearson - M. Tanenbaum**, Phys. Rev. **90**, 153, (1953).
14. **H. P. R. Frederikse - W. Hosler**, Phys. Rev. **108**, 1136, (1957).
15. **F. Seitz**, Phys. Rev. **79**, 372, (1950).
16. **M. Green**, J. of Applied Physics, **32**, 1286, (1961).
17. **R. G. Brecheridge - R. F. Plont - W. R. Hosler - H. P. R. Frederikse - J. H. Becker and W. Oshinsky**, Phys. Rev. **96**, 571, (1954).
18. **H. J. Hrostowski - F. J. Morin - T. H. Geballe - G. H. Wheatley**, Phys. Rev. **100**, 1672, (1955).
19. **A. Gibson - P. Aigrain - R. Burgess**, Progress in semiconductors 2, London Heywood (1957).
20. **D. S. Billington and J. H. Crawford, Jr**, Radiation damage in solids, Princeton, New Jersey (1961).
21. **G. H. Dienes and G. H. Vineyard**, Radiation effects in solids, Interscience Publishers, New York (1957).
22. **P. P. Debye - E. M. Conwell**, Phys. Rev. **93**, 693, (1954).
23. **E. Conwell - V. F. Weisskopf**, Phys. Rev. **77**, 388, (1950).
24. **F. H. Eisen**, Phys. Rev. **123**, 736, (1961).
25. **W. S. Snyder**, Phys. Rev. **99**, 1637, (1955).
26. **F. Seitz and J. S. Koehler**, Solid state physics, Vol 2, Academic Press, New York (1956).
27. **C. J. Meechan - J. A. Brinkman**, Phys. Rev. **103**, 1193, (1956).
28. **L. W. Auherman**, Phys. Rev. **115**, 1125, (1959).
29. **K. D. Alexopoulos - R. B. Oswald**, Symposium on radiation Damage, Venice 1962.
30. **R. R. Hasiḡuti - E. Matsuura - K. Matsui**, Proceedings of the International Conference on semiconductors physics, Prague (1960).



## ΠΙΝΑΞ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

### ΕΙΣΑΓΩΓΗ

#### ΘΕΩΡΗΤΙΚΟΝ ΜΕΡΟΣ

##### Κεφάλαιον Α'—Ήμιαγωγοί

##### Κεφάλαιον Β'—Μαγνητοαντίστασις

|   |       |    |
|---|-------|----|
| 1. Μαγνητοαντίστασις εις μέταλλα . . . . .  | Σελίς | 7  |
| α) Γενική θεωρία αγωγιμότητος . . . . .   | >     | 7  |
| β) Ήξιωσις Boltzmann . . . . .  | >     | 7  |
| γ) Λύσις τῆς ἑξιώσεως Boltzmann . . . . .   | >     | 8  |
| δ) Μαγνητοαντίστασις . . . . .  | >     | 10 |
| 2. Μαγνητοαντίστασις εις ἡμιαγωγούς. Σχέσις μαγνητοαντιστάσεως καὶ εὐκινησίας . . . . . | >     | 11 |

##### Κεφάλαιον Γ'—Φαινόμενον Hall

|   |       |    |
|---|-------|----|
| 1. Εἰς μέταλλα . . . . .  | Σελίς | 12 |
| 2. Εἰς ἡμιαγωγούς . . . . .   | >     | 14 |
| 3. Σχέσις συνδέουσα τὴν σταθερὰν Hall καὶ τὴν εὐκινησίαν Hall . . . . . | >     | 14 |
| 4. Μέτρησις σταθερᾶς Hall . . . . .                                     | >     | 15 |

##### Κεφάλαιον Δ'—Διαταραχαὶ λόγῳ ἀκτινοβολήσεων

|  |       |    |
|--|-------|----|
| 1. Γενικὰ περὶ διαταραχῶν . . . . .                  | Σελίς | 16 |
| 2. Διαταραχαὶ εις ἡμιαγωγούς . . . . .               | >     | 17 |
| 3. Διαταραχαὶ εις InSb καὶ ἀνόπτησις αὐτῶν . . . . . | >     | 19 |

#### ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΝ ΜΕΡΟΣ

##### Κεφάλαιον Ε'—Γενικὴ περιγραφή συσκευῆς

|   |       |    |
|---|-------|----|
| 1. Κρυστάτης . . . . .  | Σελίς | 23 |
| 2. Πηγὴ ἀκτίνων β . . . . .   | >     | 25 |
| 3. Κρύσταλλος InSb . . . . .  | >     | 26 |
| 4. Μαγνήτης καὶ κύκλωμα αὐτοῦ . . . . .                               | >     | 26 |
| 5. Κύκλωμα μετρήσεως ἀντιστάσεως κρυστάλλου καὶ τάσεως Hall . . . . . | >     | 27 |

##### Κεφάλαιον ΣΤ'—Μετρήσεις ἐπὶ InSb καὶ ὑπολογισμοὶ

#### ΜΕΡΟΣ ΤΡΙΤΟΝ

##### Κεφάλαιον Ζ'—Ἀποτελέσματα μετρήσεων ἐπὶ InSb

|                      |       |    |
|----------------------|-------|----|
| 1. Τύπος p . . . . . | Σελίς | 33 |
| 2. Τύπος n . . . . . | >     | 36 |

##### Κεφάλαιον Η'—Σύγκρισις ἀποτελεσμάτων μετὰ τὰ ἀποτελέσματα ἄλλων ἐρευνητῶν

|                        |       |    |
|------------------------|-------|----|
| ΠΕΡΙΛΗΨΙΣ . . . . .    | Σελίς | 47 |
| ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ . . . . . | >     | 49 |