Κατὰ ταῦτα τὸ ἡμέτερον Διάταγμα δέον νὰ χαρακτηρισθῇ ὡς ἁπλῶς ἐκτελεστικόν, συνιστῶν διοικητικὴν κατ' οὐσίαν καὶ κατὰ τύπους πρᾶξιν τῆς Κυβερνήσεως, ἐκδοθεῖσαν ἐντὸς τῶν ὁρίων τοῦ νόμου [1], μετὰ ἀσυνήθους εἰσαγωγῆς μὴ θιγούσης ὅμως τὴν νομιμότητα αὐτοῦ καὶ μὴ κυρούσης τὸν Συνοδικὸν Τόμον.

ΦΥΣΙΚΗ. – **Περὶ τῶν ἠλεκτρονίων ἀγωγιμότητος τοῦ Βηρυλλίου.**— *Θεωρητικὸν μέρος*. Σχέσις μεταξὺ ἠλεκτρονικῆς κατανομῆς καὶ σκεδαστικῆς ἱκανότητος τοῦ Βηρυλλίου,* *ὑπὸ* ***Καίσαρος Ἀλεξοπούλου.*** Ἀνεκοινώθη ὑπὸ κ. Κωνστ. Ζέγγελη.

§ 1. *Εἰσαγωγή.*

Μία τῶν μεθόδων προσδιορισμοῦ τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων (ἠλεκτρονίων ἀγωγιμότητος) μετάλλου τινός, εἶναι ὁ σκεδασμὸς τῶν ἀκτίνων X. Ὡς γνωστὸν ὁ σκεδασμὸς τῶν ἀκτίνων X ὑπὸ τῆς ὕλης προκαλεῖται μόνον ἐκ τῶν ἠλεκτρονίων αὐτῆς, ἐνῷ οἱ πυρῆνες οὐδόλως λαμβάνουν μέρος εἰς τὸ φαινόμενον. Ἐπειδὴ τὰ ἐλεύθερα ἠλεκτρόνια σκεδάζουσι τὴν ἀκτινοβολίαν κατ' ἄλλους νόμους ἀπ' ὅτι τὰ δέσμια ἠλεκτρόνια τῶν φλοιῶν K, L κλπ., εἶναι δυνατὸν διὰ τῆς μελέτης τῆς ἐπὶ τῶν μετάλλων σκεδασθείσης ἀκτινοβολίας νὰ ἐκφέρωμεν γνώμην ἐπὶ τῆς ὑπάρξεως ὡς καὶ ἐπὶ τοῦ ἀπολύτου ἀριθμοῦ τῶν ἠλεκτρονίων ἀγωγιμότητος. Πειράματα τοιούτου εἴδους ἐνδείκνυνται κυρίως ἐπὶ μετάλλων μικροῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ, διότι εἰς αὐτὰ ὁ ἀριθμὸς τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων (συνήθως μεταξὺ 1 καὶ 3 κατ' ἄτομον) εἶναι σχετικῶς μεγάλος ὡς πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν δεσμίων· Ὡς θὰ ἴδωμεν κατωτέρω ἡ διαφορὰ μεταξὺ τῶν νόμων σκεδασμοῦ τῆς ἀκτινοβολίας ὑπὸ τῶν δεσμίων καὶ τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων, εἶναι κυρίως ἐμφανὴς διὰ σκεδασμὸν ὑπὸ μικρᾶς γωνίας, ὥστε τὸ ἐνδιαφέρον τῆς θεωρητικῆς καὶ πειραματικῆς ἐξερευνήσεως τοῦ ζητήματος νὰ στρέφηται κυρίως πρὸς τὰ συμβαίνοντα εἰς τὴν περιοχὴν μικρῶν γωνιῶν.

§ 2. *Θεωρία τοῦ σκεδασμοῦ.*

Ἡ ὁλικὴ σκεδαζομένη ἔντασις ἀκτινοβολίας συνίσταται ἐκ τοῦ ἀθροίσματος τῶν ἐντάσεων τῶν ἐπὶ τῶν ἐλευθέρων καὶ τῶν δεσμίων ἠλεκτρονίων σκεδαζομένων ἀκτίνων. Ἕκαστον τῶν δύο τούτων τμημάτων ὑποδιαιρεῖται πάλιν εἰς δύο μέρη, ἀποτελούμενα ἐξ ἀκτίνων ἀσυμφώνων καὶ συμφώνων (inkohärent καὶ kohärent) σκεδασθεισῶν δηλαδὴ μετὰ ἢ ἄνευ ἀλλαγῆς τοῦ μήκους κύματος τῆς προσπιπτούσης ἀκτι-

[1] Πρβλ. *Ἀγγελοπούλου* ἔνθ' ἀνωτ. σ. 98 καὶ *Σαριπόλου* ἔνθ'. ἀνωτ. σ. 141-3 καὶ σ. 318 ἑξῆς.

* KESSAR ALEXOPOULOS. — **Über die Leitungselektronen des Berylliums.** *Theoretischer Teil*: Zusammenhang zwischen Elektronenverteilung und Streuvermögen des Berylliums.

νοβολίας. Αἱ ὑπὸ κρυσταλλικῶν σωμάτων κατὰ «σύμφωνον» τρόπον σκεδασθεῖσαι ἀκτῖνες, συμβάλλουσι μεταξύ των προκαλοῦσαι τὰς κηλῖδας τοῦ Laue καὶ τοὺς δακτυλίους Debye-Scherrer. Ἡ γνωστοτέρα περίπτωσις σκεδασμοῦ κατὰ «ἀσύμφωνον» τρόπον εἶναι τὸ φαινόμενον Compton, κατὰ τὸ ὁποῖον τὸ σκεδαζόμενον φωτόνιον δίδει μέρος τῆς ἐνεργείας του εἰς τὸ ἐλεύθερον ἠλεκτρόνιον, ἐπὶ τοῦ ὁποίου προσκρούει, ἐλαττουμένου οὕτω τοῦ μήκους κύματος. Κατωτέρω ὑπολογίζεται ἐν πάσει λεπτομερείᾳ ἕκαστος τῶν τεσσάρων αὐτῶν προσθετέων.

Ἠλεκτρόνια ἀγωγιμότητος. — Ταῦτα θεωροῦμεν ὡς κινούμενα ἐν τῷ μετάλλῳ ὡς ἀέριον τοῦ Fermi ἐν χώρῳ περιορισμένῳ. Ἐὰν παραβλέψωμεν τὴν ἀνομοιογένειαν τοῦ χώρου λόγῳ τῆς παρεμβολῆς τοῦ κρυσταλλικοῦ πλέγματος, ὅπερ προκαλεῖ μίαν περιοδικὴν διακύμανσιν τοῦ δυναμικοῦ τοῦ χώρου, ὑπολογίζεται[1] ἡ κατὰ ἠλεκτρόνιον σκεδαζομένη ἔντασις τῆς ἀσυμφώνου ἀκτινοβολίας εἰς

$$I^{\text{ἐλεύθ. ἠλεκ.}}_{\text{ἀσύμφ.}} = \frac{3}{2}\,\frac{\alpha\,\eta\mu\,\frac{\vartheta}{2}}{\lambda} \quad \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha\,\eta\mu\,\frac{\vartheta}{2}}{\lambda}\right)^3 \qquad (1)$$

ἔνθα: $\alpha = \left(\frac{8\pi}{3}\,\frac{V}{N}\right)^{1/3}$

V = ὄγκος τοῦ μετάλλου

N = ὁλικὸς ἀριθμὸς τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων τῶν ἐγκλειομένων ἐν τῷ χώρῳ V

λ = μῆκος κύματος τῆς προσπιπτούσης ἀκτινοβολίας

ϑ = γωνία σκεδασμοῦ

Ὁ ἀνωτέρω τύπος δίδει κατὰ συνήθειαν τὴν ἔντασιν τῆς ἀκτινοβολίας εἰς μονάδας:

$$I_{\text{κλ.}} = I_o \frac{e^4 (1 + \text{συν}^2\vartheta)}{2\, m^2 c^4 r^2} \qquad (2)$$

ἔνθα:

I_o = ἔντασις τῆς προσπιπτούσης ἀκτινοβολίας

e = φορτίον τοῦ ἠλεκτρονίου

m = μᾶζα τοῦ ἠλεκτρονίου

c = 3.10^{10} cm/sec

r = ἀπόστασις σκεδάζοντος ἠλεκτρονίου ἀπὸ σημείου μετρήσεως

Ἡ μονὰς αὕτη ἐξελέγη κατὰ τρόπον ὥστε συμφώνως πρὸς τοὺς κλασσικοὺς ἠλεκτροδυναμικοὺς ὑπολογισμοὺς τοῦ Thomson[1] ἡ κατ' εὐθεῖαν διεύθυνσιν ($\vartheta = 0$) ὑφ' ἑνὸς ἠλεκτρονίου σκεδαζομένη σύμφωνος ἀκτινοβολία νὰ εἶναι ἴση πρὸς τὴν μονάδα.

Λόγῳ τῆς πλήρους ἐλευθερίας τῶν ἠλεκτρονίων ἀγωγιμότητος ἡ ἔντασις τῆς συμφώνου ἀκτινοβολίας εἶναι ἴση πρὸς μηδέν.

Δέσμια ἠλεκτρόνια. — Ἐπειδὴ διὰ τὰ δέσμια ἠλεκτρόνια θὰ ἀνεμένετο ἐκ πρώ-

[1] P. DEBYE, *Phys. Zs.*, **38**, 161, 1937.

της ὄψεως μόνον σύμφωνος σκεδασμός, ἐν τούτοις λόγῳ τῆς μὴ ἀπολύτου δεσμεύσεως τῶν δεσμίων ἠλεκτρονίων μέγα ποσοστὸν τῆς σκεδαζομένης ἀκτινοβολίας ἔχει μῆκος κύματος διάφορον τῆς προσπιπτούσης.

Ἡ ἔντασις τῆς συμφώνου ἀκτινοβολίας ὡς ὑπελογίσθη αὕτη ὑπὸ τοῦ Thomson[1] δὲν ἰσχύει ἐν προκειμένῳ λόγῳ τοῦ πεπερασμένου μεγέθους τοῦ ἀτόμου. Αἱ διαστάσεις τοῦ ἠλεκτρονικοῦ νέφους, αἵτινες εἶναι τῆς αὐτῆς τάξεως μεγέθους ὡς τὸ μῆκος κύματος ἀκτινοβολίας, προκαλοῦσι συμβολὴν τῶν εἰς τὰ διάφορα σημεῖα τοῦ νέφους σκεδαζομένων ἀκτίνων, ἐλαττουμένης οὕτω τῆς ἐντάσεως τῆς συμφώνου ἀκτινοβολίας.

Ἡ ἐπίδρασις τῶν διαστάσεων καὶ τῆς κατανομῆς τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ἐν τῷ νέφει ἐπὶ τῆς ἐλαττώσεως τῆς συμφώνου ἀκτινοβολίας διατυποῦται διὰ τοῦ παράγοντος ἀτομικῆς μορφῆς (Atomformfaktor), ὅστις ὁρίζεται ἐκ τῆς ἐξισώσεως

$$F^2 = \frac{I\ \text{σύμφ.}}{I\ \text{κλ.}} \tag{3}$$

Ἡ σχέσις του πρὸς τὴν κατανομὴν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ ὑπολογίζεται ἐκ τοῦ

$$F = \int 4\pi r^2 \cdot |\Psi|^2 \cdot \frac{\eta\mu\, x}{x}\, dr \tag{4}$$

ἔνθα:

r = ἀπόστασις ἐκ τοῦ κέντρου τοῦ ἀτόμου

$|\Psi|^2$ = πυκνότης τοῦ ἠλεκτρισμοῦ

$$x = 4\pi r \frac{\eta\mu \frac{\vartheta}{2}}{\lambda}$$

Διὰ τὸ ἄτομον τοῦ ὑδρογόνου ἀπεδείχθη ὑπὸ τοῦ Wentzel[2], ὅτι ἡ ὁλικὴ σκεδαζομένη ἀκτινοβολία $I_{\text{ὁλ.}}$ (δηλ. $I_{\text{σύμφ.}} + I_{\text{ἀσύμφ.}}$) ἰσοῦται πρὸς τὴν ὑπὸ τοῦ Thomson ἐπὶ τῇ βάσει τῆς κλασσικῆς ἠλεκτροδυναμικῆς ὑπολογισθεῖσαν τιμὴν $I_{\text{ὁλ.}} = I_{\text{κλ.}}$, ὁπότε τὰ δύο τμήματα τῆς ὁλικῆς ἐντάσεως ὑπολογίζονται ὡς $I_{\text{σύμφ.}} = I_{\text{κλ.}} f^2$ καὶ $I_{\text{ἀσύμφ.}} = I_{\text{κλ.}} (1 - f^2)$.

Ἡ ἐπέκτασις τῶν ὑπολογισμῶν[3] εἰς τὴν περίπτωσιν ἀτόμου ἔχοντος πολλὰ δέσμια ἠλεκτρόνια ἔδειξεν ὅτι κατὰ προσέγγισιν ἡ ἰσότης αὕτη ἐξακολουθεῖ μὲν ἰσχύουσα, ἀλλὰ μόνον κεχωρισμένως δι' ἓν ἕκαστον ἠλεκτρόνιον. Κατὰ τὴν ἄθροισιν ἐπὶ Z ἠλεκτρονίων εἰς μὲν τὴν περίπτωσιν τῆς συμφώνου ἀκτινοβολίας λόγῳ τῆς διατηρήσεως τῶν φάσεων προστίθενται τὰ εὔρη τῆς ἠλεκτρομαγνητικῆς ἀκτινοβολίας, ὥστε ἡ ἔντασις νὰ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ τετράγωνον τοῦ ἀθροίσματος

$$I_{\text{σύμφ.}} = I_{\text{κλ.}} \cdot \left| \sum_{n=1}^{Z} f_n \right|^2 \tag{5α}$$

[1] J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases, σ. 325.

[2] G. Wentzel, *Z. f. Ph.*, 43, 1, 1927. [3] G. Wentzel, *Z. f. Ph.*, 43, 779, 1927.

εἰς δὲ τὴν περίπτωσιν τῆς ἀσυμφώνου γίνεται ἁπλῶς ἄθροισμα τῶν ἐντάσεων.

$$I_{\text{ἀσύμφ.}} = I_{\text{κλ.}} \sum_{n=1}^{Z} (1 - f_n^2) \qquad (5\beta)$$

Ἐνταῦθα τὸ f_n εἶναι ὁ παράγων μορφῆς τοῦ ἠλεκτρονίου n ὑπολογιζόμενος ἐκ τοῦ τύπου (4) ἔνθα δέον νὰ λαμβάνηται ὑπ' ὄψιν μόνον ἡ πυκνότης Ψ_n ἡ ὀφειλομένη εἰς τὸ ἠλεκτρόνιον n.

Τὸ αὐτὸ πρόβλημα ἐν πλήρει ἀκριβείᾳ ὑπολογισθὲν ὑπὸ τῶν Waller καὶ Hartree[1] ἔδειξεν ὅτι, ὅταν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ἡ ἀπαγόρευσις τοῦ Pauli κατὰ τὴν ὁποίαν ἠλεκτρόνιόν τι δὲν δύναται νὰ καταλάβῃ τὴν αὐτὴν κουαντικὴν κατάστασιν, τὴν ὁποίαν κατέχει ἤδη ἕτερον, ἡ ὁλικὴ σκεδαζομένη ἀκτινοβολία παρουσιάζεται μειουμένη κατὰ $W(f_{nm})$, ὁπότε ἡ ἐξίσωσις ἔχει τὴν μορφήν:

$$I_{\text{ὁλ.}} = \underbrace{I_{\text{κλ.}} \cdot (\Sigma f_n)^2}_{\text{σύμφ.}} + \underbrace{I_{\text{κλ.}} \cdot \Sigma (1 - f_n^2)}_{\text{ἀσύμφ.}} \underbrace{W(f_{nm})}_{\text{ἀλληλεπίδρασις}} \qquad (6)$$

ἔνθα:

$$f_{nm} = \int 4\pi r^2 \Psi_n \Psi_m \frac{\eta\mu\, x}{x} \, dr$$

Ἡ ἐξίσωσις (6) ὑπελογίσθη δι' ὡρισμένας περιπτώσεις καὶ εὑρέθη[2] ἐν πλήρει συμφωνίᾳ πρὸς τὸ πείραμα.

Δυστυχῶς διὰ τὸ ἄτομον τοῦ βηρυλλίου, ἡ ἔρευνα τοῦ ὁποίου ἀποτελεῖ τὸ ἀντικείμενον τῆς παρούσης ἐργασίας, καὶ δὴ τὸ παραμορφωμένον ἄτομον λόγῳ τοῦ ὅτι εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ κρυσταλλιαοῦ πλέγματος, δὲν ἔχει γίνει ὁ ἄνω ἀναφερόμενος ὑπολογισμός, ὅστις προϋποθέτει τὴν ὕπαρξιν τῶν τιμῶν τῶν ἰδιοσυναρτήσεων (Eigenfunktionen) ψ, καὶ ὡς ἐκ τούτου ἀναγκαστικῶς θὰ γίνῃ χρῆσις τοῦ παλαιοτέρου τύπου (5) τοῦ Wentzel.

Οἱ κατὰ τὸν τύπον (4) ὑπολογιζόμενοι παράγοντες μορφῆς ἰσχύουσι διὰ τὴν ἐν τῷ χώρῳ κατανομὴν τοῦ ἠλεκτρισμοῦ τὴν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς τὸ ἀπολύτως ἠρεμοῦν ἄτομον. Λόγῳ τῶν θερμικῶν ταλαντώσεων τοῦ ἀτόμου ἐν τῷ κρυσταλλικῷ πλέγματι, τὸ ἠλεκτρονικὸν νέφος κατὰ μέσον ὅρον καταλαμβάνει μεγαλύτερον χῶρον, προκαλοῦν οὕτω μίαν ἐλάττωσιν τῆς τιμῆς τοῦ f καὶ ὡς ἐκ τούτου συμφώνως τῷ τύπῳ (3) καὶ τοῦ $I_{\text{σύμφ.}}$

Διὰ τὴν θερμοκρασίαν T ὑπολογίζεται[3] ὁ συντελεστὴς ἀτομικῆς μορφῆς εἰς

$$f_T = f \cdot e^{-M}$$

---

[1] I. Waller & D. R. Hartree, *Proc. Royal Soc.*, A, **124**, 119, 1929.

[2] G. Herzog, *Z. f. Ph.*, **69**, 211, 1931 καὶ **70**, 583, 1931.

[3] I. Waller, Diss. Upsala, 1925.

ἔνθα:

$$M = \frac{6h^2}{mk\Theta} \cdot \left(\frac{\Phi(X)}{X} + \frac{1}{4} \right) \cdot \left(\frac{\eta\mu \frac{\vartheta}{2}}{\lambda} \right)^2$$

h = κουάντον δράσεως Planck (Wirkungsquantum)

Θ = χαρακτηριστικὴ θερμοκρασία

k = σταθερὰ τοῦ Boltzmann

$$X = \frac{\Theta}{T}$$

$$\Phi(X) = \frac{1}{X} \int_0^X \frac{\xi \, d\xi}{e^{\xi} - 1}$$

Ἡ ἐπὶ ἔλαττον διαφορὰ εἰς τὴν ἔντασιν τῆς συμφώνου ἀκτινοβολίας ἡ προερχομένη ἐκ τῆς διαφορᾶς μεταξὺ f_T καὶ f σκεδάζεται ὡς ἀσύμφωνος ἀκτινοβολία. Ἡ ἔντασις τῆς ἀκτινοβολίας ταύτης ὑπολογίζεται εὐκόλως εἰς

$$I^{\theta\varepsilon\rho\mu.}_{\dot{\alpha}\sigma\acute{\upsilon}\mu\varphi.} = I_{\varkappa\lambda.} (f^2 - f_T^2) = I_{\varkappa\lambda.} f^2 (1 - e^{-2M}) \qquad (7)$$

§ 3. *Ἐφαρμογὴ τῆς θεωρίας ἐπὶ τοῦ βηρυλλίου.*

Συμφώνως πρὸς τὰ ἐν τῇ προηγουμένῃ παραγράφῳ ἐκτεθέντα ἡ ὁλικὴ σκεδαζομένη ἀκτινοβολία ἀποτελεῖται ἐκ τῶν ἑξῆς τμημάτων:

$$I_{\acute{o}\lambda.} = \underbrace{I^{\dot{\varepsilon}\lambda\varepsilon\upsilon\theta.\ \dot{\eta}\lambda\varepsilon\varkappa\tau\rho.}_{\dot{\alpha}\sigma\acute{\upsilon}\mu\varphi.}}_{\tau\acute{\upsilon}\pi o\varsigma\ (1)} + \underbrace{I^{\delta\acute{\varepsilon}\sigma\mu\iota\alpha\ \dot{\eta}\lambda\varepsilon\varkappa\tau\rho.}_{\dot{\alpha}\sigma\acute{\upsilon}\mu\varphi.}}_{\tau\acute{\upsilon}\pi o\varsigma\ (5\alpha)} + \underbrace{I^{\delta\acute{\varepsilon}\sigma\mu\iota\alpha\ \dot{\eta}\lambda\varepsilon\varkappa\tau\rho.}_{\sigma\acute{\upsilon}\mu\varphi.}}_{\tau\acute{\upsilon}\pi o\varsigma\ (5\beta)} + \underbrace{I^{\theta\varepsilon\rho\mu\iota\varkappa\dot{\eta}\ \varkappa\acute{\iota}\nu\eta\sigma\iota\varsigma}_{\dot{\alpha}\sigma\acute{\upsilon}\mu\varphi.}}_{\tau\acute{\upsilon}\pi o\varsigma\ (7)}$$

Οἱ πρῶτος, δεύτερος καὶ τέταρτος προσθετέοι εἶναι συνεχεῖς ἐξαρτήσεις τῆς γωνίας σκεδασμοῦ, προκαλοῦντες μίαν συνεχῶς πρὸς ἁπάσας τὰς διευθύνσεις σκεδαζομένην ἀκτινοβολίαν (συνεχὲς ὑπόστρωμα, kontinuierlicher Untergrund) ἐνῷ ὁ τρίτος προσθετέος ἔχει ἔντασιν πεπερασμένην μόνον εἰς ὡρισμένας γωνίας, ὡς αὗται ὑπολογίζονται διὰ τοῦ τύπου τοῦ Bragg, κατὰ τρόπον ὥστε ἐπὶ τοῦ ὑποστρώματος εἰς ὡρισμένας διευθύνσεις ἡ ἔντασις εἶναι ἰδιαιτέρως μεγάλη (δακτύλιος Debye-Scherrer).

Συνεπῶς διὰ τῆς μελέτης τοῦ συνεχοῦς ὑποστρώματος εἶναι δυνατὸν νὰ εὑρεθῇ ἡ εἰς διαφόρους διευθύνσεις ἔντασις τοῦ ἀθροίσματος τῶν τριῶν προσθετέων τῆς ἀσυμφώνου ἀκτινοβολίας.

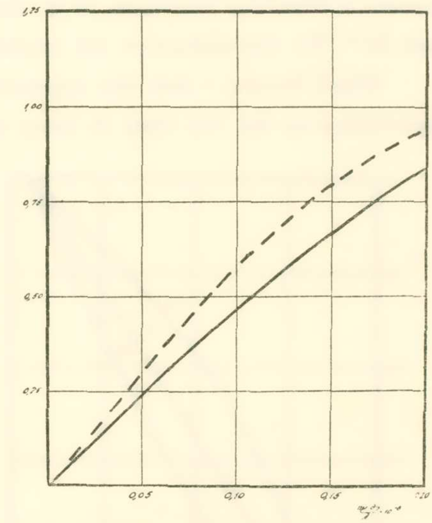
Κατωτέρω θὰ ὑπολογισθῇ συγκεκριμένως διὰ τὸ βηρύλλιον εἷς ἕκαστος τῶν προσθετέων ἐν συναρτήσει πρὸς τὸ $\frac{\eta\mu \frac{\vartheta}{2}}{\lambda}$ καὶ δὴ διὰ τὰς ἀκολούθους τρεῖς περιπτώσεις:

α'. Εἰς ἕκαστον ἄτομον ἀντιστοιχοῦσι 2 ἠλεκτρόνια ἀγωγιμότητος

β'. » » » ἀντιστοιχεῖ 1 ἠλεκτρόνιον »

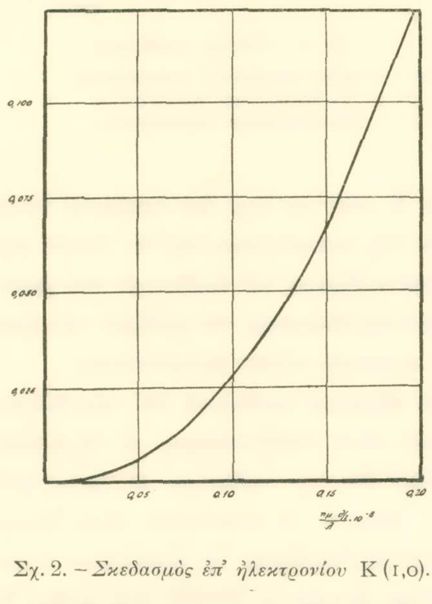
γ'. Δὲν ὑπάρχουσιν ἠλεκτρόνια ἀγωγιμότητος.

Προσθετέος $I^{\dot{\varepsilon}\lambda\varepsilon\upsilon\theta.\ \dot{\eta}\lambda\varepsilon\varkappa\tau\rho.}_{\dot{\alpha}\sigma\acute{\upsilon}\mu\varphi.}$ Εἰς τὴν περίπτωσιν δύο ἠλεκτρονίων ἀγωγιμότητος κατ᾽ ἄτομον, τὸ α ἔχει τὴν τιμὴν $3{,}28.10^{-8}$, ἐνῷ δι᾽ ἓν ἠλεκτρόνιον ἀγωγιμότητος ἡ ἀντίστοιχος τιμὴ εἶναι $4{,}06.10^{-8}$. Αἱ ἐκ τοῦ τύπου (1) διὰ τὰς δύο περιπτώσεις ὑπολογισθεῖσαι τιμαὶ τοῦ $I_{\text{ἀσύμφ.}}$ φαίνονται ἐπὶ τοῦ σχ. 1.

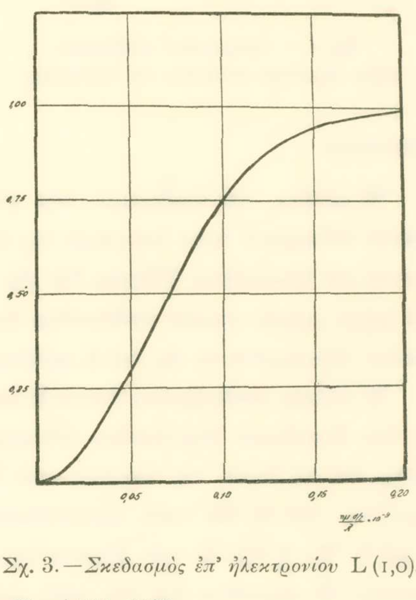


Σχ. 1.—*Σκεδασμὸς ἐπ᾽ ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων.*
- - - - - Ἓν κατ᾽ ἄτομον
——— Δύο κατ᾽ ἄτομον

Προσθετέος $I_{\text{ἀσύμφ.}}^{\text{δέσμια ἠλεκτρ.}}$ Εἰς τὴν περίπτωσιν τῶν δύο ἠλεκτρονίων ἀγωγιμότητος, δεδομένου ὅτι ὁ ὁλικὸς ἀριθμὸς ἠλεκτρονίων κατ᾽ ἄτομον εἶναι τέσσερα, ὑπολείπονται ὡς δέσμια τὰ δύο ἐσωτερικὰ ἠλεκτρόνια K, ἐνῷ εἰς τὸν περίπτωσιν ἑνὸς ἢ οὐδενὸς ἠλεκτρονίου ἀγωγιμότητος ἔχομεν προσέτι ἓν ἢ δύο ἠλεκτρόνια L. Αἱ τιμαὶ τοῦ $1-f^2$ δι᾽ ἓν ἕκαστον ἠλεκτρόνιον κεχωρισμένως ὑπελογίσθησαν ἐν συναρτήσει πρὸς τὸ $\frac{\text{ημ}\frac{\vartheta}{2}}{\lambda}$ ἐκ παρεμβολῆς ἐκ τῶν πινάκων τῶν συνταχθέντων παρὰ τῶν James καὶ Brindley[1] ἐπὶ τῇ βάσει τῆς θεωρίας τοῦ αὐτοδιατηρήτου πεδίου (self-consistent field) τοῦ Hartree[2] (σχ. 2 καὶ 3).



Σχ. 2. – *Σκεδασμὸς ἐπ᾽ ἠλεκτρονίου* K (1,0).



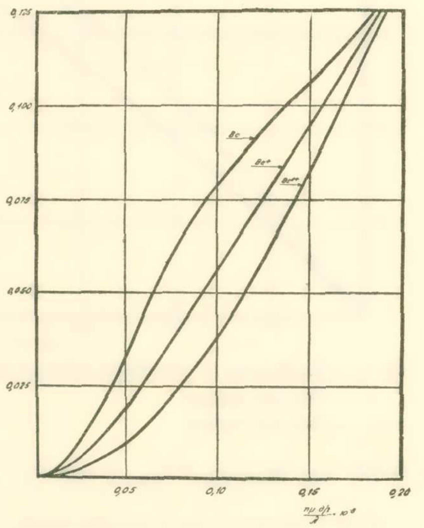
Σχ. 3. — *Σκεδασμὸς ἐπ᾽ ἠλεκτρονίου* L (1,0).

[2] D. R. HARTREE, *Camb. Phil. Soc. Proc.*, **24**, 89 καὶ 111, 1928.

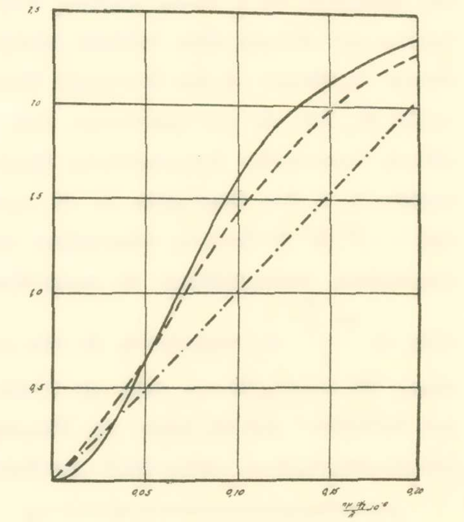
[1] R. W. JAMES & G. W. BRINDLEY, *Phil. Mag.*, **12**, 8, 1931.

Προσθετέος $I^{\text{θερμ.}}_{\text{ἀσύμφ.}}$ Τὸ θερμικῶς δονούμενον ἄτομον εἶναι ἀναλόγως τῶν περιπτώσεων τὸ οὐδέτερον Be ἢ τὸ Be^{+} ἢ τὸ Be^{++}. Διὰ τὴν πρώτην καὶ τρίτην περίπτωσιν ὁ Brindley ὑπελόγισε τὸ F. Διὰ παρεμβολῆς λαμβάνεται εὐκόλως ἡ καμπύλη τοῦ Be^{+}. Τὰ ἀποτελέσματα τοῦ ὑπολογισμοῦ δεικνύονται εἰς τὸ σχ. 4.

Ὁλικὴ ἔντασις.— Διὰ τῶν καμπυλῶν τοῦ σχ. 5 ἀποδίδεται ἡ ὁλικὴ ἔντασις τοῦ ὑποστρώματος διὰ τὰς τρεῖς ἐν λόγῳ περιπτώσεις.



Σχ. 4. – *Ἀσύμφωνος σκεδασμὸς λόγῳ θερμικῆς κινήσεως τοῦ πλέγματος.*



Σχ. 5. – *Ὁλικὸς σκεδασμός.*
——— Οὐδὲν ἠλεκτρόνιον ἀγωγιμότητος
— — — Ἓν ἠλεκτρόνιον ἀγωγιμότητος
—.—.—. Δύο ἠλεκτρόνια ἀγωγιμότητος

ΠΕΡΙΛΗΨΙΣ

Ἡ μελέτη τοῦ σκεδασμοῦ τῶν ἀκτίνων X ὑπὸ τῆς ὕλης διὰ διαφόρους γωνίας δεικνύει ἐνδιαφέρον διότι ἐπιτρέπει τὴν ἔρευναν τῆς καταστάσεως εἰς τὴν ὁποίαν εὑρίσκονται τὰ ἠλεκτρόνια. Εἰδικῶς διὰ τῆς παρακολουθήσεως τοῦ σκεδασμοῦ ὑπὸ μετάλλων μέχρι μικρῶν γωνιῶν καθίσταται δυνατὸς ὁ προσδιορισμὸς τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἠλεκτρονίων ἀγωγιμότητος ὡς καὶ ἡ μελέτη τῆς κινητικῆς αὐτῶν καταστάσεως.

Ἡ ὁλικῶς σκεδαζομένη ἀκτινοβολία εἶναι ἄθροισμα σκεδασμοῦ ὑπὸ τῶν δεσμίων καὶ τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων. Οἱ προσθετέοι οὗτοι ὑπελογίσθησαν ἐν τῇ ἐργασίᾳ ταύτῃ ἐπὶ τῇ βάσει τῆς θεωρίας τοῦ Wentzel διὰ τὸν σκέδασμὸν ἐπὶ μεταλλικοῦ βηρυλλίου καὶ δὴ διὰ τρεῖς προϋποθέσεις: 1. Ἅπαντα τὰ ἠλεκτρόνια εἶναι δέσμια· 2. καὶ 3. Ἓν ἢ δύο ἐκ τῶν ἠλεκτρονίων κινοῦνται ἐλευθέρως ὡς ἠλεκτρόνια ἀγωγιμότητος. Αἱ καμπύλαι διὰ τὰς τρεῖς περιπτώσεις διαφέρουσι μεταξύ των κυρίως διὰ πολὺ μικρὰς γωνίας.

ZUSAMMENFASSUNG

Der kontinuierliche Untergrund der an Beryllium gestreuten Röntgenstrahlung wurde für folgende drei Fälle theoretisch berechnet: 1. Sämtliche Elektronen sind gebunden, 2. und 3. ein oder zwei Elektronen sind frei. Die Intensitätsverteilungen dieser Fälle zeigen nur bei kleinen Winkeln Unterschiede.

ΦΥΣΙΚΗ.— Περὶ τῶν ἠλεκτρονίων ἀγωγιμότητος τοῦ Βηρυλλίου.—*Πειραματικὸν μέρος.* Σκεδασμὸς τῶν ἀκτίνων X ὑπὸ Βηρυλλίου διὰ μικρᾶς γωνίας,* *ὑπὸ* ***Καίσαρος Ἀλεξοπούλου*** *καὶ* ***Σαλτερῆ Περιστεράκη***. Ἀνεκοινώθη ὑπὸ κ. Κωνστ. Ζέγγελη.

§ 1. *Εἰσαγωγή.*

Ἡ θεωρητικῶς ὑπολογιζομένη γωνιακὴ κατανομὴ τῆς ὑπὸ τοῦ βηρυλλίου σκεδαζομένης ἀκτινοβολίας εἶναι διάφορος ἀναλόγως τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἠλεκτρονίων, τὰ ὁποῖα θεωροῦμεν ἐλεύθερα ἐν τῷ κρυσταλλικῷ πλέγματι[1].

Κατὰ τὸ παρελθὸν οἱ Wendler[2] καὶ Scharwächter[3] ἐπεχείρησαν τὸν προσδιορισμὸν τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων διὰ παραβολῆς τῶν πειραματικῶς εὑρισκομένων ἀποτελεσμάτων πρὸς τὰ θεωρητικά. Ἐκ τούτων ὁ πρῶτος ἀπέτυχε λόγῳ τοῦ ὅτι τὰ πλακίδια τοῦ βηρυλλίου ἅτινα μετεχειρίσθη περιεῖχον μικρόν τι ποσοστὸν ξένων οὐσιῶν, τὸ ὁποῖον ὅμως ἦτο ἐπαρκὲς ἵνα προκαλέσῃ μελάνωσιν τῶν φωτογραφικῶν ταινιῶν, μεγαλυτέραν τῆς ὀφειλομένης εἰς τὸν σκεδασμὸν ὑπὸ τοῦ βηρυλλίου. Ὁ Scharwächter ἐπανέλαβε τὰς μετρήσεις ἐπὶ Be μεγίστης καθαριότητος (99.97 %) καὶ δὴ διὰ τιμὰς τοῦ $\frac{\eta\mu\frac{\vartheta}{2}}{\lambda}$ μεταξὺ 0,04 καὶ 0,5. Συγκρίνας τὴν πειραματικῶς εὑρεθεῖσαν καμπύλην πρὸς τὰς θεωρητικάς, δι' οὐδὲν καὶ διὰ δύο ἠλεκτρόνια ἀγωγιμότητος εὗρεν ὅτι συμφωνεῖ καλλίτερον πρὸς τὴν καμπύλην τῶν δύο ἠλεκτρονίων. Ἐν τούτοις ἐπειδὴ ἡ συμφωνία μεταξὺ τῶν δύο καμπυλῶν δὲν ἐπιτυγχάνεται εἰς ἅπασαν τὴν περιοχὴν αὐτῶν, ἐκρίναμεν ἐνδιαφέρουσαν τὴν ἐπέκτασιν τῶν μετρήσεων μέχρις ἔτι μικροτέρων τιμῶν τοῦ $\frac{\eta\mu\frac{\vartheta}{2}}{\lambda}$, διότι ἐκεῖ ἡ θεωρητικὴ καμπύλη δι' οὐδὲν ἠλεκτρόνιον δεικνύει νέαν καμπὴν ἥτις θὰ ἀνευρίσκετο εὐκολώτατα ἐκ τῶν μετρήσεων.

Ἡ ἐπέκτασις αὐτῶν τῶν μετρήσεων ἐνδείκνυται ἐξ ἑνὸς ἔτι λόγου. Οἱ θεωρητι-

* KESSAR ALEXOPOULOS und SALTERIS PERISTERAKIS.— **Über die Leitungselektronen des Berylliums.** *Experimenteller Teil:* Streuung der Röntgenstrahlung an Beryllium unterkleinen Winkeln.

[1] Ἴδε σχ. 5 τῆς ἀμέσως προηγουμένης ἀνακοινώσεως.

[2] F. WENDLER, *Diss.*, Leipzig, 1935.

[3] W. SCHARWÄCHTER, *Phys. Zs.*, **38**, 165, 1937.