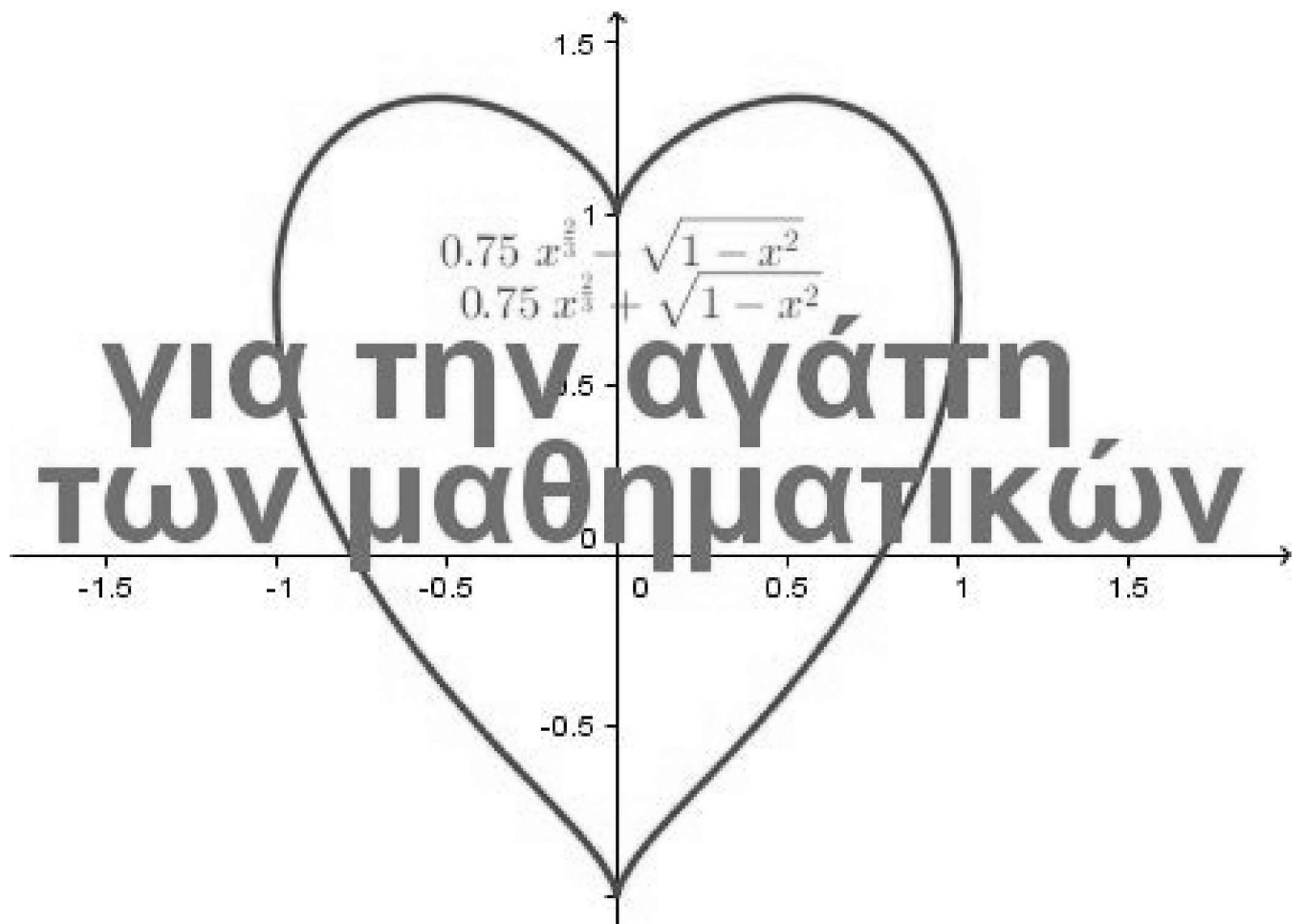




<https://parmenides51.blogspot.com/>

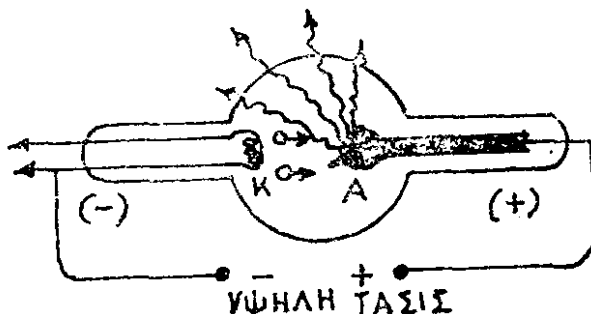
AKTINES RÖNTGEN

§ 104. Ἡ γένεσις καὶ ἡ φύσις τῶν ἀκτίνων **Röntgen**. — α') Ὄταν ἡλεκτρονία προσπέσουν μὲ μεγάλην ταχύτητα ἐπὶ τῆς ὕλης, ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν περισσοτέρων ἐξ αὐτῶν μετατρέπεται ἐξ ὁλοκλήρου εἰς θερμότητα, τῶν ὑπολοίπων ὅμως ἡλεκτρονίων ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ὅλη ἢ μέρος μόνον αὐτῆς μετατρέπεται εἰς μίαν ἀόρατον ἡλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν ἐξαιρετικῶς μικροῦ μήκους κύματος.

Ἡ ἀκτινοβολία αὕτη εἶναι τῆς αὐτῆς φύσεως μὲ τὴν φωτεινὴν ἀκτινοβολίαν, ἔχει ὅμως πολὺ ὑψηλοτέραν συχνότητα (δηλαδή τὰ «φωτόνια»* τῆς εἶναι πολὺ μεγαλυτέρας ἐνεργείας $h\nu$) καὶ καλεῖται ἀκτινοβολία Röntgen ἢ ἀκτίνες X. Ἐπομένως:

Καλοῦμεν ἀκτίνες Röntgen ἡλεκτρομαγνητικὴν ἀκτινοβολίαν ὑψηλῆς συχνότητος ἐκπεμπομένην κατὰ τὴν πρόσπρωσιν ἡλεκτρονίων μεγάλης ταχύτητος ἐπὶ τῆς ὕλης καὶ παραγομένην δαπάναις τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν ἡλεκτρονίων.

β') **Παραγωγή τῶν ἀκτίνων Röntgen**. Διὰ τὴν παραγωγὴν ἀκτίνων Röntgen σήμερον χρησιμοποιοῦνται ἀερόκενοι «σωλῆνες ἀκτίνων Röntgen» (ἢ σωλῆνες Coolidge), αἱ ὁποῖαι οὐσιαστικῶς εἶναι δίοδοι λυχνία (βλ. σχ. 157) εἰδικῆς ὁμως κατασκευῆς μὲ ἄνοδον ἐκ δυστήκτου μετάλλου διὰ νὰ ἀντέχη εἰς τὸν δεινὸν βομβαρδισμόν ὑπὸ τῶν ἡλεκτρονίων τὰ ὁποῖα ἐκπεμπόμενα



Σχ. 157

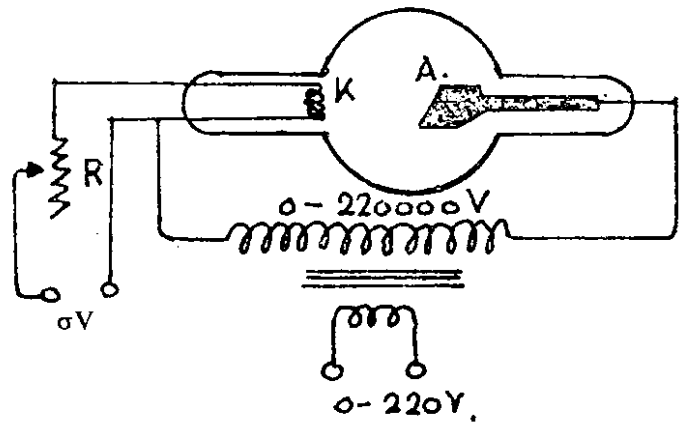
Σωλῆν Coolidge

ἐκ τοῦ θερμαινομένου νήματος τῆς καθόδου K ἐπιταχύνονται λόγω τοῦ πολὺ ὑψηλοῦ θετικοῦ δυναμικοῦ τῆς ἀνόδου A. Ἡ ἄνοδος A ἢ ὁποῖα πολλάκις ψύχεται διὰ κυκλοφορίας ἐντὸς αὐτῆς ὑγροῦ, καλεῖται συνήθως «ἀντικαθόδος». Κατὰ τὴν βιαίαν πρόσκρουσιν τῶν ἡλεκτρονίων ἐπὶ τοῦ ὕλικου τῆς ἀντικαθόδου A παράγεται ὡς εἶδομεν ἐκτὸς τῆς θερμότητος καὶ ἀκτινοβολία Röntgen.**

* Περὶ «φωτονίων» βλέπε τὰ περὶ θεωρίας τοῦ Planck εἰς τὴν «Ὀπτικήν».

** Παλαιότερον ἐχρησιμοποιοῦντο οἱ καλούμενοι «λιντικοὶ σωλῆνες». Οἱ σωλῆνες οὗτοι εἶναι ὅμοιοι μὲ τοὺς ἀνωτέρω ἀλλὰ δὲν ἔχουν θερμαινομένην τὴν κάθodon καὶ περιέχουν ἀέριον ὑπὸ χαμηλοτάτην πίεσιν ($\sim 10^{-3}$ Torr.). Διὰ τῆς ὑψηλῆς τάσεως τῆς ἀνόδου δημιουργεῖται αὐτοτελής ἐκκένωσις αἱ δὲ καθοδικαὶ ἀκτίνες παίζουν τὸν ρόλον τῶν θερμικῶν ἡλεκτρονίων προσπίπτουσαι ἐπὶ τῆς ἀνόδου.

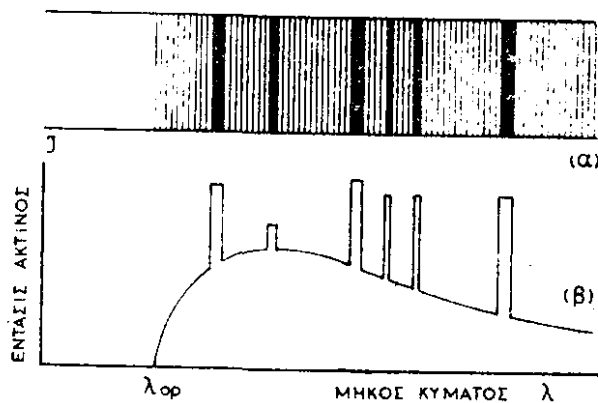
Εἰς τὸ σχ. 158 φαίνεται μία πλήρης συνδεσμολογία ἑνὸς τοιούτου σωλήνος ἀκτίνων Röntgen. Ἡ τάσις σV προορίζεται διὰ τὴν θέρμανσιν τοῦ νήματος. Τῇ βοήθειᾳ τῆς μεταβλητῆς ἀντιστάσεως R , ρυθμίζεται τὸ ρεῦμα θερμάνσεως ἄρα καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ νήματος· δηλαδή ρυθμίζεται, τὸ πλῆθος τῶν ἐκπεμπομένων ὑπὸ τῆς καθόδου ἠλεκτρονίων. Ἐξ ἄλλου ὁ μετασχηματιστὴς ἐπιτυγχάνει τὴν δημιουργίαν τῆς λίαν ὑψηλῆς τάσεως ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ἐπιτάχυνσιν τῶν ἠλεκτρονίων. Ἐπειδὴ ὅμως ἡ τάσις αὕτη εἶναι ἐναλλασσόμενη εἶναι προφανές ὅτι ἀκτίνες Röntgen θὰ παράγονται κατὰ τὴν μίαν μόνον ἡμιπερίοδον καθ' ἣν ἡ ἄνοδος εἶναι θετικὴ ὡς πρὸς τὴν κάθodon. Τέλος ἂν δὲν διαθέτομεν πηγὴν ἐναλλασσομένης ἀλλὰ συνεχοῦς τάσεως χαμηλῆς τιμῆς δυνάμεθα ἀντὶ τοῦ μετασχηματιστοῦ νὰ χρησιμοποιήσωμεν ἓν πηνίον Ruhmkorff.



Σχ. 158

Συνδεσμολογία διὰ τὴν παραγωγὴν ἀκτίνων Röntgen.

γ') **Τὸ φάσμα τῶν ἀκτίνων Röntgen - Μαλακαὶ καὶ σκληραὶ ἀκτίνες.** Ἡ κατὰ τοὺς διαφόρους τρόπους παραγομένη ἀκτινοβολία Röntgen δὲν περιέχει μίαν μόνον συχνότητα δηλ. δὲν εἶναι «μονοχρωματικὴ» ἀλλὰ σύνθετος. Ἡ σύστασίς της περιγράφεται πλήρως διὰ τοῦ «φάσματός» της (σχ. 159α) ὡς καὶ διὰ τοῦ διαγράμματος (σχ. 159β) τὸ ὁποῖον δίδει τὴν ἔντασιν τῆς ἀκτινοβολίας δι' ἕκαστον ἐκ τῶν περιεχομένων εἰς τὸ φάσμα μακρῶν κύματος.



Σχ. 159

Τὸ φάσμα τῶν ἀκτίνων Röntgen (α), καὶ (β) ἡ καμπύλη ἢ περιγράφουσα τὴν ἔντασιν ἀκτινοβολίας Röntgen συναρτήσκει τοῦ μήκους κύματος.

Ἀμέσως φαίνεται ὅτι τὸ φάσμα τῆς ἀκτινοβολίας ἀποτελεῖται : 1ον) ἀπὸ μίαν συνεχῆ ζώνην (συνεχὲς φάσμα) καὶ 2ον) μερικὰς ἐντόνους γραμμὰς (γραμμικὸν φάσμα).

Καὶ τὸ μὲν συνεχὲς φάσμα προέρχεται ἀπὸ τὴν ἐπιβράδυνσιν τῶν ἠλεκτρονίων κατὰ τὴν πρόσκρουσίν των καὶ ἔχει ἓνα ἀνώτατον ὅριον ἐνεργείας τῶν φωτονίων τοῦ ἀντιστοιχοῦν εἰς τὸ λ_{op} . *

Τοῦτο διότι ἕκαστον ἠλεκτρόνιον δύναται νὰ δώσῃ τὸ πολὺ ὅλην τοῦ τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν $\frac{1}{2}mv^2 = eU_a$ διὰ τὴν παραγωγὴν ἑνὸς φωτονίου μεγίστης ἐνεργείας $E_{max} = h\nu_{op}$.

$$(1) \quad \text{Δηλαδή} \quad \boxed{h\nu_{op} = eU_a}.$$

Ἐκ τῆς σχέσεως αὐτῆς φαίνεται ὅτι τὸ συνεχὲς φάσμα δύναται νὰ ἀλλάξῃ μετατοπιζομένου τοῦ λ_{op} ὅταν μεταβληθῇ ἡ ἀνοδικὴ τάσις U_a .

Τὸ γραμμικὸν ὅμως φάσμα ὀφείλεται εἰς τὴν «διέγερσιν» (βλ. Ἀτομικὴ Φυσικὴ, § 111) τῶν ἀτόμων τοῦ ὕλικου τῆς ἀνόδου A , αἱ δὲ γραμμαὶ αὗται εἶναι χαρακτηριστικαὶ τοῦ ὕλικου καὶ μόνον, καὶ δὲν δύνανται νὰ ἀλλάξουν παρὰ μόνον δι' ἀλλαγῆς τοῦ ὕλικου A .

Τέλος ἡ φωτεινότης τοῦ ὅλου φάσματος δύναται ν' αὐξηθῇ μόνον διὰ τῆς αὐξήσεως τοῦ πλήθους τῶν ἠλεκτρονίων ποὺ προσπίπτουν ἐπὶ τῆς A , δηλαδή τῆς αὐξήσεως τῆς θερμοκρασίας τῆς καθόδου. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται δι' αὐξήσεως τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος θερμάνσεως τῆς καθόδου.

Κατὰ ταῦτα ὅταν ἡ ἀνοδικὴ τάσις αὐξάνει ἡ συχνότης τῶν παραγομένων ἀκτίνων αὐξάνει καὶ λέγομεν ὅτι αἱ ἀκτίνες καθίστανται σκληρότεραι. Ἀντιθέτως, ἐὰν ἡ ἀνοδικὴ τάσις U_a εἶναι μικρὰ ἢ συχνότης τῶν ἀκτίνων εἶναι μικρὰ καὶ ὁμιλοῦμεν περὶ μαλακῶν ἀκτίνων.

§ 105. Ἰδιότητες καὶ ἐφαρμογαὶ τῶν ἀκτίνων Röntgen.—α') Ἰδιότητες : Ἐφ' ὅσον αἱ ἀκτίνες Röntgen εἶναι ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα (ὅπως τὸ φῶς). i) Θὰ κινοῦνται εὐθυγράμμως, καὶ ii) δὲν θὰ ἐκτρέπωνται ὑπὸ τοῦ ἠλεκτρικοῦ ἢ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου.

* Ὑπενθυμίζομεν ὅτι ἐκ τῶν σχέσεων $\lambda \cdot \nu = c$ καὶ $E = h\nu$ προκύπτει ὅτι $E = \frac{hc}{\lambda}$ ἄρα διὰ ἐλάχιστον $\lambda = \lambda_{op}$ ἔχομεν μεγίστην ἐνέργειαν τοῦ ἀντιστοίχου φωτονίου.

Ἐφ' ὅσον ὅμως ἡ συχνότης των εἶναι πολὺ ὑψηλοτέρα τοῦ ὁρατοῦ φωτὸς δὲν θὰ εἶναι ὁραταὶ διὰ γυμνοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ μόνον ἐμμέσως θὰ δύνανται νὰ παρατηρηθοῦν. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται, διότι ἔχουν τὴν ιδιότητα νά, iii) προκαλοῦν φθορισμὸν ὠρισμένων ὑλικῶν (λ.χ. βολφραμικοῦ ἄσβεστιοῦ, κυανιοῦχου βαριολευκοχρύσου κ.ἄ.). iv) Προκαλοῦν χημικὰ φαινόμενα καὶ προσβάλλουν τὰς φωτογραφικὰς πλάκας (ἀκριβῶς ὅπως καὶ αἱ ὑπεριώδεις ἀκτῖνες). v) Προκαλοῦν τὸν ἰονισμὸν τῶν αερίων (βλ. § 111 περὶ ἰονισμοῦ δι' ἀπορροφίσεως ἀκτινοβολίας) καὶ δύνανται ν' ἀνιχνευθοῦν διὰ «θαλάμου ἰονισμοῦ» (βλ. Πυρηνικὴ Φυσικὴ, § 115).

Ἐπίσης λόγῳ τῆς ἐξαιρετικῶς ὑψηλῆς των συχνότητος καὶ τῆς μεγάλης ἐνεργείας τῶν φωτονίων των, αἱ ἀκτῖνες Röntgen: vi) ἔχουν μεγάλην διεισδυτικὴν ἱκανότητα (ιδίᾳ αἱ σκληραὶ ἀκτῖνες).

Οὕτω λ.χ. διέρχονται διὰ μέσου ξυλίνων ἢ χαρτίνων μαζῶν καὶ διὰ πολλῶν ὑλῶν, ἀκόμα καὶ διὰ λεπτῶν μεταλλικῶν φύλλων. Διὰ παχύτερα μεταλλικὰ τμήματα ὑφίστανται ἰσχυρὰν ἐξασθένησιν. Γενικῶς ἡ ἐξασθένησις εἶναι τόσον μεγαλῦτέρα ὅσον μεγαλύτερον εἶναι τὸ ἀτομικὸν βάρος τοῦ στοιχείου καὶ ὅσον αἱ ἀκτῖνες εἶναι μαλακότερα. Λ.χ. λεπτότατον φύλλον μολύβδου ἀρκεῖ διὰ νὰ ἀπορροφήσῃ πλήρως τὰς συνήθεις ἀκτῖνας Röntgen.

Τέλος λόγῳ τῆς μεγάλης των ἐνεργείας αἱ ἀκτῖνες Röntgen ἔχουν vii) ἔντονα βιολογικὰ ἀποτελέσματα· λ.χ. προσβάλλουν ἢ καταστρέφουν ἐντελῶς τὰ κύτταρα, προκαλοῦν δυσίατα ἐγκαύματα καὶ διαφόρους ἄλλας σοβαρὰς βλάβας τοῦ ὁργανισμοῦ. Ἐπίσης φονεύουν τοὺς μικροοργανισμούς.

Ἐφαρμογαί: i) **Ἀκτινοδιαγνωστικὴ.** Ἐκμεταλλεύεται τὴν διεισδυτικὴν ἱκανότητα τῶν ἀκτίνων ὥς καὶ τὴν ιδιότητα νὰ ἀπορροφῶνται διαφορετικῶς ἀπὸ τὰ διάφορα σώματα καὶ ἐπιτρέπει τὴν γνωστὴν ἀκτινοσκόπησιν τῇ βοηθείᾳ ἐνδὸς φθορίζοντος διαφράγματος ἢ τὴν ἀκτινογράφησιν τῇ βοηθείᾳ μιᾶς φωτογραφικῆς πλάκας. Οὕτω τὰ ὀστέα καὶ τὰ ἄσβεστώματα τοῦ ἀνθρώπινου σώματος ἀπορροφοῦν ἰσχυρῶς καὶ εἰς τὴν λαμβανομένην εἰκόνα διακρίνεται εὐκρινέστατα ὁ ἀνθρώπινος σκελετὸς καὶ πλεῖσται ἄλλαι ἀνατομικαὶ λεπτομέρειαι ἢ ἀνωμαλίας.

ii) **Ἀκτινοβολήσεις - Ἀκτινοθεραπεία - Ἀποστείρωσις.** Λόγῳ τῆς ἐντόνου βιολογικῆς των δράσεως καὶ τῆς προτιμήσεώς των νὰ καταστρέφουν ταχύτερον τὰ ἀνώμαλα κύτταρα ἀπὸ ὅτι τὰ ὁμαλὰ, αἱ

σκληραὶ ἀκτῖνες Röntgen χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν καταπολέμησιν διαφόρων μορφῶν ὄγκων (καρκινωμάτων) ὡς καὶ τὴν ἀποστείρωσιν τροφίμων καὶ τὴν καταπολέμησιν δερματικῶν παθήσεων.

ΑΣΚΗΣΕΙΣ

171. Ἡ κάθοδος ἑνὸς σωλῆνος Coolidge ἐκπέμπει ἠλεκτρόνια τὰ ὁποῖα ἐξέρχονται χωρὶς ἀρχικὴν ταχύτητα καὶ ἐπιταχύνονται ὑπὸ τάσιν U . Κτυποῦν τὴν ἀντικαθόδον καὶ αἱ ἐνέργειαι μερικῶν ἐξ αὐτῶν μετατρέπονται εἰς φωτόνια ἀκτινοβολίας X . Εὑρετε τὴν μεγίστην δυνατὴν συχνότητα τῶν ἀκτίνων X . Δώσατε τὴν ἔκφρασιν τοῦ μήκους κύματος τοῦ πλέον μικροῦ τὸ ὁποῖον δύναται νὰ δώσῃ ὁ σωλὴν αὐτός.

172. Εἰς σωλῆνα Coolidge τὰ ἠλεκτρόνια ἐπιταχύνονται ὑπὸ τάσιν $U=80$ kV. Εὑρετε τὸ μῆκος κύματος καὶ τὴν συχνότητα τῆς ἀκτινοβολίας X .

$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ MKSA}, \quad c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec}^{-1}, \quad e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Cb.}$$

173. Μία ἀκτινογραφία χρειάζεται ἀκτῖνας X μήκους κύματος $\lambda=0,12 \text{ \AA}$, ἡ δὲ πλάξ προσβάλλεται ἐπὶ $0,15 \text{ sec}$. Τὰ ἠλεκτρόνια ἐντὸς τοῦ σωλῆνος σχηματίζουν δέσμην ἐντάσεως 50 mA . Εὑρετε : α') Τὴν τάσιν τοῦ σωλῆνος, β') Τὴν ἐνέργειαν τὴν μεταφερομένην ὑπὸ τῆς ἠλεκτρονικῆς δέσμης, γ') ἐὰν τὰ $0,003$ τῆς ἐνέργειας αὐτῆς μετατρέπονται εἰς ἀκτῖνας X πόση ἡ ἄνοδος τῆς θερμοκρασίας τῆς ἀντικαθόδου κατὰ τὸν χρόνον τῆς ἀκτινογραφίας ; Δίδεται μάζα ἀντικαθόδου $m = 15 \text{ gr}$. Εἰδικὴ θερμότης $c = 0,08 \text{ calgr}^{-1} \text{ grad}^{-1}$, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec}^{-1}$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$.

174. Ἡλεκτρόνια κινούμενα μὲ ταχύτητα $3 \times 10^7 \text{ m/sec}$ προσπίπτουν ἐπὶ τῆς ἀντικαθόδου σωλῆνος ἀκτίνων X καὶ ἀκτινοβολοῦνται εἰς ἀπόστασιν μιᾶς ἀτομικῆς διαμέτρου ἥτοι περίπου εἰς 10^{-10} m . Νὰ εὑρεθῇ : α') Ὁ χρόνος ἀκτινοποιήσεως t (ἡ κίνησις νὰ θεωρηθῇ ὁμαλῶς ἐπιβραδυνομένη). β') Ἐὰν θεωρήσωμεν τὸ $1/t$ ὅτι ἐκτιμᾷ τὴν συχνότητα τῆς ἀκτινοβολίας ἡ ὁποία προκύπτει ἀπὸ τὴν ἐπιβράδυνσιν, ποίαν συχνότητα θὰ λάβωμεν ; γ') Ποῖον τὸ μῆκος κύματος αὐτῆς τῆς συχνότητος ; ($c=3 \cdot 10^8 \text{ m/sec}$).

ΓΕΝΙΚΑΙ ΑΣΚΗΣΕΙΣ ΕΠΙ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΥ

175. Δύο γραμμαί, μεταφέρουν τὴν αὐτὴν ἰσχὺν εἰς τὴν αὐτὴν ἀπόστασιν. Τὸ ἓν ἐκ τῶν ρευμάτων μεταφέρεται ὑπὸ τάσιν 100 Volts καὶ τὸ ἕτερον ὑπὸ τάσιν 20.000 Volts . Προσδιορίσατε τὸν λόγον τῶν διατομῶν τῶν δύο γραμμῶν, οὕτως ὥστε ἡ θερμικὴ ἀπώλεια νὰ εἶναι ἡ αὐτὴ εἰς ἐκάστην. Ποῖος ἐκ τῶν δύο τρόπων μεταφορᾶς εἶναι ὁ πλέον συμφέρων ;

176. Συστοιχία $6,4 \text{ Volts}$ καὶ ἐσωτερικῆς ἀντιστάσεως $r=0,08 \Omega$ φορτίζεται ὑπὸ ἔντασιν 15 A . Ὑπολογίσατε : α') τὴν ἀπώλειαν ἰσχύος εἰς ἐσωτερικὴν ἀντίστασιν τῆς συστοιχίας καὶ β') τὴν ταχύτητα μὲ τὴν ὁποῖαν ἀποθηκεύεται ἡ ἐνέργεια ἐντὸς τῆς συστοιχίας.

ΜΕΡΟΣ Β'

ΑΤΟΜΙΚΗ & ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ Χ .

Ἀτομικὴ Φυσικὴ

§ 106. Ἡ κβαντικὴ θεωρία περὶ τῆς φύσεως τοῦ φωτός - Φωτόνια. — Παλαιότερον ἐδέχοντο διὰ τὸ φῶς α') τὴν θεωρίαν τοῦ Νεύτωνος (Newton) καθ' ἣν τὸ φῶς συνίσταται ἀπὸ μικρότατα ἐλαστικὰ *σωματίδια* ἐκσφενδονιζόμενα ὑπὸ τῆς φωτεινῆς πηγῆς, μετέπειτα δὲ β') τὴν *θεωρίαν τοῦ Maxwell* καθ' ἣν τὸ φῶς εἶναι *ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα* παραγόμενα ὑπὸ τῆς πηγῆς.

Σήμερον παραδεχόμεθα τὴν *κβαντικὴν θεωρίαν* τοῦ Planck ἢ ἄλλως τὴν θεωρίαν τῶν κβάντα (quanta)*. Συμφώνως πρὸς τὴν θεωρίαν αὐτήν, τὸ φῶς (καθὼς καὶ πᾶσα ἄλλη ἀκτινοβολία) διαδίδεται ὑπὸ μορφὴν ἀδιαιρέτων «δεσμίδων κυμάτων» (πακέτων κυμάτων) τὰ ὅποια κατέχουν ὠρισμένην ἐνέργειαν καὶ ἄρα ὠρισμένην μᾶζαν, κινουῦνται δὲ μὲ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός, καλούμενα *κβάντα φωτός* ἢ *φωτόνια*. (βλέπε καὶ «Ὀπτικὴν» σελ. 172—183).

Ἐπομένως κατὰ τὸν Planck τὸ φῶς συνίσταται ἀπὸ φωτόνια. Ἐκαστον φωτόνιον εἶναι ἓνα στοιχειῶδες τμῆμα ἐνεργείας. Εἶναι συνάμα σωματίον καὶ κῶμα καὶ ἔχει τὰ ἑξῆς χαρακτηριστικά :

1. Ἐνέργειαν :

$E = h\nu$	Ἐνέργεια φωτονίου
------------	----------------------

(1)

ὅπου ν = ἡ συχνότης τοῦ φωτονίου καὶ h = «παγκόσμιος σταθερὰ δράσεως» ἢ «σταθερὰ δράσεως τοῦ Planck» = $6,6 \cdot 10^{-27}$ erg.sec.

2. Ταχύτητα κινήσεως εἰς τὸ κενόν :

$\nu = c = 3 \cdot 10^{10}$ cm.sec ⁻¹
--

(2)

3. Μᾶζαν :

$m = \frac{h\nu}{c^2}$

(3)

* Ἐκ τοῦ λατινικοῦ quantum (ποσότης).

τοῦτο εὐκόλως προκύπτει ἐκ τῆς γνωστῆς σχέσεως ἰσοδυναμίας μεταξὺ μάζης καὶ ἐνεργείας (Einstein):

$$\boxed{E = m \cdot c^2} \quad (4)$$

Πράγματι ἐκ τῶν (1) καὶ (4) προκύπτει ἡ (3).

Πρέπει νὰ τονίσωμεν ὅτι ἡ *μᾶζα ἡρεμίας* m_0 τῶν φωτονίων εἶναι *μηδέν*. Ἀλλωστε τὰ φωτόνια κινουῦνται πάντοτε μὲ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός.

4. Ὅρμήν:

$$\boxed{J = \frac{h\nu}{c}} \quad (5)$$

Πράγματι γνωρίζομεν ὅτι $J = mv$ ἀντικαθιστῶντες δὲ τὰ m καὶ v ἐκ τῶν (3) καὶ (2) λαμβάνομεν τὴν (5).

Συμφώνως πρὸς τὰ ἀνωτέρω, ὑπάρχουν διάφορα φωτόνια ἀναλόγως τῆς συχνότητος.

Ὅστω τὸ ἐλάχιστον τμήμα φωτεινῆς ἐνεργείας κιτρίνου φωτός μήκους κύματος $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ ἢ $5890 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ θὰ εἶναι τὸ φωτόνιον συχνότητος:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{5890 \cdot 10^{-8}} \frac{\text{cm}}{\text{sec} \cdot \text{sec}} = 5,1 \cdot 10^{14} \text{ c/sec} \text{ ἢ } 5,1 \cdot 10^8 \text{ Mc/sec.}$$

Ἡ ἐνέργειά του θὰ εἶναι $E = h\nu = 6,6 \cdot 10^{-27} \cdot 5,1 \cdot 10^{14} \text{ erg} \cdot \text{sec} \cdot \text{sec}^{-1} = 3,36 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$ καὶ ἐπειδὴ 1 ἡλεκτρονικὸν Volt (eV) $= 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$,

$$E = 2,1 \text{ eV.}$$

Εὐκόλως εὐρίσκεται ἡ μᾶζα καὶ ἡ ὁρμή τοῦ ἀνωτέρω φωτονίου κιτρίνου φωτός. Πράγματι:

$$m = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{3,36 \cdot 10^{-12}}{3^2 \cdot 10^{10}} \frac{\text{gr} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-2}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-2}} = 3,75 \cdot 10^{-23} \text{ gr}$$

$$\text{καὶ} \quad J = \frac{h\nu}{c} = \frac{3,36 \cdot 10^{-12}}{3 \cdot 10^{10}} \frac{\text{gr} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sec}^{-2}}{\text{cm} \cdot \text{sec}^{-1}} = 1,12 \cdot 10^{-22} \text{ gr cm/sec.}$$

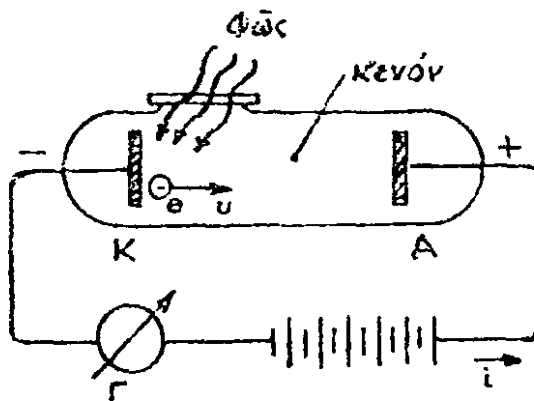
Μὲ τὴν ἐκδοχὴν λοιπὸν τῶν φωτονίων, μία φωτεινὴ δέσμη κιτρίνου φωτός πρέπει νὰ θεωρεῖται ἀποτελουμένη ἀπὸ ἓνα ἀκέραιον ἀριθμὸν φωτονίων ἐνεργείας 2,1 eV κινουμένων μὲ ταχύτητα c . Ἡ φωτεινὴ ροὴ Φ διὰ μέσου μιᾶς ἐπιφανείας, θὰ εἶναι, ἐξ ὁρισμοῦ, ἀνάλογος τοῦ πλήθους N τῶν φωτονίων τὰ ὅποια διέρχονται δι' αὐτῆς εἰς δεδομένον χρόνον t ἥτοι θὰ εἶναι $\Phi = \frac{N \cdot E}{t}$.

Ἀνάλογα ἰσχύουν διὰ πᾶσαν ἄλλην μονοχρωματικὴν ἀκτινοβολίαν. Μία ὁμογενὴς δέσμη λευκοῦ ἢ ἄλλου συνθέτου φωτός θὰ περιέχῃ διάφορα φωτόνια ποικίλων ἐνεργειῶν καὶ μαζῶν, τὰ ὅποια θὰ κινουῦνται μὲ τὴν αὐτὴν ταχύτητα.

Ἡ κβαντικὴ θεωρία ἐκτὸς τῶν συνήθων φαινομένων τὰ ὅποια ἐξηγεῖ, εἶναι ἡ μόνη θεωρία ἡ ὅποια δύναται νὰ ἐξηγήσῃ μίαν κατη-

γορίαν νέων φαινομένων ὡς τὸ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον καὶ τὸ φαινόμενον Compton
(Ἀσκήσεις : 211, 212, 213).

§ 107. Τὸ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον.—“Ὅταν ἡ κάθοδος K τῆς διατάξεως τοῦ σχήματος 160 φωτισθῇ, διαπιστοῦται διέλευσις ἡλεκτρικοῦ ρεύματος μέσω τοῦ ἀεροκένου σωλή-
νος. Τὸ ρεῦμα τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὴν ὑπὸ τοῦ φωτὸς ἀπόσπασιν ἡλεκτρονίων ἐκ τῆς καθόδου καὶ τὴν περαιτέρω κίνησιν αὐτῶν ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἡλεκτρικοῦ πεδίου μεταξὺ K—A. Τὰ ἀποσπώμενα ὑπὸ τοῦ φωτὸς ἡλεκτρόνια καλοῦνται **φωτοηλεκτρόνια**, τὸ δὲ φαινόμενον αὐτὸ τῆς ἐξαγωγῆς ἡλεκτρονίων ἐκ τῶν μετάλλων τῇ ἐπιδράσει φωτὸς καλεῖται **φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον** καὶ ἀκολουθεῖ τοὺς ἑξῆς νόμους :



Σχ. 160.

Τὸ γαλβανόμετρον δεικνύει ρεῦμα μόνον ὅταν φωτίζεται ἡ κάθοδος.

1. Ἡ ἔντασις τοῦ διὰ τοῦ σωλήνος ρεύματος i εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὴν φωτεινὴν ροὴν τῆς φωτιζούσης δέσμης.

2. Τὸ ρεῦμα μηδενίζεται ἐὰν ἡ συχνότης τοῦ φωτὸς τῆς δέσμης γίνῃ μικροτέρα μιᾶς συχνότητος $\nu_{\min}$ (ὁριστὴ συχνότης).

3. Ἡ ταχύτης τῶν ἐξερχομένων ἡλεκτρονίων συναυξάνει μετὰ τῆς συχνότητος.

Ἡ ἐξήγησις τοῦ φωτοηλεκτρικοῦ φαινομένου διὰ τῆς θεωρίας τῶν κβάντα ἔχει ὡς ἑξῆς : Διὰ ν' ἀποσπασθῇ ἐκ τοῦ μετάλλου ἕκαστον ἡλεκτρόνιον χρειάζεται νὰ δαπανηθῇ ὠρισμένη ἐνέργεια (b). Τὴν ἐνέργειαν ἀκριβῶς αὐτὴν προσδίδει εἰς τὸ ἡλεκτρόνιον ἓνα ἐκ τῶν προσπιπόντων φωτονίων ($h\nu$). Ἄν ἡ $h\nu$ πλεονάσῃ τῆς b , ἡ διαφορὰ μετατρέπεται εἰς κινητικὴν ἐνέργειαν τοῦ ἀποσπώμενου ἡλεκτρονίου. Ἦτοι :

(1)

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - b$$

Φωτοηλεκτρικὴ ἐξίσωσις
τοῦ Einstein

ὅπου m = μᾶζα τοῦ ἡλεκτρονίου, v = ταχύτης αὐτοῦ κατὰ τὴν ἀπόσπασιν ἀπὸ τοῦ μετάλλου, h = ἡ σταθερὰ δράσεως τοῦ Planck, ν = ἡ συχνότης τοῦ φωτονίου καὶ b = τὸ καλούμενον «ἔργον ἐξαγωγῆς»

τοῦ ἡλεκτρονίου ἐκ τοῦ μετάλλου (δηλ. τὸ ἔργον ποῦ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ὑπερνίκησιν τῶν δυνάμεων ποῦ συγκρατοῦν τὸ ἡλεκτρόνιον ἐντὸς τοῦ μετάλλου), ἐξαρτωμενον ἐκ τῆς φύσεως τοῦ μετάλλου καὶ τῆς θερμοκρασίας.

Εὐκόλως ἤδη ἐξηγοῦνται οἱ τρεῖς νόμοι τοῦ φωτοηλεκτρικοῦ φαινομένου. Πράγματι :

1. Ὅσον αὐξάνει τὸ πλῆθος τῶν φωτονίων ποῦ προσπίπτουν, θὰ αὐξάνει καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν φωτοηλεκτρονίων καὶ ἄρα ἡ ἔντασις τοῦ ρεύματος i .

2. Κατὰ τὴν φωτοηλεκτρικὴν ἐξίσωσιν (1), διὰ νὰ ἐξέλθῃ ἐν φωτοηλεκτρόνιον θὰ πρέπει $h\nu \geq b$. Ἀρα ἡ ἐλάχιστη δυνατὴ συχνότης διὰ τὴν ἀπόσπασιν φωτοηλεκτρονίων ἀπὸ ἓνα μέταλλον θὰ εἶναι :

$$\boxed{\nu_{\min} = \frac{b}{h}}$$

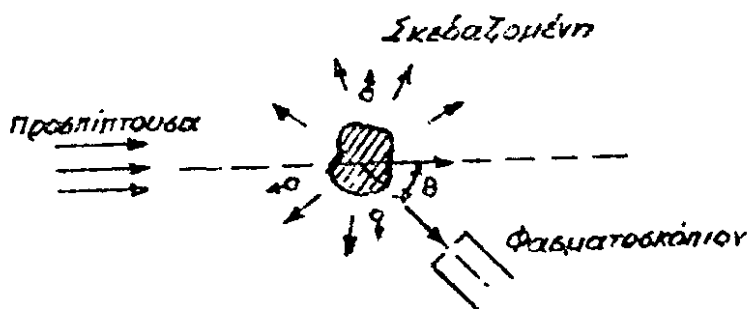
3. Ἐκ τῆς (1) ἐπίσης φαίνεται ὅτι αὐξανόμενου τοῦ ν θὰ αὐξάνῃ καὶ ἡ v .

Τὸ φωτοκύτταρον ἀποτελεῖ ἐφαρμογὴν τοῦ φωτοηλεκτρικοῦ φαινομένου. Ὁμοιάζει πρὸς τὴν διάταξιν τοῦ σχ. 160 καὶ ἐπιτυγχάνει μεταβολὴν τοῦ ρεύματος ἀνάλογον πρὸς τὴν μεταβολὴν τοῦ φωτισμοῦ τὸν ὁποῖον δέχεται. Χρησιμοποιεῖται εὐρύτατα εἰς πλείστας διατάξεις ὅπως λ.χ. εἰς τὸν ὁμιλοῦντα κινηματογράφον διὰ τὴν ἀναπαραγωγὴν τοῦ ἤχου, εἰς τὴν τηλεόρασιν, εἰς τὴν αὐτόματον ρύθμισιν μηχανῶν καὶ τὴν αὐτόματον ἀσφάλειαν τῶν χειριστῶν των κ.λπ.

(Ἀσκήσεις : 214, 215, 216)

§ 108. Τὸ φαινόμενον Compton. Ἐὰν φωτίσωμεν ἓνα σῶμα μὲ μονοχρωματικὴν δέσμην ἀκτίνων Röntgen, παρατηροῦμεν ὅτι τοῦτο καθίσταται πηγὴ δευτερογενοῦς ἀκτινοβολίας ἐκπεμπομένης πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις,

μὲ διαφορετικὴν συχνότητα δι' ἐκάστην διεύθυνσιν, ἐνῶ συνάμα ἀποσπῶνται ἐκ τοῦ ὑλικοῦ ἡλεκτρόνια μὲ διαφόρους ταχύτητας (σχ. 161). Ἡ ἐκ τοῦ σώμα-



Σχ. 161

Φαινόμενον Compton (ἀρχή).

τος ἀκτινοβολία ἔχει συχνότητα μικροτέραν τῆς προσπιπτούσης.

Τὸ ἀνωτέρω φαινόμενον καθ' ὃ ἐὰν ἓνα σῶμα φωτισθῇ καταλ-

λήλως εκπέμπει φωτόνια διαφόρων ενεργειῶν καὶ ἡλεκτρόνια, καλεῖται **φαινόμενον Compton** καὶ ἐξηγεῖται διὰ τῆς κβαντικῆς θεωρίας ὡς ἑξῆς :

Ἐν ἐκ τῶν φωτονίων $h\nu$, **συγκρουόμενον ἐλαστικῶς** μὲ ἓνα ἐλεύθερον ἡλεκτρόνιον

(βλ. σχ. 162), ἐκτρέπεται κατὰ γωνίαν θ ἐνῶ προσδίδει εἰς τὸ ἡλεκτρόνιον μέρος τῆς ἐνεργείας του. Τοιοῦτοτρόπως τὸ ἡλεκτρόνιον ἐκκινεῖ μὲ ταχύτητα u ὑπὸ γωνίαν ϕ ὡς πρὸς τὴν διεύθυνσιν προσπίπτουσιν, τὸ δὲ φωτόνιον μὲ μικροτέραν τώρα ἐνέργειαν ($h\nu' < h\nu$) «σκέδαζεται» κατὰ γωνίαν θ .

Ἐφαρμόζοντες διὰ τὴν ἐλαστικὴν κρούσιν φωτονίου - ἡλεκτρονίου (1ον) τὴν ἀρχὴν διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας, καὶ (2ον) τὸ θεώρημα διατηρήσεως τοῦ διανύσματος τῆς ὁρμῆς, ἔχομεν :

(α) Ἐνέργεια πρὸ = ἐνέργεια μετὰ

$$h\nu + 0 = h\nu' + \frac{1}{2} m u^2$$

(1)

(β) Προβολὴ τοῦ διανύσματος τῆς ὁρμῆς κατὰ τὸν ἄξονα xx' πρὸ τῆς κρούσεως Προβολὴ τοῦ διανύσματος τῆς ὁρμῆς κατὰ τὸν ἄξονα xx' μετὰ τὴν κρούσιν

Πρὸ = μετὰ

$$\frac{h\nu}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c} \cos\theta + m u \cos\phi$$

(2)

(γ) Προβολὴ κατὰ τὸν ἄξονα yy' (πρὸ) Προβολὴ κατὰ τὸν ἄξονα yy' (μετὰ)

Πρὸ = μετὰ

$$0 + 0 = -\frac{h\nu'}{c} \sin\theta + m u \sin\phi$$

(3)

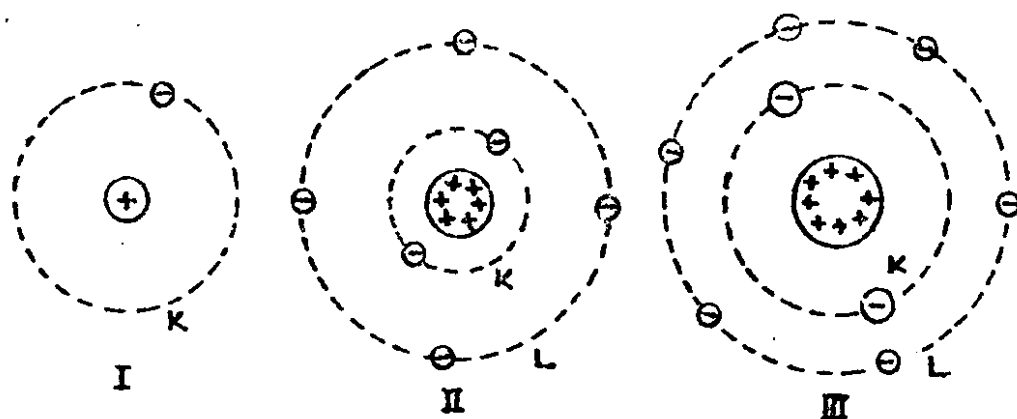
Ἐκ τοῦ συστήματος τῶν τριῶν ἀνωτέρω ἐξισώσεων, εἰς τὰς ὁποίας τὰ μεγέθη h , c , m εἶναι παγκόσμιαι σταθεραί, δυνάμεθα ἐὰν γνωρίζωμεν τὴν συχνότητα ν τῆς προσπιπτούσης δέσμης νὰ προβλέψωμεν τὴν συχνότητα ν' τῆς ἀκτινοβολίας ἣ ὁποία σκεδάζεται κατὰ τινὰ δεδομένην γωνίαν θ , καθὼς ἐπίσης καὶ τὴν διεύθυνσιν φ ὡς καὶ τὴν ταχύτητα ἐκτοξεύσεως u τοῦ ἀντιστοίχου «*ἡλεκτρονίου Compton*».

Πράγματι τὸ πείραμα ἐπιβεβαίωσι τὰς ἀνωτέρω θεωρητικὰς προβλέψεις ἐπαληθευομένης καὶ πάλιν τῆς κβαντικῆς θεωρίας.

(Ἀσκήσεις: 217).

§ 109. Ἀτομικὴ δομὴ τῆς ὕλης. Τὸ ἄτομον κατὰ τὸν Rutherford. Ἀτομικὸς ἀριθμὸς Z ἑνὸς στοιχείου. Τὸ περιοδικὸν σύστημα τῶν στοιχείων.—Ἡ ὕλη ἀποτελεῖται ἀπὸ σμικρότατα τεμαχίδια καλούμενα *ἄτομα*, τὰ ὁποία συνήθως συνενοῦνται μετὰξὺ τῶν σχηματίζοντα *μόρια*. Τὸ ἀπλούστερον ὑπόδειγμα ἑνὸς ἀτόμου εἶναι τὸ προταθὲν ὑπὸ τοῦ Rutherford (Ράδερφορντ). Κατ' αὐτόν, ἕκαστον ἄτομον ἀποτελεῖται ἀπὸ τὸν *πυρῆνα* καὶ τὰ πέριξ αὐτοῦ περιφερόμενα *ἡλεκτρόνια*. Τὰ ἡλεκτρόνια εἶναι σωμάτια φέροντα ὠρισμένην μᾶζαν m καὶ ὠρισμένον ἀρνητικὸν φορτίον $-e$ πάντοτε τὰ αὐτά, ἀνεξαρτήτως τοῦ ἀτόμου εἰς τὸ ὁποῖον ἀνήκουν. Τὸ φορτίον e καλεῖται στοιχειῶδες ἡλεκτρικὸν φορτίον, διότι ὡς προκύπτει, εἶναι ἡ ἐλάχιστη ποσότης φορτίου, ἣ ὁποία δύναται νὰ ὑπάρξῃ εἰς τὴν Φύσιν.

Ὁ πυρῆν συγκεντρώνει τὸ μέγιστον μέρος τῆς μάζης τοῦ ἀτόμου καὶ εἶναι θετικῶς φορτισμένος. Ἡ μᾶζα καὶ τὸ φορτίον τοῦ πυρῆνος ἐξαρτῶνται ἐκ τοῦ εἴδους τοῦ ἀτόμου εἰς τὸ ὁποῖον ἀνήκει οὗτος.



Σχ. 163

Ἀναπαράστασις τοῦ ἀτόμου (I) τοῦ ὕδρογόνου, (II) τοῦ ἄνθρακος καὶ (III) τοῦ ὀξυγόνου.

Ὁ ἀκέραιος ἀριθμὸς Z , ὁ ὁποῖος παρέχει τὸ πλῆθος τῶν στοιχειωδῶν φορτίων e τοῦ πυρῆνος, καλεῖται *ἀτομικὸς ἀριθμὸς* τοῦ στοιχείου. Ὅταν τὸ ἄτομον εὐρίσκεται ὑπὸ συνήθεις συνθήκας (δηλαδή ὅταν εἶναι εἰς οὐδετέραν κατάστασιν) φέρει περὶ τὸν πυρῆνα Z ἠλεκτρόνια (δηλ. ἰσάριθμα μὲ τὰ στοιχειώδη θετικὰ φορτία ποὺ ἔχει ὁ πυρῆν).

Ἐπομένως, καθὼς βαίνομεν ἐκ τῶν ἐλαφροτέρων πρὸς τὰ βαρύτερα στοιχεῖα, ὁ ἀριθμὸς τῶν ἠλεκτρονίων θὰ αὐξάνη, διότι αὐξάνει καὶ τὸ Z . Τὰ ἠλεκτρόνια αὐτὰ ἐλκόμενα ὑπὸ τοῦ πυρῆνος, κινοῦνται πέριξ αὐτοῦ κατανεμημένα ἐπὶ διαφόρων «φλοιῶν». Ἐξ αὐτῶν ὁ πρῶτος συμβολίζεται διὰ K , ἔπονται δὲ διαδοχικῶς οἱ L, M, N φλοιοί.

Ἡ συμπλήρωσις τῶν διαδοχικῶν αὐτῶν φλοιῶν τοῦ ἀτόμου, ἀκολουθεῖ ὠρισμένην νομοτέλειαν. Ἡ νομοτέλεια αὕτη ἐκφράζεται ὑπὸ τῆς λεγομένης «*ἀπαγορευτικῆς ἀρχῆς τοῦ Pauli*» κατὰ τὴν ὁποίαν ἀπαγορεύεται ἡ ὑπαρξίς εἰς τὸν ἴδιον φλοιὸν δύο ἠλεκτρονίων εὐρισκομένων εἰς τὴν αὐτὴν ἐνεργειακὴν κατάστασιν. Οὕτω ἕκαστος φλοιὸς δύναται νὰ περιέχῃ τὸ πολὺ ἓνα σταθερὸν ἀριθμὸν ἠλεκτρονίων (λ.χ. ὁ φλοιὸς K , μόνον 2, ὁ L : 8...). Ὁ ἐπόμενος φλοιὸς ἀρχίζει νὰ συμπληροῦται μόνον ὅταν πληρωθῇ ἐντελῶς ὁ προηγούμενος.

Ἐκ τῆς Χημείας γνωρίζομεν ὅτι τὰ ἀπαντώμενα εἰς τὴν φύσιν στοιχεῖα εἶναι 92. Ἐξ αὐτῶν τὸ ὕδρογόνον (H) ἔχει τὸν μικρότερον ἀτομικὸν ἀριθμὸν ἴσον μὲ 1, τὸ δὲ οὐράνιον (U), τὸν μεγαλύτερον ἴσον πρὸς 92.

Ἐὰν παραθέσωμεν ὅλα τὰ στοιχεῖα κατ' αὐξοντα ἀτομικὸν ἀριθμὸν καὶ ἐξετάσωμεν τὰς χημικὰς τῶν ιδιότητας, παρατηροῦμεν ὅτι ἐμφανίζονται *περιοδικῶς* στοιχεῖα ἔχοντα τὰς αὐτὰς χημικὰς ιδιότητας. Ἐὰν δὲ ἐπὶ πλεόν φροντίσωμεν νὰ θέτωμεν ἕκαστον στοιχεῖον κάτωθεν ἄλλου ἔχοντος τὰς αὐτὰς χημικὰς ιδιότητας, σχηματίζομεν τὸν ἀκόλουθον *πίνακα τοῦ περιοδικοῦ συστήματος* τῶν στοιχείων ἢ *πίνακα τοῦ Mendeleieff* (Μεντελέγιεφ). Εἰς αὐτόν, παραπλείρως ἑκάστου στοιχείου ἀναγράφεται ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς καὶ κάτωθεν αὐτοῦ τὸ ἀτομικὸν βάρος.

Τὰ στοιχεῖα βαίνουν κατ' αὐξον ἀτομικὸν βάρος. Ἐκάστη *περίοδος* (ὀριζοντία γραμμὴ) ἔχει στοιχεῖα μὲ διαφορετικὰς χημικὰς ιδιότητας. Αἱ ἴδιαι ὁμῶς ιδιότητες καὶ μὲ τὴν αὐτὴν τάξιν ἐπαναλαμβάνονται εἰς τὴν ἐπομένην περιόδον κ.ο.κ. Τοιουτοτρόπως τὰ στοιχεῖα ἐκάστης *δμάδος* (καθέτου γραμμῆς) ἔχουν τὰς αὐτὰς ιδιότητας.

Ο Μ Α Σ										
ΠΕΡΙΟΔΟΣ	I	II	III	IV	V	VI	VII	VII	O	
1	1 H 1,008								2 He 4,003	
2	3 Li 6,94	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,01	7 N 14,01	8 O 16,00	9 F 19,00		10 Ne 20,183	
3	11 Na 22,997	12 Mg 24,32	13 Al 26,98	14 Si 28,09	15 P 30,97	16 S 32,06	17 Cl 35,45		18 Ar 39,964	
4	19 K 39,098	20 Ca 40,08	21 Sc 44,96	22 Ti 47,88	23 V 50,94	24 Cr 52,01	25 Mn 54,94	26 Fe 55,85	27 Co 58,94	28 Ni 58,69
	29 Cu 63,55	30 Zn 65,38	31 Ga 69,72	32 Ge 72,61	33 As 74,92	34 Se 78,96	35 Br 79,90		36 Kr 83,80	
5	37 Rb 85,47	38 Sr 87,62	39 Y 88,91	40 Zr 91,22	41 Nb 92,91	42 Mo 95,94	43 Tc 98,91	44 Ru 101,07	45 Rh 102,91	46 Pd 106,42
	47 Ag 107,87	48 Cd 112,41	49 In 114,82	50 Sn 118,71	51 Sb 121,75	52 Te 127,60	53 I 126,90		54 Xe 131,30	
6	55 Cs 132,91	56 Ba 137,33	57 $\epsilon\omega\varsigma$ 71 Σπάνια Γαλ.	58 Ce 140,12	59 Pr 140,91	60 Nd 144,24	61 Pm 145	62 Sm 150,36	63 Eu 151,96	64 Gd 157,25
	79 Au 197,02	80 Hg 200,59	81 Tl 204,39	82 Pb 207,2	83 Bi 208,98	84 Po 209	85 At 210	86 Rn 222		
7	87 Fr 223	88 Ra 226	89 Ac 227	90 Th 232	91 Pa 231	92 U 238				

ΣΠΑΝΙΑ ΓΑΛΙΑ:

Τὴν περιοδικότητα αὐτὴν τῶν χημικῶν ιδιοτήτων τῶν στοιχείων τὴν ἐξηγεῖ ἡ ἀτομικὴ θεωρία ὡς ἐξῆς : Τὰ ἄτομα τῶν διαφόρων στοιχείων ἔχουν τὴν τάσιν νὰ προσλάβουν ἢ νὰ δώσουν ἡλεκτρόνια μέχρις ὅτου ἀποκτήσουν *συμπληρωμένον ἐξωτερικὸν φλοιόν*. Πρὸς τοῦτο πολλάκις δύο ἄτομα συνεισφέρουν ἀμοιβαίως ἐξωτερικὰ ἡλεκτρόνια, συνδεόμενα οὕτω μεταξὺ τῶν διὰ καταλλήλων δυνάμεων. Εἰς αὐτὴν ἀκριβῶς τὴν τάσιν δι' ἀπόσπασιν καὶ ἀνταλλαγὴν *ἐξωτερικῶν ἡλεκτρονίων* ὀφείλεται ἡ καλουμένη *χημικὴ συγγένεια* μεταξὺ τῶν στοιχείων. Δηλαδή τὸ πλῆθος τῶν ἐξωτερικῶν ἡλεκτρονίων τὰ ὁποῖα ἀκριβῶς δύναται νὰ παραχωρηθοῦν ἢ νὰ συζευχθοῦν μεῖν ἄλλα ἡλεκτρόνια καθορίζει τὸ *σθένος* καὶ τὰς χημικὰς ιδιότητες τῶν στοιχείων. Ὡς ἐκ τούτου τὰ ἡλεκτρόνια τοῦ ἐξωτερικοῦ φλοιοῦ καλοῦνται *ἡλεκτρόνια σθένους*.

Συμφώνως πρὸς τ' ἀνωτέρω, δύο στοιχεῖα μεῖν ἰσάριθμα ἡλεκτρόνια σθένους ἔχουν τὰς αὐτὰς περίπου χημικὰς ιδιότητας καὶ ἄρα ἀνήκουν εἰς τὴν αὐτὴν ὁμάδα τοῦ περιοδικοῦ συστήματος. Π.χ. αἱ κοινὰ χαρακτηριστικαὶ ιδιότητες τῆς ὁμάδος τῶν ἀλκαλίων ὀφείλονται ἀκριβῶς εἰς τὸ ὅτι ὁ ἐξωτερικὸς φλοιὸς τῶν ἀτόμων τῶν περιέχει ἓν μόνον ἡλεκτρόνιον. Τὰ εὐγενῆ ἄερια, ὡς ἔχοντα ἀτομικὸν ἀριθμὸν κατὰ μονάδα μικρότερον τῶν ἀλκαλίων, στερεοῦνται καὶ τοῦ ἐξωτερικοῦ αὐτοῦ ἡλεκτρονίου, δηλ. ἔχουν ἐξωτερικὸν φλοιὸν συμπληρωμένον καὶ ὡς ἐκ τούτου εἶναι χημικῶς ἀδρανῆ.

Ἡ περιοδικὴ ἐμφάνισις τῶν αὐτῶν χημικῶν ιδιοτήτων εἰς τὰ στοιχεῖα ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι κατὰ τὴν συμπλήρωσιν τῶν φλοιῶν συμφώνως πρὸς τὴν προαναφερθεῖσαν νομοτέλειαν, ἐμφανίζονται περιοδικῶς στοιχεῖα ἔχοντα τὸ ἴδιον πλῆθος ἐξωτερικῶν ἡλεκτρονίων.

(᾿Ασκησις : 218)

Η ΘΕΩΡΙΑ ΤΟΥ BOHR ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΑΤΟΜΟΥ ΤΟΥ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ

§ 110. Ἡ πρώτη συνθήκη τοῦ Bohr καὶ αἱ συνέπειαι αὐτῆς (κβάντωσις τῶν τροχιῶν, τῶν ταχυτήτων καὶ τῶν ἐνεργειῶν τῶν ἡλεκτρονίων τοῦ ἀτόμου).—᾿Ας λάβωμεν διὰ τὴν ἀπλότητα τὸ ἄτομον τοῦ ὑδρογόνου τοῦ ὁποίου ὁ πυρὴν ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓν *πρωτόνιον* (φέρων ἓν στοιχειῶδες θετικὸν φορτίον e) ἐνῶ περὶ τὸν πυρῆνα περιστρέφεται ἐπὶ κυκλικῆς τροχιάς,

ἄκτινος r , ἐν ἡλεκτρονίον μάζης ἔστω m μὲ γραμμικὴν ταχύτητα ἔστω v .

Κατὰ τὴν κίνησιν τοῦ ἡλεκτρονίου περὶ τὸν πυρῆνα θὰ πρέπει ἡ ἑλκονσα αὐτὸ πρὸς τὸν πυρῆνα δύναμις Coulomb, $\frac{e \cdot e}{r^2}$ νὰ ἰσοῦται πρὸς τὴν ἀπαιτουμένην διὰ τὴν περιστροφὴν τοῦ κεντρομόλου δύναμιν $\frac{mv^2}{r}$, ἥτοι θὰ πρέπει :

$$(1) \quad \frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

Διὰ τὴν ἐξήγησιν ὅμως τῆς ὅλης συμπεριφορᾶς τῶν ἀτόμων ὁ Bohr (Μπόρ) διετύπωσεν ἐπὶ πλέον δύο ὑποχρεωτικὰς συνθήκας τὰς ὁποίας πρέπει νὰ πληροῖ ἕκαστον ἐκ τῶν ἡλεκτρονίων τοῦ ἀτόμου.

1η Συνθήκη τοῦ Bohr : Τὰ ἡλεκτρόνια ἐνὸς ἀτόμου δὲν δύνανται νὰ περιστρέφονται ἐπὶ οἷωνδήποτε τροχιῶν, ἀλλὰ μόνον ἐπὶ ἐκείνων διὰ τὰς ὁποίας ἡ *στροφορμὴ* (mvr , βλ. § 95, Μηχανικῆς) τοῦ ἡλεκτρονίου εἶναι ἀκέραιον πολλαπλάσιον τῆς ποσότητος $\frac{h}{2\pi}$, δηλαδή θὰ πρέπει :

$$(2) \quad \boxed{m \cdot v \cdot r = n \cdot \frac{h}{2\pi} \quad \begin{array}{l} \text{1η Συνθήκη} \\ \text{τοῦ Bohr} \end{array}}$$

ὅπου m , v ἡ μᾶζα καὶ ἡ ταχύτης τοῦ ἡλεκτρονίου, h ἡ σταθερὰ δράσεως τοῦ Planck καὶ n ἀκέραιος θετικὸς ἀριθμὸς καλούμενος *κύριος κβαντικὸς ἀριθμὸς*.

Συνέπειαι. Δι' ἐπιλύσεως τοῦ συστήματος τῶν (1), (2) λαμβάνομεν τὰ r καὶ v (βλ. κατωτέρω). Ἐξ αὐτῶν προκύπτει ὅτι ἐφ' ὅσον ὁ κύριος κβαντικὸς ἀριθμὸς λαμβάνει μόνον τὰς τιμὰς $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ θὰ ὑπάρχουν μόνον ὠρισμένα ἐπιτρεπόμενα τροχιαὶ (ἄκτινες) καὶ ὠρισμένα μόνον ἐπιτρεπόμενα ταχύτητες τῶν ἡλεκτρονίων. Τὴν ἀσυνέχειαν αὐτὴν τῶν τιμῶν ποὺ δύνανται νὰ λάβουν τὰ r καὶ v , καλοῦμεν *κβάντωσιν* τῶν μεγεθῶν αὐτῶν.

Πράγματι ἐκ τοῦ συστήματος τῶν 1, 2 λαμβάνομεν

$$(3) \quad \boxed{r = n^2 \cdot \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} \quad \begin{array}{l} \text{κβάντωσις τῶν} \\ \text{τροχιῶν} \end{array}}$$

$$(4) \quad \boxed{v = \frac{1}{n} \cdot \frac{2\pi \cdot e^2}{h} \quad \left| \begin{array}{l} \text{κβάντωσις τῆς} \\ \text{ταχύτητος} \end{array} \right.}$$

Ἀλλὰ καὶ ἡ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου προκύπτει ἐπίσης κβαντισμένη. Πράγματι ἡ ὅλική ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου θὰ εἶναι ἴση πρὸς τὸ ἄθροισμα τῆς κινητικῆς καὶ τῆς δυναμικῆς ἐνεργείας. Καὶ ἡ μὲν κινητικὴ ἐνέργεια εἶναι $E_{\text{KIN}} = \frac{1}{2} m \cdot v^2$ ἐνῶ ἡ δυναμικὴ ὡς ὀφειλομένη εἰς τὸ ἠλεκτρικὸν πεδίον ποῦ δημιουργεῖ τὸ θετικὸν φορτίον $+e$ τοῦ πυρῆνος, θὰ ὑπολογισθῇ ἐκ τῆς σχέσεως $E_{\text{ΔΥΝ.}} = U \cdot q$. Τὸ δυναμικὸν ὅμως U εἰς ἀπόστασιν r ἀπὸ τοῦ φορτίου $+e$ τοῦ πυρῆνος εἶναι $U = \frac{+e}{r}$ τὸ δὲ φορτίον q εἶναι τὸ φορτίον $-e$ τοῦ ἠλεκτρονίου. Ἄρα

$$(5) \quad E_{\text{ΔΥΝ.}} = \frac{e}{r} \cdot (-e) = -\frac{e^2}{r}$$

ὁπότε ἡ ὅλική ἐνέργεια $E_{\text{ΟΛ}} = E_{\text{KIN}} + E_{\text{ΔΥΝ.}} = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{r}$. Ἀντικαθιστῶντες εἰς αὐτὴν τὰ r καὶ v ἐκ τῶν (3) καὶ (4) ἔχομεν τελικῶς

$$(6) \quad \boxed{E = -\frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2 \cdot e^4 \cdot m}{h^2} \quad \left| \begin{array}{l} \text{Κβάντωσις τῆς} \\ \text{ἐνεργείας} \end{array} \right.}$$

Τὸ ἀρνητικὸν σημεῖον δηλώνει ὅτι διὰ νὰ ἀποσπασθῇ τὸ ἠλεκτρόνιον ἐκ τοῦ ἀτόμου καθιστάμενον ἐλεύθερον (μηδενικῆς ἐνεργείας), ἀπαιτεῖται νὰ τοῦ προσφέρωμεν ἐνέργειαν (ἴσην καὶ ἀντίθετον τῆς ἀνωτέρω).

Συμφώνως πρὸς τὰ ἀνωτέρω αἱ δυνατὰ τροχιαὶ τοῦ ἠλεκτρονίου τοῦ ἀτόμου τοῦ ὕδρογόνου, ἔχουν ἀκτίνας βαινούσας ὡς οἱ ἀριθμοὶ 1, 4, 9, 16... n^2 . Ὀμοίως αἱ δυνατὰ ταχύτητες ὡς οἱ ἀριθμοὶ 1, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, ..., $\frac{1}{n}$ αἱ δὲ ἐνέργειαι ὡς οἱ 1, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{9}$, $\frac{1}{16}$, ..., $\frac{1}{n^2}$.

Τὰ ἀνωτέρω ἐκτεθέντα διὰ τὸ ὕδρογόνον ἰσχύουν καὶ διὰ πᾶν ἄλλο ἄτομον ἀρκεῖ εἰς τὰς διαφορὰς σχέσεις νὰ τεθῇ ἀντὶ τοῦ φορτίου $+e$ τοῦ πυρῆνος τοῦ ὕδρογόνου τὸ $+Ze$ τοῦ ἐκάστοτε πυρῆνος.

Σημείωσις. Οἱ ἀνωτέρω τύποι (1) ἕως (6) ἰσχύουν εἰς τὸ Η.Σ. μονάδων (c.g.s.) τὸ ὁποῖον συνήθως χρησιμοποιεῖται εἰς τὴν Ἀτομικὴν Φυσικὴν. Διὰ νὰ ἰσχύουν καὶ εἰς τὸ Η.Μ. καὶ εἰς τὸ Ι.Σ. (δηλ. MKSA) πρέπει νὰ γραφοῦν:

$$\text{Ὁ (1) :} \quad \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

$$\begin{aligned} \text{'Ο (3) :} & \quad r = n^2 \frac{e_0 h^2}{\pi m e^2} \\ \text{'Ο (4) :} & \quad v = \frac{1}{n} \cdot \frac{e^2}{2e_0 h} \\ \text{'Ο (5) :} & \quad E_{\Delta YN} = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r} \\ \text{'Ο (6) :} & \quad E_{o\lambda} = - \frac{1}{n^2} \cdot \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \end{aligned}$$

ὅπου ϵ_0 ἡ διηλεκτρικὴ σταθερὰ τοῦ κενοῦ, ἔχουσα εἰς τὸ Π.Μ. τιμὴν $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi}$ καὶ εἰς τὸ Π.Σ., τιμὴν $8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Cb}}{\text{Nt} \cdot \text{m}^2}$.

(Ἀσκήσεις : 219)

§ 111. Ἡ δευτέρα συνθήκη τοῦ Bohr καὶ αἱ συνέπειαι αὐτῆς (διέγερσις καὶ ἀκτινοβολία, γραμμικὸν φάσμα ἐκπομπῆς τῶν ἀερίων).— Κατὰ τὴν κίνησιν τοῦ ἠλεκτρονίου ἐπὶ μιᾶς ἐπιτρεπομένης τροχιάς, τὸ ἄτομον δὲν ἀκτινοβολεῖ. Ἀκτινοβολία ἐκπέμπεται μόνον ὅταν τὸ ἠλεκτρόνιον μεταπηδᾷ ἀπὸ τροχίαν μεγαλυτέρας ἐνεργείας εἰς τροχίαν μικροτέρας ἐνεργείας. Ἡ διαφορὰ αὕτη ἐνεργειῶν παρέχει ἓν φωτόνιον, δηλαδή

(1)

$E_{\alpha\rho\chi} - E_{\tau\epsilon\lambda} = h\nu$	2α Συνθήκη τοῦ Bohr
---	------------------------

ὅπου $E_{\alpha\rho\chi}$ καὶ $E_{\tau\epsilon\lambda}$ ἡ ὀλικὴ ἐνέργεια τοῦ ἠλεκτρονίου εἰς τὰς δύο τροχιάς, ($E_{\alpha\rho\chi} > E_{\tau\epsilon\lambda}$) καὶ ν ἡ συχνότης τοῦ ἐκπεμπομένου φωτονίου.

Τοιαῦται μεταπηδήσεις ἠλεκτρονίων ὀφείλονται εἰς τὸ ὅτι ἕκαστον ἠλεκτρόνιον τείνει νὰ μεταπέσῃ εἰς τροχίαν μὲ ὅσον τὸ δυνατόν μικροτέραν ἐνέργειαν, δηλ. εἰς εὐσταθῆ κατάστασιν. (Πράγματι ἐκ τῆς Μηχανικῆς γνωρίζομεν ὅτι τὸ χαρακτηριστικὸν τῆς εὐσταθοῦς ἰσορροπίας εἶναι ἡ ἐλαχίστη ἐνέργεια. Ἄρα αἱ καταστάσεις μικροτέρας ἐνεργείας εἶναι εὐσταθέστεραι).

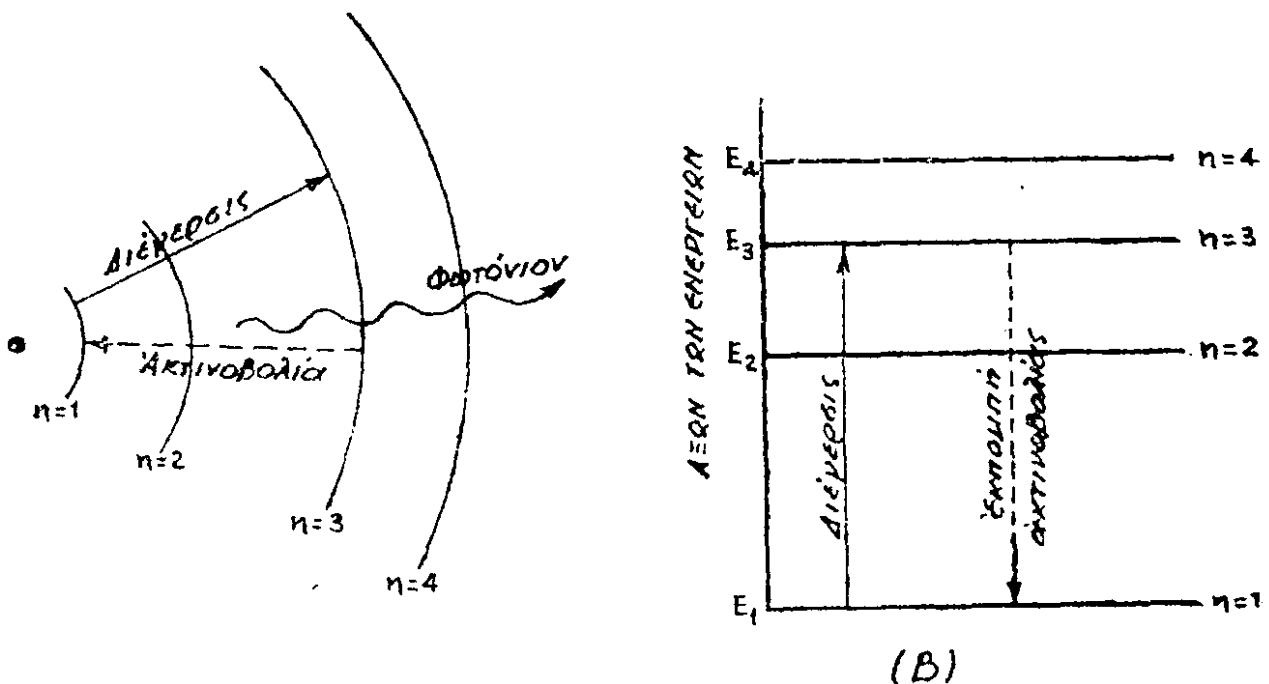
Διέγερσις ἑνὸς ἀτόμου, καλεῖται ἡ μεταφορὰ ἑνὸς ἠλεκτρονίου τοῦ ἀπὸ τὴν θεμελιώδη τροχίαν, εἰς ἄλλην μεγαλυτέρας ἐνεργείας καὶ ἐπιτελεῖται δι' ἀπορροφήσεως ἐνεργείας.

Τὴν ἀπαιτουμένην ἐνέργειαν δυνάμεθα νὰ προσδώσωμεν α') διὰ κρούσεως, β') διὰ θερμάνσεως καὶ γ') δι' ἀκτινοβολίας.

Τὸ διὰ τὴν μεταφορὰν τοῦ ἠλεκτρονίου ἀπὸ τῆς τροχιάς n_1 εἰς ἄλλην n_2 μεγαλυτέρας ἐνεργείας ἀπαιτούμενον ἔργον, καλεῖται «ἐρ-

γον διεγέρσεως» καὶ ἰσοῦται πρὸς τὴν διαφορὰν $E_2 - E_1$ τῶν ὀλικῶν ἐνεργειῶν εἰς τὰς δύο τροχιάς. Ἐπειδὴ ὁμως ἡ νέα αὐτὴ ἐν διεγέρσει κατάστασις εἶναι ἀσταθής, τὸ ἠλεκτρονίον ἐπαναπίπτει μετὰ βραχύτατον χρόνον εἰς τροχίαν μικροτέρας ὀλικῆς ἐνεργείας, ὑπὸ σύγχρονον ἐκπομπὴν ἑνὸς φωτονίου πρὸς τὴν 2αν συνθήκην τοῦ Bohr.

Εἰς τὸ σχ. 164 ἀναπαρίσταται ἡ διεγερσις καὶ ἡ ἀκτινοβολία ἑνὸς ατόμου α') εἰς διάγραμμα τροχιῶν καὶ β') εἰς διάγραμμα ὅπου φαίνονται αἱ «στάθμαι ἐνεργείας» τοῦ ἠλεκτρονίου.



Σχ. 164

Ἀναπράστασις τοῦ ἄλλματος τοῦ ἠλεκτρονίου κατὰ τὴν διεγερσιν καὶ κατὰ τὴν ἐπανάπτωσιν ὑπὸ ἐκπομπὴν φωτονίου. α) εἰς διάγραμμα τροχιῶν β) εἰς διάγραμμα ἐνεργειῶν. (Ἡ ἐκ νέου πτώσις ἀπὸ τὴν $n=3$ εἰς τὴν $n=1$ θὰ ἡδύνατο νὰ γίνῃ μὲ δύο ἄλλατα $3 \rightarrow 2$ καὶ $2 \rightarrow 1$ ὁπότε θὰ ἐκπεμφθοῦν δύο φωτόνια διάφορα τοῦ προηγουμένου).

Ἴονισμός ἑνὸς ατόμου καλεῖται ἡ πλήρης ἀπόσπασις ἐξ αὐτοῦ ἑνὸς ἠλεκτρονίου του. Τὸ ἀπαιτούμενον πρὸς τοῦτο «ἔργον ἰονισμού» δύναται νὰ ληφθῇ ὅπως καὶ εἰς τὴν διεγερσιν: α) διὰ κρούσεως, β) διὰ θερμάνσεως, γ) δι' ἀπορροφήσεως ἀκτινοβολίας.

Ἐπειδὴ ἡ πλήρης ἀπόσπασις τοῦ ἠλεκτρονίου ἰσοδυναμεῖ μὲ μεταφοράν του εἰς τροχίαν μὲ $n_2 = \infty$ ὁπότε τὸ $E_2 = 0$ (βλέπε σχέσιν 6, § 107), ἔπεται ὅτι τὸ ἔργον ἰονισμού θὰ εἶναι:

$$E_2 - E_1 = 0 - E_1 = -E_1.$$

Συνέπεια: Ἡ ἐρμηνεία τοῦ γραμμικοῦ φάσματος ἐκπομπῆς τῶν ἀερίων.

Τὸ φῶς τὸ ὁποῖον ἀκτινοβολεῖ ἓνα αἰερίον μὲ διηγερμένα ἄτομα, (λ.χ. ἓνας σωλὴν Geissler περιέχων ὑδρογόνον), σύγκειται ἐκ τοῦ ἀθροίσματος τῶν φωτονίων τῶν ἀκτινοβολουμένων ἀπὸ τὰ διηγερμένα ἄτομα τοῦ αἰερίου καθὼς τὰ ἠλεκτρονία ἐπαναπίπτουν εἰς εὐσταθὴ τροχίαν. Ἄς ἐξετάσωμεν μίαν πτώσιν ἀπὸ μίαν ἀρχικὴν ἐξωτερικὴν τροχίαν μὲ κβαντικὸν ἀριθμὸν n_a εἰς ἄλλην τελικὴν τροχίαν, μὲ κβαντικὸν ἀριθμὸν n_r (ὅπου $n_a > n_r$). Τὸ ἐκπεμπόμενον κατὰ τὴν πτώσιν φωτόνιον ἔχει ἐνέργειαν:

$$h\nu = E_a - E_r = \frac{2\pi^2 \cdot e^4 \cdot m}{h^2} \cdot \left(\frac{1}{n_r^2} - \frac{1}{n_a^2} \right)$$

ἐπομένως ἡ συχνότης τῶν ἐκπεμπομένων φωτονίων θὰ εἶναι:

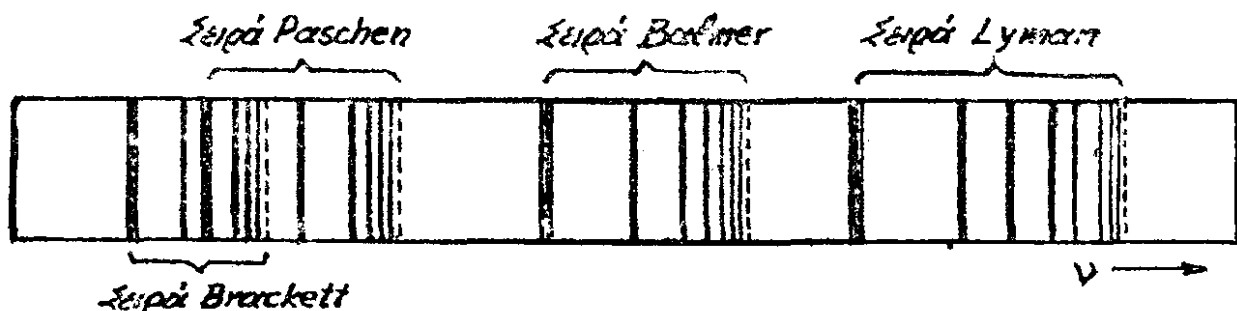
$$(2) \quad \nu = \frac{2\pi^2 \cdot e^4 \cdot m}{h^3} \cdot \left(\frac{1}{n_r^2} - \frac{1}{n_a^2} \right) \quad \left| \begin{array}{l} \text{κβάντωσις τῶν ἀκτινο-} \\ \text{βολουμένων συχνοτήτων} \end{array} \right.$$

Παρατηροῦμεν δηλαδὴ ὅτι ἡ συχνότης δὲν δύναται νὰ λάβῃ οἱᾶσδήποτε τιμὰς διότι τὰ n_a καὶ n_r εἶναι ἀριθμοὶ ἀκέραιοι. Ἄρα καὶ τὸ ἐκπεμπόμενον ὑπὸ τῶν αἰερίων φῶς θὰ εἶναι μὲν σύνθετον (λόγω τῆς ποικιλίας τῶν ἀλμάτων πτώσεως τῶν ἠλεκτρονίων), ἀλλὰ θὰ περιέχῃ φωτόνια μὲ ὠρισμένα μόνον μήκη κύματος.

Δηλ. τὸ λαμβανόμενον μετὰ τὴν ἀνάλυσιν φάσμα ἐκπομπῆς θὰ εἶναι γραμμικόν.

Ἐκ τοῦ ὑδρογόνου λαμβάνεται πειραματικῶς γραμμικὸν φάσμα ἐκπομπῆς ἀποτελούμενον ἀπὸ «σειρᾶς» γραμμῶν. Αἱ σειραὶ αὗται (βλ. σχ. 165) ἦσαν ἀνεξήγητοι καὶ ἔφερον τὰ ὀνόματα τῶν ἐρευνητῶν ποὺ τὰς διεπίστωσαν διὰ τοῦ φασματογράφου.

Σήμερον γνωρίζομεν ὅτι ἡ σειρά Lyman (Λίμαν) δημιουργεῖται ἀπὸ τὰς πτώσεις τῶν ἠλεκτρονίων ἀπὸ διαφόρους τροχιάς εἰς τὴν θεμελιώδη τροχίαν, δηλ. μὲ $n_r = 1$.

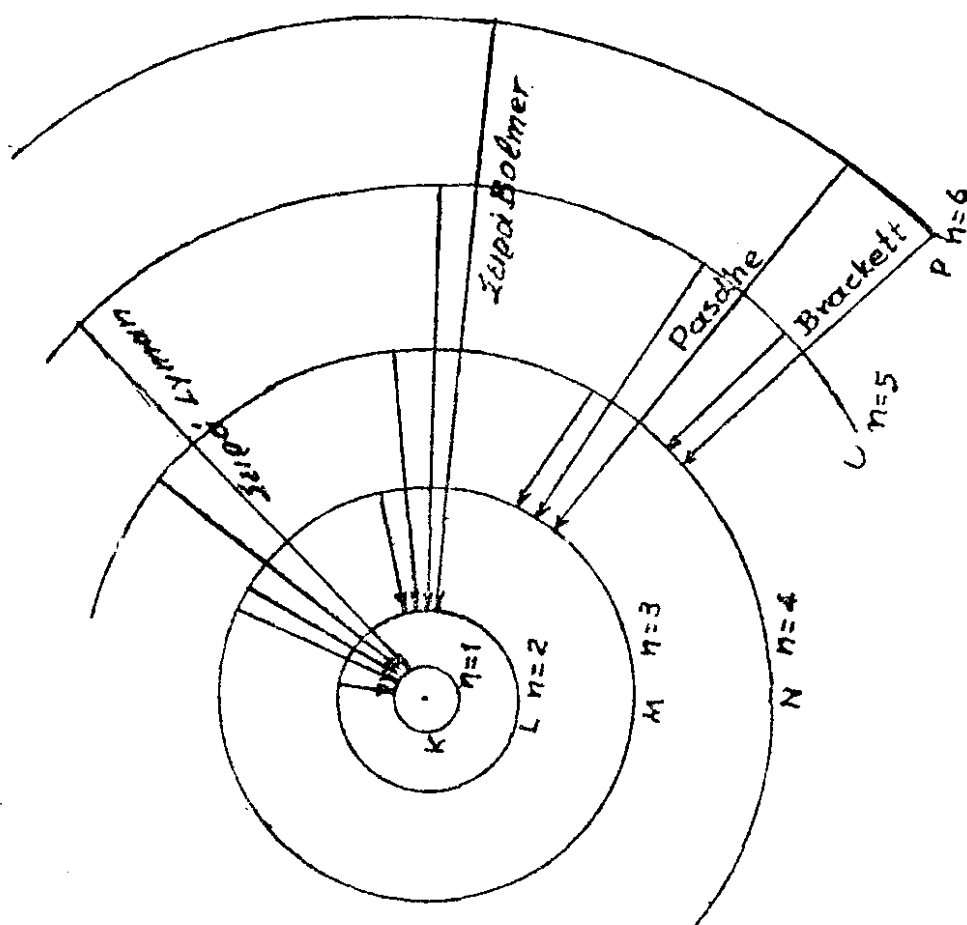


Σχ. 165

Τὸ ὅλικόν φάσμα τοῦ ατόμου τοῦ ὑδρογόνου. Αἱ δύο πρῶται σειραὶ Brackett καὶ Paschen εὐρίσκονται εἰς τὸ ὑπέρυθρον. Ἡ σειρά Balmer εὐρίσκεται εἰς τὸ ὁρατὸν ἐνῶ ἡ Lyman εἰς τὸ ὑπεριώδες.

Ἦτοι αἱ συχνότητες τῶν γραμμῶν αὐτῆς τῆς σειρᾶς ἐκφράζονται διὰ τῆς ἀλγεβρικῆς σειρᾶς $\nu = cR \left(1 - \frac{1}{n_a^2} \right)$ ὅπου $n_a = 2, 3, 4, \dots \infty$, c ἡ ταχύτης τοῦ φωτός καὶ R σταθερὰ καλουμένη «σταθερὰ τοῦ Rydberg» (Ρίντμπεργκ) ἴση πρὸς $\frac{2\pi^2 m e^4}{ch^3}$ (εἰς τὸ ΗΣ, βλ. (2)). Ὅμοίως ἡ σειρὰ Balmer (Μπάλμερ) ὀφείλεται εἰς πτώσεις ποὺ καταλήγουν εἰς τὴν τροχίαν μὲ $n_r = 2$ καὶ ἄρα ἐκφράζεται ὑπὸ τῆς $\nu = cR \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n_a^2} \right)$ ὅπου τώρα $n_a = 3, 4, \dots \infty$. Ὅμοίως διὰ $n_r = 3$ λαμβάνομεν τὴν σειρὰν Paschen (Πάσσεν) καὶ διὰ $n_r = 4$ τὴν σειρὰν Brackett (Μπράκετ). Τὰ ἀνωτέρω ἀναπαρίστανται εἰς τὸ σχ. 166.

Εἶναι προφανὲς ὅτι ὅλα τὰ ἀνωτέρω ἐφαρμοσθέντα διὰ τὸ ἄτομον τοῦ ὑδρογόνου δύνανται ὡς ἤδη ἀνεφέρθη νὰ ἐπεκταθοῦν καὶ διὰ τὸ ἄτομον οἰουδήποτε ἄλλου στοιχείου ἀρκεῖ νὰ τεθῇ ὡς φορτίον



Σχ. 166.

Τὰ ἄλματα τὰ δημιουργοῦντα τὰς διαφόρους σειρὰς τοῦ φάσματος τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου.

τοῦ πυρήνος ἀντὶ τοῦ $+e$ τὸ $+Ze$, ὅπου Z ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς τοῦ στοιχείου. Ἡ νέα αὕτῃ ἀνάλυσις θὰ ὀδηγήσῃ εἰς ἀναλόγους τύπους διὰ τὰ r, v, E καὶ n περιέχοντας ὅμως καὶ τὸ Z τοῦ στοιχείου. Τοιοῦτοτρόπως εἰς τὸ γραμμικὸν φάσμα ἐκάστου στοιχείου θὰ ἔχωμεν ἀναλόγως τοῦ Z ἄλλας χαρακτηριστικὰς γραμμὰς ἐκπομπῆς.

Διὰ $Z=1$ ἐπανευρίσκομεν τὰ ἐκ τῆς μελέτης τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου.

(Ἀσκήσεις: 220, 221)

ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ ΧΙ

Εἰσαγωγικαὶ γνώσεις

§ 112. Ἡ σύστασις τοῦ πυρῆνος. Ὁ μαζικός ἀριθμός M . Συμβολισμός τῶν πυρήνων. Ἰσότοπα καὶ ἰσοβαρῇ στοιχεῖα.—Ὁ πυρὴν τοῦ ἀτόμου δὲν εἶναι ἀπλοῦν σωματίον, ἀλλὰ συνίσταται ἀπὸ ἄλλα στοιχειώδη. Ἀποδεικνύεται ὅτι οἷοσδήποτε πυρὴν σύγκειται ἀπὸ δύο εἰδῶν στοιχειώδη σωματῖα, πρωτόνια καὶ νετρόνια.

α') Τὸ πρωτόνιον συμβολίζεται διὰ ${}_1P^1$ (ἢ ${}_1H^1$), φέρει φορτίον $+e$ καὶ ἔχει μᾶζαν m_p ἴσην περίπου μὲ τὴν μᾶζαν ἑνὸς ἀτόμου ὑδρογόνου. Προκύπτει ὅτι ἡ μᾶζα m_p τοῦ πρωτονίου εἶναι περίπου 1830 φορὰς μεγαλυτέρα τῆς μάζης m τοῦ ἡλεκτρονίου. Δηλ. $m_p = 1830 m$.

β') Τὸ νετρόνιον συμβολίζεται διὰ ${}_0n^1$, εἶναι ἀφόρτιστον, δηλαδὴ ἡλεκτρικῶς οὐδέτερον (neutron=οὐδέτερον) καὶ ἡ μᾶζα του m_n εἶναι ἴση μὲ τὴν μᾶζαν m_p τοῦ πρωτονίου, δηλ. $m_n = m_p$.

Τὰ πρωτόνια καὶ τὰ νετρόνια καλοῦνται *νουκλεόνια*. Πράγματι κατὰ τὰς συγχρόνους ἀντιλήψεις, τὸ πρωτόνιον καὶ τὸ νετρόνιον δὲν εἶναι δύο διαφορετικὰ σωματῖα, ἀλλὰ δύο διαφορετικαὶ καταστάσεις ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ σωματίου τοῦ νουκλεονίου (ἀπὸ τὸ nucleus=πυρὴν).

Ὁ ἀπλούστερος πυρὴν εἶναι τοῦ ὑδρογόνου ἀποτελούμενος ὡς γνωστὸν μόνον ἀπὸ ἓνα πρωτόνιον.

Μαζικός ἀριθμός M ἑνὸς στοιχείου καλεῖται ὁ ἀκέραιος ἀριθμὸς ποὺ δηλώνει τὸ πλῆθος τῶν πρωτονίων καὶ νετρονίων ποὺ συγκροτοῦν ἕκαστον πυρῆνα τοῦ στοιχείου. Ἐπειδὴ τὸ πλῆθος τῶν πρωτονίων δίδεται ἀπὸ τὸν ἀτομικὸν ἀριθμὸν Z , ἐὰν συμβολίσωμεν διὰ N τὸ πλῆθος τῶν νετρονίων θὰ ἔχωμεν ἐξ ὁρισμοῦ τὴν σχέσιν:

(1)

$$M=Z+N$$

ἥτοι πλῆθος νουκλεονίων = πλῆθος πρωτονίων + πλῆθος νετρονίων.

Οἱ πυρῆνες τῶν διαφόρων στοιχείων *συμβολίζονται διὰ ${}_Z X^M$* , ὅπου X =τὸ χημικὸν σύμβολον τοῦ στοιχείου, Z =ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς τοῦ στοιχείου καὶ M =ὁ μαζικὸς ἀριθμὸς αὐτοῦ (ἢ καὶ μὲ ${}^M X$).

Τοιουτοτρόπως τὰ σύμβολα: ${}_2\text{He}^4$, ${}_7\text{N}^{14}$, ${}_8\text{O}^{16}$, ${}_{11}\text{Na}^{23}$ περιγράφουν τὴν σύστασιν τοῦ πυρῆνος τοῦ ἡλίου, ἄζωτου, ὀξυγόνου καὶ νατρίου ἀντιστοίχως.

Ἐφ' ὅσον ὁ πυρὴν περιέχει ἀκέραιον ἀριθμὸν νουκλεονίων πρέπει τὸ βάρος ἐκάστου ἀτόμου νὰ εἶναι (μὲ μεγάλην προσέγγισιν) ἀκέραιον πολλαπλάσιον τοῦ βάρους ἐνὸς πρωτονίου, δηλ. τοῦ βάρους ἐνὸς ἀτόμου ὕδρογόνου. Τότε, συμφώνως πρὸς τὸν ὁρισμὸν τοῦ «ἀτομικοῦ βάρους» θὰ ἔπρεπε τὸ ἀτομικὸν βάρος ὅλων τῶν στοιχείων νὰ εἶναι ἀκέραιος ἀριθμὸς, πρᾶγμα ποὺ συνήθως δὲν συμβαίνει. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὴν ὑπαρξίν τῶν ἰσοτόπων.

Ἰσότοπα καλοῦνται δύο στοιχεῖα ἔχοντα τὸν αὐτὸν ἀτομικὸν ἀριθμὸν (Z), ἀλλὰ διάφορον μαζικὸν ἀριθμὸν (M). Τότε θὰ ἔχουν τὸ αὐτὸ πλῆθος ἠλεκτρονίων καὶ ἄρα τὰς αὐτὰς χημικὰς ιδιότητες μὴ δυνάμενα νὰ διαχωρισθοῦν χημικῶς (παρὰ μόνον, φυσικῶς) καὶ ἐκλαμβανόμενα οὕτω ὥς ἓν καὶ τὸ αὐτὸ στοιχεῖον. Ἡ ὀνομασία «ἰσότοπα» ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι τὰ στοιχεῖα αὐτὰ ἔχουν τὴν αὐτὴν θέσιν (τόπον) εἰς τὸ περιοδικὸν σύστημά ὡς ἔχοντα ἴσα Z .

Π.χ. τὸ χλώριον προκύπτει ὅτι εἶναι μίγμα δύο ἰσοτόπων ἐξ ὧν τὸ ἓν (${}_{17}\text{Cl}^{35}$) ἔχει ἀτομικὸν βάρος 35, τὸ δὲ ἄλλο (${}_{17}\text{Cl}^{37}$) ἔχει ἀτομικὸν βάρος 37. Ἡ ἀναλογία τῶν δύο αὐτῶν εἰδῶν χλωρίου εἶναι τοιαύτη ὥστε κατὰ μέσον ὅρον τὸ ἀτομικὸν βάρος τοῦ φυσικοῦ χλωρίου προκύπτει 35,5.

Καὶ αὐτὸ ἀκόμη τὸ ὕδρογόνον εἶναι ὡς γνωστὸν μίγμα τριῶν ἰσοτόπων: α) τοῦ κοινοῦ ${}_1\text{H}^1$, β) τοῦ δευτερίου ἢ βαρέως ὕδρογόνου ${}_1\text{D}^2$ ἢ ${}_1\text{H}^2$, καὶ γ) τοῦ τριτίου ἢ ὑπερβαρέως ὕδρογόνου ${}_1\text{T}^3$ ἢ ${}_1\text{H}^3$. Τὰ δύο τελευταῖα περιέχονται εἰς ἐξαιρετικῶς μικρὰ ποσοστά.

Ἰσοβαρῆ καλοῦνται δύο στοιχεῖα ἔχοντα τὸν αὐτὸν μαζικὸν ἀριθμὸν M ἀλλὰ διάφορον ἀτομικὸν ἀριθμὸν Z . Ἄρα θὰ ἔχουν διαφόρους χημικὰς ιδιότητες καὶ διαχωρίζονται εὐκόλως.

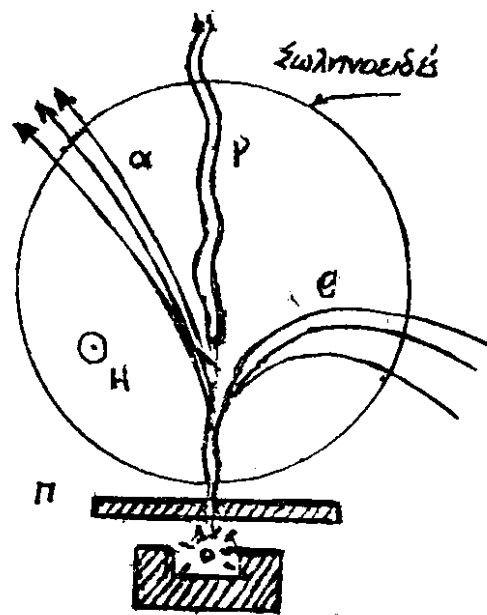
(Ἀσκήσεις: 222, 223)

Φυσική ραδιενέργεια 'Ασταθείς πυρήνες

§ 113. Ἡ ραδιενέργεια καὶ ἡ φύσις τῆς ἀκτινοβολίας τῶν ραδιενεργῶν στοιχείων.— Ὁ Becquerel (Μπεκερέλ) πρῶτος παρατήρησεν ὅτι ἓνα ὄρυκτον τοῦ οὐρανίου ἐκπέμπει ἀκτινοβολίαν ἣ ὁποία προσβάλλει τὰς φωτογραφικὰς πλάκας καὶ ἰονίζει τὸν ἀέρα. Κατόπιν, τὸ ζεύγος Curie (Κιουρί) ἀπεμόνωσε νέον στοιχεῖον ἐμφανίζον τὰς αὐτὰς ιδιότητες ἀλλὰ πολὺ ἐντονώτερον καὶ ἀπεκάλεσεν αὐτὸ *Ράδιον* τὸ δὲ φαινόμενον *ραδιενέργειαν*. Εἰς τὴν φύσιν ὑπάρχουν καὶ ἄλλα στοιχεῖα μὲ ἀναλόγους ιδιότητες εὗρισκόμενα ὅλα περὶ τὸ τέλος τοῦ περιοδικοῦ συστήματος καλούμενα *φυσικῶς ραδιενεργὰ στοιχεῖα*.

Ὡς ἀποδεικνύεται, ἡ ραδιενέργεια εἶναι ιδιότης τῶν πυρήνων καὶ δὲν ἐπηρεάζεται οὔτε ἀπὸ φυσικὰς συνθήκας (θερμοκρασίαν, πίεσιν), οὔτε ἀπὸ χημικὰ ἀντιδραστήρια. (Δηλ. δὲν δυνάμεθα νὰ ἐπιταχύνωμεν ἢ νὰ ἐπιβραδύνωμεν αὐτήν). Ὅφειλεται εἰς τὴν ἀστάθειαν μερικῶν πυρήνων οἱ ὁποῖοι διασπώμενοι αὐτομάτως ἐκπέμπουν θραύσματα (σωμάτια α , β ἢ φωτόνια γ).

Ἡ σύστασις τῆς ἀκτινοβολίας τῆς προερχομένης ἀπὸ τὰ ραδιενεργὰ στοιχεῖα εὗρίσκεται διὰ τοῦ πειράματος τοῦ σχ. 167. Διὰ τῆς ὁπῆς τῆς μολυβδίνης πλακὸς Π ἀπομονοῦται λεπτὴ δέσμη ἀκτίνων προερχομένων ἐκ τῶν ραδιενεργῶν οὐσιῶν ἐντὸς τοῦ μολυβδίνου κυπέλου.



Σχ. 167.

Μόνον τὰ σωμάτια α καὶ β , ἐκτρέπονται ὑπὸ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου (κατ' ἀντιθέτους φοράς λόγω τῶν ἀντιθέτων φορτίων).

Τῇ βοήθειᾳ μαγνητικοῦ πεδίου ἀναλύομεν τὴν δέσμην αὐτήν. Ὁ διαχωρισμὸς ὁφείλεται κυρίως εἰς τὸ ὅτι τὰ σωμάτια φέρουν ἑτερόνυμα φορτία ἢ εἶναι ἀφόρτιστα, ἀλλὰ καὶ εἰς τὸ ὅτι διαφέρουν κατὰ μάζαν καὶ ταχύτητα. Ἀνάλογος διαχωρισμὸς δύναται νὰ προκληθῇ καὶ δι' ἡλεκτρικοῦ πεδίου (λ.χ. διὰ τῆς διελεύσεως μεταξὺ δύο πλα-

κῶν εὐρισκομένων ὑπὸ διαφορὰν δυναμικοῦ). Τότε ὁμοίως αἱ διαγραφόμεναι τροχιαὶ ἀντὶ περιφερειῶν θὰ εἶναι παραβολαί.

Τὰ τελικὰ συμπεράσματα τῶν σχετικῶν πειραμάτων εἶναι ὅτι ἡ φυσικὴ ραδιενέργεια δύναται νὰ δώσῃ τριῶν εἰδῶν «ἀκτίνας» τῶν ὁποίων τὰ χαρακτηριστικὰ φαίνονται εἰς τὸν κάτωθι πίνακα.

	Φύσις	Συμβολ.	Φορτίον	Ταχύτης
σωμάτια ἢ ἀκτίνες α	Πυρῆνες He	${}_2\text{He}^4$	+2e	$15 \cdot 10^3 - 24 \cdot 10^3 \text{ km/sec}$
σωμάτια ἢ ἀκτίνες β	ἠλεκτρόνια	${}_1e^0$	-1e	$120 \cdot 10^3 - 200 \cdot 10^3 \text{ km/sec}$
ἀκτίνες γ	φωτόνια ἐ- ξαιρετικῶς ὕψηλῆς συ- χνότητος	$h\nu$	0	$c = 300 \cdot 10^3 \text{ km/sec}$

(* Ἀσκήσις : 224)

§ 114. Μεταστοιχειώσεις καὶ ἔκλυσις ἐνεργείας κατὰ τὴν ραδιενέργειαν — Νόμος τῶν ραδιενεργῶν μετατροπῶν καὶ χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ T.— α') Εἶναι προφανές ὅτι μετὰ τὴν ἐκπομπὴν ἐνὸς φορτισμένου σωματίου ἐκ τοῦ πυρῆνος ἐνὸς ραδιενεργοῦ στοιχείου, ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς Z τοῦ ἐναπομένου πυρῆνος θὰ ἀλλάξῃ καὶ τὸ στοιχεῖον θὰ μεταβληθῇ. Τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται **μεταστοιχειώσεις** καὶ συνοδεύει τὴν ραδιενέργειαν. Ἀναλόγως τοῦ ἐκπεμπομένου σωματίου ἔχομεν μίαν τῶν ἀκολουθῶν μεταστοιχειώσεων :

1. Ἐκπομπὴ σωματίου α.— Ἐὰν ἐκ τοῦ πυρῆνος ${}_Z\text{X}^M$ ἐκπεμφθῇ σωματίον α (δηλ. ${}_2\text{He}^4$), θὰ ἔχωμεν

$$(1) \quad {}_Z\text{X}^M = {}_{Z-2}\text{Y}^{M-4} + {}_2\text{He}^4$$

ἥτοι ἐκ τοῦ «μητρικοῦ» πυρῆνος X προκύπτει «θυγατρικὸς» πυρὴν Y ἀνήκων εἰς στοιχεῖον ἐλαφρότερον κατὰ 4 νοκλεόνια, καὶ μὲ ἀτομικὸν ἀριθμὸν μειωμένον κατὰ 2, δηλ. στοιχεῖον μετατοπισμένον κατὰ δύο θέσεις ἀριστερὰ εἰς τὸ περιοδικὸν σύστημα (βλ. πίνακα περιοδικοῦ συστήματος).

Π.χ. μετὰ τὴν διάσπασιν πυρῆνος ραδίου (Ra) καὶ τὴν ἐκπομπὴν

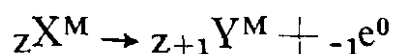
ἐξ αὐτοῦ σωματίου α, τὸ ράδιον μεταστοιχειοῦται εἰς ραδόνιον (Rn) ἔχον ἀτομικὸν ἀριθμὸν μικρότερον τοῦ ραδίου κατὰ 2 συμφώνως πρὸς τὴν



Ὁ θυγατρικὸς πυρὴν Rn (ραδονίου) εἶναι καὶ αὐτὸς ἀσταθὴς καὶ μετὰ σειρὰν μεταστοιχειώσεων μεταπίπτει εἰς εὐσταθῆ πυρὴνα μόλυβδου.

2. Ἐκπομπὴ σωματίου β. Ἐὰν ἐκ τοῦ πυρῆνος ${}_Z\text{X}^M$ ἐκπεμφθῇ σωματίον β (δηλ. ${}_{-1}\text{e}^0$), ἐπέρχεται ἡ κάτωθι μεταστοιχείωσις :

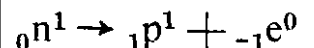
(2)



Δηλ. προκύπτει θυγατρικὸς πυρὴν τῆς αὐτῆς μάζης (ισοβαρῆς), διότι τὸ ἠλεκτρόνιον ἔχει «μηδενικὴν» μάζαν, ἀλλὰ μεγαλυτέρου ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ κατὰ μίαν μονάδα ἥτοι τὸ ἀμέσως ἐπόμενον στοιχεῖον εἰς τὸ περιοδικὸν σύστημα.

Πρέπει νὰ σημειωθῇ ὅτι τὸ ἐκτινασσόμενον ἐκ τοῦ πυρῆνος ἠλεκτρόνιον δὲν προϋπῆρχε ἐντὸς αὐτοῦ ἀλλ' ἐδημιουργήθη κατὰ τὴν στιγμὴν τῆς διασπάσεως, διὰ μετατροπῆς ἐνὸς νετρονίου εἰς πρωτόνιον, συμφώνως πρὸς τὴν :

(3)



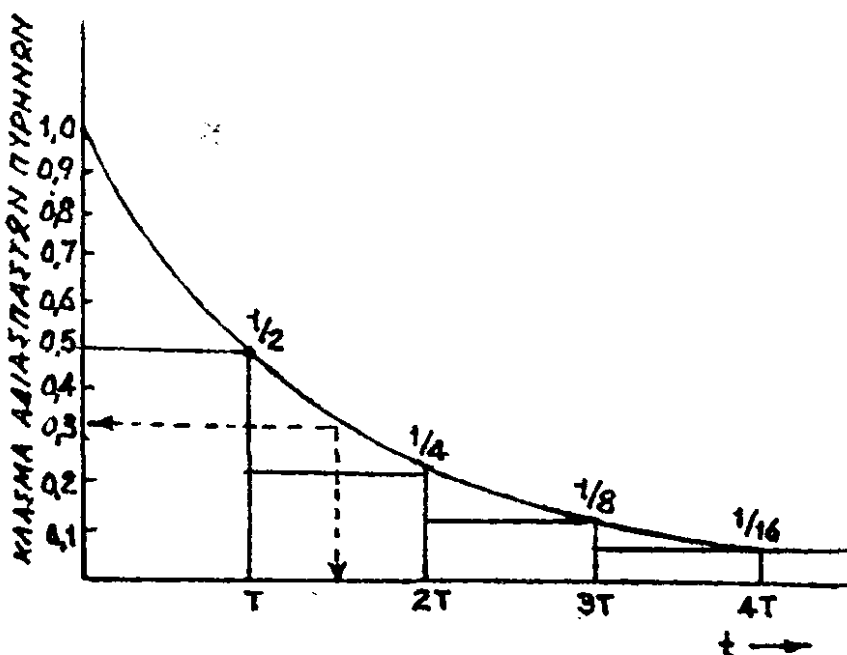
Τοιοιτοτρόπως τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ πυρῆνος αὐξάνει πράγματι κατὰ ἓν στοιχειῶδες φορτίον καὶ ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς κατὰ μίαν μονάδα. (Ἀκριβέστερον, ἡ σχέσις (3) ἔχει ὡς ἐξῆς ${}_0\text{n}^1 \rightarrow {}_1\text{p}^1 + {}_{-1}\text{e}^0 + {}_0\text{n}^0$. Τὸ σωματίον ${}_0\text{n}^0$ καλεῖται *νεutrino* εἶναι ἀφόρτιστον καὶ ἔχει ἐντελῶς ἀμελητέαν μάζαν $\approx 10^{-4} m_e$. Ἡ παρουσία τοῦ νεutrino εἶχε προβλεφθῇ θεωρητικῶς ὅτι εἶναι ὑποχρεωτικὴ διὰ μεταπτώσεις νετρονίων εἰς πρωτόνια ($p \rightarrow n$) καὶ ἀντιστρόφως ($n \rightarrow p$). Ἡ πειραματικὴ του ὁμῶς διαπίστωσις ἦτο δυσχερεστάτη καὶ ἐπετεύχθη μόλις τὸ 1953).

3. Ἐκπομπὴ ἀκτίνων γ. Εἰς πολλὰς διασπάσεις τοῦ δευτέρου τύπου, ταυτοχρόνως μὲ τὴν ἐκπομπὴν σωμάτων β ἐκπέμπονται ἐκ τῶν πυρῆνων καὶ ἀκτῖνες γ.

Ἡ ραδιενέργεια συνοδεύεται ἐκτὸς τῆς μεταστοιχειώσεως καὶ ἀπὸ ἐκλυσιν ἐνεργείας τὴν ὁποίαν κατέχουν ἀρχικῶς οἱ ἀκτῖνες γ καὶ τὰ ἐκσφενδονιζόμενα σωματῖα α καὶ β ὑπὸ μορφὴν κινητικῆς ἐνεργείας (βλ. § 120). Κατόπιν ἡ ἐνέργεια αὕτη ἀπορροφᾶται ὑπὸ μορφὴν θερμότητος ἀπὸ τὸ περιβάλλον (λ.χ. ἀπὸ τὰ τοιχώματα τοῦ

περιέχοντος δοχείου). Οὕτω οἱ σωληνίσκοι οἱ περιέχοντες ραδιενεργὸν παρασκεύασμα θὰ ἔχουν πάντοτε θερμοκρασίαν κατὰ τι μεγαλυτέραν τοῦ περιβάλλοντος.

β') **Χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ T** ἑνὸς ραδιενεργοῦ στοιχείου καλεῖται ὁ χρόνος ἐντὸς τοῦ ὁποίου διασπᾶται τὸ ἥμισυ τῆς μάζης τοῦ ραδιενεργοῦ στοιχείου. Ἦτοι, ἐὰν κατὰ τινα στιγμὴν ὑπάρχουν N πυρῆνες ἑνὸς ραδιενεργοῦ ἀδιασπάστου, μετὰ πάροδον χρόνου T θὰ ἔχουν ἀπομείνει $\frac{1}{2} N$ πυρῆνες ἐκ τοῦ στοιχείου αὐτοῦ, διότι οἱ λοιποὶ θὰ ἔχουν μεταστοιχειωθῇ. Μετὰ χρόνον $2T$ θὰ ἔχουν ἀπομείνει οἱ ἡμίσεις τῶν προηγουμένων, δηλ. $\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} N \right) = \frac{1}{4} N$ κ.ο.κ., καὶ μετὰ



Σχ. 168

Γραφικὴ παράστασις τοῦ νόμου τῶν ραδιενεργῶν μετατροπῶν

πάροδον χρόνου nT θὰ ὑπάρχουν μόνον $\frac{1}{2^n} N$ πυρῆνες ἐκ τοῦ ἀρχικοῦ στοιχείου.

Ἡ καμπύλη τοῦ σχ. 168 παριστᾷ αὐτὴν ἀκριβῶς τὴν μείωσιν τῆς ποσότητος τοῦ ἐναπομένοντος ραδιενεργοῦ περιγράφουσα οὕτω τὸν **νόμον τῶν ραδιενεργῶν μετατροπῶν**. Ἐκ τῆς καμπύλης αὐτῆς δυνάμεθα νὰ εὑρωμεν (γραφικῶς, μὲ σχετικὴν προσέγγισιν), τὸ κλάσμα τοῦ ἐναπομένοντος ραδιενεργοῦ μετὰ πάροδον ὠρισμένου χρόνου λ.χ. μετὰ χρόνου ἴσον πρὸς $1,5 T$. Ὡς φαίνεται ἐκ τῆς ἐστιγμένης γραμμῆς τὴν στιγμὴν ἐκείνην θὰ ἀπομείνουν περίπου τὰ 0,33 τῆς ἀρχικῆς ποσότητος. Ἀλλὰ καὶ ἀντιστρόφως ἡ καμπύλη ἀπαντᾷ κατὰ

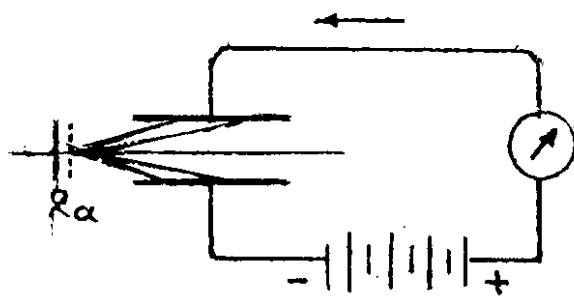
προσέγγισιν εἰς τὸ ἐξῆς πρόβλημα: Δοθείσης κατὰ τινα στιγμὴν μιᾶς ποσότητος ραδιενεργοῦ, μετὰ πόσον χρόνον θὰ ἔχουν μείνει τὰ 0,33 αὐτῆς, ἐνῶ ἡ ὑπόλοιπος θὰ ἔχει μεταστοιχειωθῇ;

Ὁ χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ εἶναι ἓνα χαρακτηριστικὸν μεγάλης σημασίας δι' ἕκαστον ραδιενεργὸν στοιχεῖον, διότι περιγράφει τὸν ρυθμὸν μὲ τὸν ὁποῖον φθίνει ἡ ἐξ αὐτοῦ ραδιενέργεια.

Ὁ χρόνος ὑποδιπλασιασμοῦ T , ἀναλόγως τοῦ ραδιενεργοῦ, δύναται νὰ εἶναι μέγας ἢ μικρός. Π.χ. διὰ τὸ ράδιον (Ra) εἶναι 1590 ἔτη, διὰ τὸ πολώνιον (Po) εἶναι 140 ἡμέραι. Διὰ τὸ ραδιενεργὸν οὐράνιον 238 (${}_{92}\text{U}^{238}$) εἶναι $4,5 \cdot 10^9$ ἔτη ἐνῶ διὰ τὸ ραδιενεργὸν θόριον $\text{C}'({}_{84}\text{ThC}'^{212})$ εἶναι μόλις $3 \cdot 10^{-7}$ sec. (Ἀσκήσεις : 225, 226)

§ 115. Μέθοδοι παρατηρήσεως σωματίων. — Ὑπάρχουν διάφοροι διατάξεις καὶ ὄργανα διὰ τὴν ἀνίχνευσιν τῶν ἐκπεμπομένων ὑπὸ τῶν ραδιενεργῶν πυρήνων σωματίων, τὴν καταμέτρησιν τῶν σωματίων αὐτῶν ἢ καὶ τὴν φωτογράφησιν τῆς τροχιάς των. Αἱ σπουδαιότεραι εἶναι αἱ ἐξῆς διατάξεις:

α') **Θάλαμος ἰονισμού.** Ἐκμεταλλεύεται τὴν ιδιότητα τῶν ἀκτίνων α , β , γ νὰ ἰονίζουσιν τὰ μόρια τοῦ αἵρου διὰ τοῦ ὁποίου διέρχονται. Ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχ. 169 τὰ δημιουργούμενα ἰόντα κινούμενα ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ μεταξὺ τῶν δύο πλακῶν σχηματιζομένου ἠλεκτρικοῦ πεδίου, προκαλοῦν ρεῦμα ἐντάσεως ἀναλόγου τοῦ πλήθους των. Τὸ πλῆθος ὁμως τῶν ἰόντων εἶναι ἀνάλογον πρὸς τὸ πλῆθος τῶν ἰονιζόντων σωματίων. Τελικῶς δηλαδή τὸ ρεῦμα ποὺ δεικνύει τὸ εὐαίσθητον γαλβανόμετρον, μετρεῖ τὴν παροχὴν σωματίων ἐκ τοῦ ραδιενεργοῦ παρασκευάσματος, τὴν διερχομένην διὰ τοῦ χώρου μεταξὺ τῶν πλακῶν. Τὴν παροχὴν σωματίων δυνάμεθα νὰ συμπεράνωμεν καὶ διὰ μιᾶς διατάξεως συνισταμένης ἐξ ἐνὸς φορτισμένου ἠλεκτροσκοπίου ἐκ τῆς ταχύτητος ἐκφορτίσεως του (δηλ. ἐκ τῆς πτώσεως τῶν φύλλων του), ἐὰν τὸ βαθμολογήσωμεν καταλλήλως.



Σχ. 169

Θάλαμος ἰονισμού (ἀρχή)

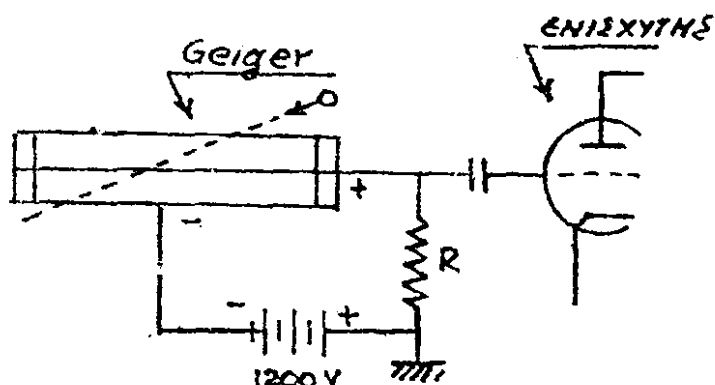
β') **Ἀπαριθμητὴς Geiger (Γκάϊγκερ).** Ἀποτελεῖται ἀπὸ μεταλ-

λικόν κύλινδρον ὁ ὁποῖος φέρει κατὰ μῆκος τοῦ ἄξονός του λεπτὸν σύρμα καὶ περιέχει ἀέριον ὑπὸ μικρὰν πίεσιν.

Ἡ τάσις μεταξὺ σύρματος καὶ κυλίνδρου εἶναι ὀλίγον μικροτέρα ἀπὸ ὅσην ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ἀπαρχὴν αὐτοτε-

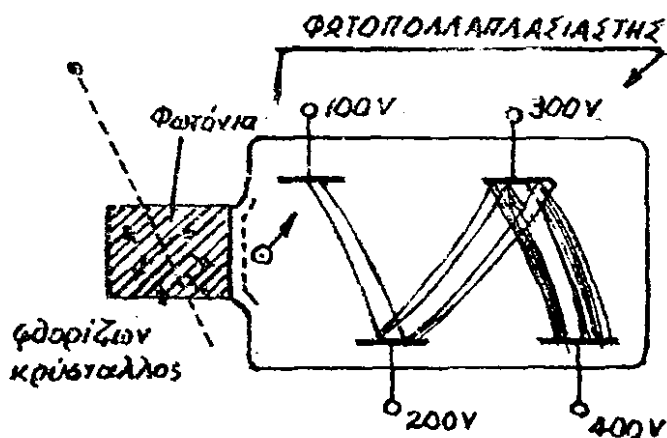
λοῦς ἤλεκτρ. ἐκκενώσεως (περίπου 1200 V). Ὄταν διέλθῃ διὰ τοῦ ἀερίου ἓν σωματίον, θὰ ἀρχίσῃ ἐκ τῶν δημιουργουμένων ἰόντων ἐκκένωσης, ἡ ὁποία ὁμως θὰ σταματήσῃ σχεδὸν ἀμέσως λόγῳ τῆς ἰσχυρᾶς πτώσεως τάσεως, ποὺ δημιουργεῖ τὸ ρεῦμα τῆς ἐκκενώσεως ἐπὶ τῆς ἀντιστάσεως R, ὑποβιβασομένης οὕτω κατὰ πολὺ τῆς τάσεως μεταξὺ κυλίνδρου καὶ σύρματος. Ὁ παλμὸς αὐτὸς τοῦ ρεύματος, ἀφοῦ ἐνισχυθῇ καταλλήλως, καταγράφεται εἰς ἓν σύστημα καταμετρήσεως. Τοιουτοτρόπως τὸ ὄργανον μετρεῖ ἓνα πρὸς ἓνα τὰ διερχόμενα σωματῖα α, β ἢ τὰ φωτόνια γ. Μεθ' ἐκάστην κρούσιν τὸ ὄργανον παρουσιάζει μικρὰν ἀδράνειαν μέχρις ὅτου καταστῇ ἕτοιμον νὰ καταγράψῃ νέαν. Ἡ ἀδράνεια ὁμως αὕτη συνεπάγεται ἓνα μικρὸν *χρόνον νεκρώσεως* τοῦ ἀπαριθμητοῦ, ὁ ὁποῖος περιορίζει τὴν ἱκανότητα τοῦ νὰ διακρίνῃ δύο σωματῖα προσπίπτοντα σχεδὸν ταυτοχρόνως.

γ') **Ἀπαριθμητὴς διὰ σπινθηρισμοῦ.** Ἐκμεταλλεύεται τὴν ιδιότητα ὠρισμένων κρυστάλλων (ὡς ἀνθρακενίου, ἰωδιούχου νατρίου), νὰ φθορίζουν στιγμιαίως ὅταν ἐπ' αὐτῶν προσπέσῃ σωματίον. Πράγματι τὸ σωματίον διεγείρει κατὰ τὴν διαδρομὴν του τὰ μόρια τοῦ κρυστάλλου τὰ ὁποῖα ἐκπέμπουν φωτόνια. Ἐνα τοῦλάχιστον ἐξ αὐτῶν προσπίπτον ἐπὶ τῆς φωτοευπαθοῦς οὐσίας



Σχ. 170

Ἀπαριθμητὴς Geiger (ἀρχὴ)



Σχ. 171

Ἀπαριθμητὴς διὰ σπινθηρισμοῦ (ἀρχὴ)

ἐνὸς εἰδικοῦ φωτοκυττάρου (βλ. σχ. 171) ἐκπέμπει φωτοηλεκτρόνιον τὸ ὁποῖον ἐπιταχυνόμενον ὑπὸ καταλλήλου πεδίου προσπίπτει ἐπὶ ἐνὸς

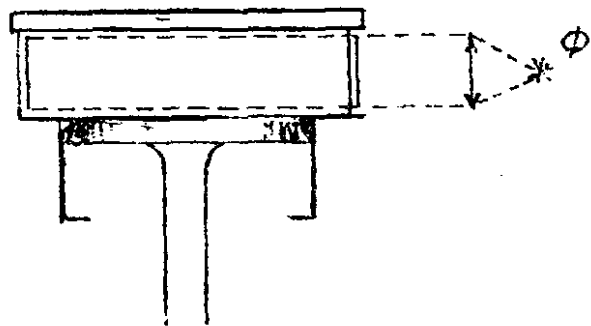
ἡλεκτροδίου καὶ προκαλεῖ τὴν ἐκπομπὴν καὶ ἐνὸς δευτερογενοῦς ἡλεκτρονίου. Οὕτω τὰ ἡλεκτρόνια εἶναι δύο. Ἐκαστον ἐξ αὐτῶν προκαλεῖ ὁμοίως δευτερογενὲς ἡλεκτρόνιον καὶ οὕτω λαμβάνονται 4 ἡλεκτρόνια, τὰ ὁποῖα δίδουν 8 κ.ο.κ. Ἡ διάταξις αὕτη πολλαπλασιασμοῦ τοῦ ἀρχικοῦ φωτοηλεκτρονίου καλεῖται φωτοπολλαπλασιαστὴς Zwo-rykin (Ζβορίκιν) καὶ εἶναι ἀπαραίτητος διὰ τὴν λειτουργίαν τοῦ ἀπαριθμητοῦ διὰ σπινθηρισμοῦ, διότι παρέχει τελικῶς ρεῦμα ἱκανὸν νὰ καταγραφῇ.

Ὁ ἀπαριθμητὴς αὐτὸς πλεονεκτεῖ ἔναντι τοῦ Geiger λόγῳ τῆς ἱκανότητός του νὰ καταγράφη μεγαλύτερον ποσοστὸν ἐκ τῶν προσπιπτόντων σωματίων καθὼς καὶ τῆς εὐαισθησίας του εἰς τὸ νὰ διακρίνει δύο σχεδὸν ταυτόχρονα σωματῖα.

δ') **Θάλαμος Wilson** (Γουίλσον). Δι' αὐτοῦ καθίσταται ὁρατὴ ἡ τροχιὰ ἐκάστου σωματίου. Ἀποτελεῖται (σχ. 172) ἀπὸ κυλινδρικοῦ θάλαμον περιέχοντα ἀέρα κεκορεσμένον ὑδρατμῶν. Ἡ ἄνω βάση τοῦ κυλίνδρου εἶναι θάλινη ἡ δὲ κάτω βάση εἶναι ἔμβολον. Δι' ἐκτονώσεως, τὸ ἀέριον ψύχεται καὶ οἱ ὑδρατμοὶ ἀρχίζουν νὰ ὑγροποιοῦνται σχηματίζοντες σταγονίδια. Ἄν τὴν στιγμὴν ἐκείνην διέρχεται διὰ τοῦ θαλάμου ἰονίζον σωματίον, τὰ σταγονίδια σχηματίζονται κατὰ προτίμησιν πέριξ τῶν ἰόντων ποὺ ἀφίνει ἐπὶ τῆς τροχιάς του τὸ σωματίον καὶ αὕτη καθίσταται ὁρατὴ δυναμένη νὰ φωτογραφηθῇ.

Τὸ σχ. 173 δεικνύει μίαν μορφὴν φωτογραφίας θαλάμου Wilson. Εἰς αὐτὴν φαίνεται ἡ ἀρχικὴ τροχιὰ ἐνὸς σωματίου, τὸ σημεῖον συγκρούσεώς του μὲ ἓνα πυρῆνα καὶ ἐν συνεχείᾳ ἡ τροχιὰ τοῦ ἐκκινουμένου πυρῆνος καὶ τοῦ σωματίου μετὰ τὴν ἐκτροπήν.

(Ἀσκήσεις : 227)

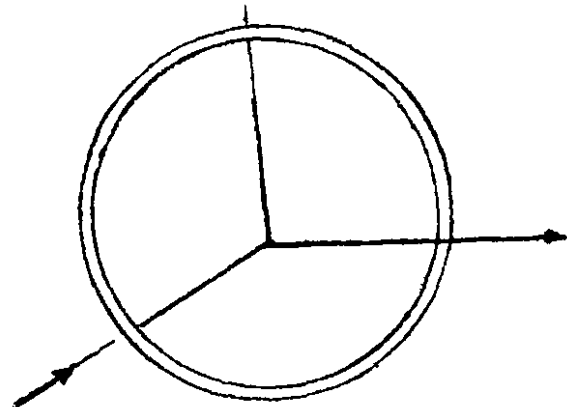


Σχ. 172.

Θάλαμος Wilson (ἀρχή)

Φ = διάταξις φωτισμοῦ.

Φ.Μ. = φωτογραφικὴ μηχανικὴ.



Σχ. 173.

Φωτογράφις συγκρούσεως σωματίου μὲ πυρῆνα, ἐντὸς θαλάμου Wilson.

§ 116. Βιολογικά αποτελέσματα τῆς ἀκτινοβολίας τῶν ραδιενεργῶν.—1. Αἱ ἀκτίνες γ ἐμφανίζουν ἔντονον βιολογικὴν δρᾶσιν διότι διεισδύουν (ὥς καὶ αἱ σκληραὶ ἀκτίνες Roentgen) βαθέως ἐντὸς τῶν ἰστῶν καὶ δύνανται νὰ προκαλέσουν σοβαροτάτας βλάβας τῶν αἰμοποιητικῶν ὀργάνων καὶ τῶν κυττάρων τοῦ αἵματος (λ.χ. λευχαιμίαν). Ἐξ ἄλλου αἱ ἀκτίνες γ δύνανται νὰ προκαλέσουν ἀλλοιώσεις εἰς τὰς κληρονομικὰς καταθέσεις (δηλ. μεταλλάξεις). Πράγματι τὰ γονίδια ποὺ εὐρίσκονται εἰς τὰ χρωμοσώματα τοῦ κυτταρικοῦ πυρήνος, ὑφίστανται ἀλλοιώσεις με ἀποτέλεσμα νὰ παράγονται ἀπόγονοι με ἀνωμάλους ιδιότητας, αἱ ὁποῖαι καὶ μεταδίδονται κληρονομικῶς.

2. Τὰ σωματῖα β ὀλιγώτερον διεισδυτικά, εἰσχωροῦν εἰς μικρὸν βάθος ἐντὸς τῶν ἰστῶν προκαλοῦντα ἐπίσης βλάβας εἰς τὸν ὀργανισμόν.

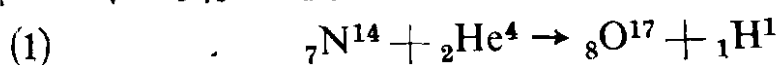
3. Τέλος τὰ σωματῖα α ὥς ἀπορροφώμενα ἰσχυρότατα ἔχουν δρᾶσιν ἢ ὁποία περιορίζεται ἐπὶ τῆς ἐπιδερμίδος, προκαλοῦντα δυσίατα ἐγκαύματα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ

Τεχνητὴ διάσπασις τοῦ πυρῆνος Τεχνητὴ ραδιενέργεια

§ 117. Πυρηνικαὶ ἀντιδράσεις—Τεχνητὴ μεταστοιχειώσεις. — Πρῶτος ὁ Rutherford κατόρθωσε νὰ ἐπιτύχη διάσπασιν ὄχι ραδιενεργοῦ ἀλλὰ σταθεροῦ πυρῆνος. Πράγματι διὰ βομβαρδισμοῦ ἁζώτου μὲ σωμάτια α, διέσπασε τὸν πυρῆνα τοῦ ἁζώτου ἀπὸ ὅπου ἐξεπέμφθη ἓνα πρωτόνιον καὶ ἐδημιουργήθη βαρὺ ισότοπον τοῦ ὀξυγόνου. Ἐπετεύχθη δηλ. *τεχνητὴ μεταστοιχειώσεις*.

Κατ' ἀναλογίαν πρὸς τὰς χημικὰς ἀντιδράσεις, δυνάμεθα νὰ γράψωμεν τὴν ἐξῆς *πυρηνικὴν ἀντίδρασιν*:

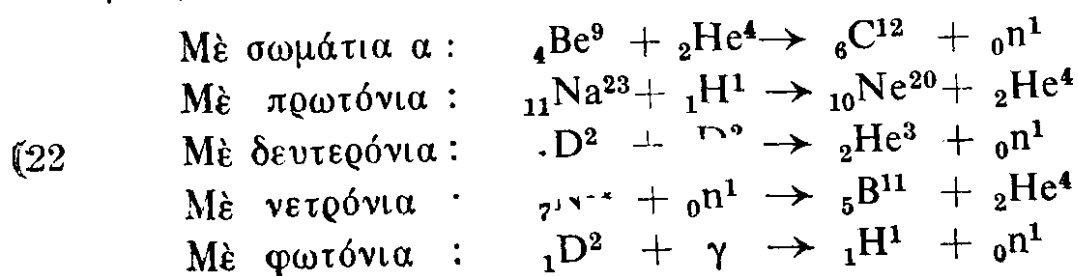


Ἐκτὸς τῶν σωμάτων α, διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν τεχνητὴν διάσπασιν δυνάμεθα νὰ χρησιμοποιήσωμεν ὡς βλήματα πρωτόνια μεγάλης ταχύτητος.

Ἡ μεγάλη αὐτὴ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν χρησιμοποιουμένων «βλημάτων» εἶναι ἀπαραίτητος προϋπόθεσις διὰ νὰ ὑπερνικήσουν τὴν ἀπωστικὴν δύναμιν Coulomb καὶ νὰ εἰσέλθουν εἰς τὸν πυρῆνα προκαλοῦντα τὴν ἀστάθειαν αὐτοῦ καὶ τὴν διάσπασίν του. Ἐξαίρεσιν ἀποτελοῦν αἱ ἀντιδράσεις διὰ νετρονίων τὰ ὅποια ὡς ἀφόρτιστα δὲν ἀπωθοῦνται ὑπὸ τοῦ θετικοῦ φορτίου τοῦ πυρῆνος καὶ μάλιστα δροῦν τόσον καλύτερον ὅσον εἶναι βρυσύτερα (*θερμικὰ νετρόνια*).

Πυρηνικὰς ἀντιδράσεις δυνάμεθα ἐπίσης νὰ προκαλέσωμεν διὰ βομβαρδισμοῦ μὲ δευτερόνιον (${}_1\text{D}^2$), ταχύτατα ἡλεκτρόνια ἢ καὶ μὲ φωτόνια μεγάλης ἐνεργείας (σκληρὰς γ).

Ἀναφέρονται τὰ ἐξῆς παραδείγματα πυρηνικῶν ἀντιδράσεων:



Κατὰ τὴν ἀναγραφὴν τῶν ἀντιδράσεων αὐτῶν παρατηροῦμεν ὅτι τὸ ἄθροισμα τῶν κάτω δεικτῶν τοῦ πρώτου μέλους (ἀντιδρώντων), ἰσοῦται μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν κάτω δεικτῶν τοῦ δευτέρου μέλους (προϊόντων), πρᾶγμα τὸ ὁποῖον ἐκφράζει τὴν ἀφθαρσίαν τοῦ φορτίου. Ὅμοίως τὸ ἄθροισμα τῶν ἄνω δεικτῶν τοῦ πρώτου καὶ δευτέρου μέλους πρέπει νὰ εἶναι τὸ αὐτό, τοῦτο δὲ ἐκφράζει τὴν διατήρησιν τοῦ πλήθους τῶν νουκλεονίων. (Ἀσκήσεις 228, 229)

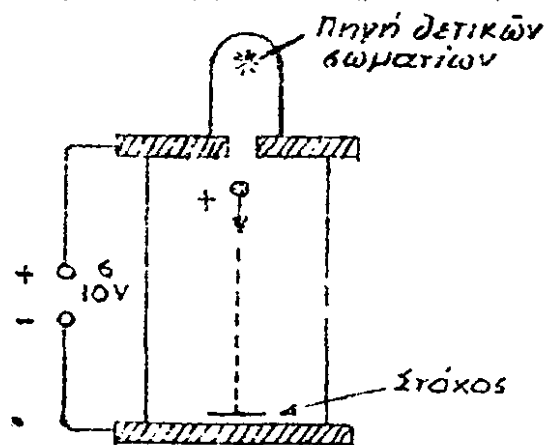
§ 118. Διατάξεις ἐπιταχύνσεως βλημάτων.—Τὰ ἀπαιτούμενα διὰ τὴν τεχνητὴν διάσπασιν βλήματα εἶναι δυνατόν νὰ προέρχονται ἀπὸ διασπάσεις φυσικῶς ραδιενεργῶν πυρήνων. Σήμερον ὅμως χρησιμοποιοῦνται συνήθως τεχνητὰ βλήματα ἐπιτυγχανόμενα δι' ἐπιταχύνσεως φορτισμένων σωματίων (λ.χ. πρωτονίων, δευτερονίων, ἡλεκτρονίων, σωματίων α, κ.ἄ.).

Πράγματι δυνάμεθα νὰ προσδώσωμεν κινητικὴν ἐνέργειαν εἰς φορτισμένα σωματῖα τῇ βοήθειᾳ μιᾶς διαφορᾶς δυναμικοῦ U . Ἄν q καὶ m τὸ φορτίον καὶ ἡ μᾶζα ἐκαστοῦ σωματίου, τότε:

κινητικὴ ἐνέργεια = ἔργον τῶν δυνάμεων τοῦ πεδίου

(1)

$$\frac{1}{2}mv^2 = q \cdot U$$



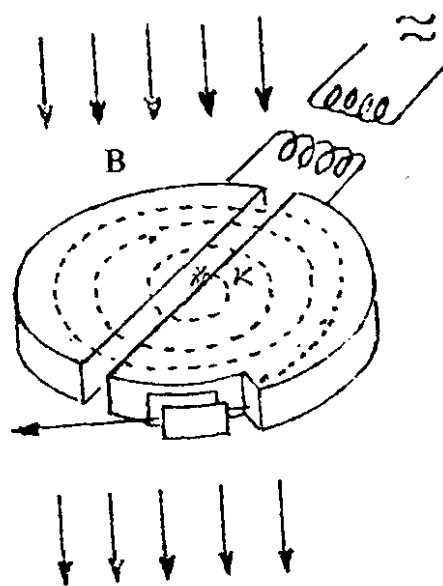
Σχ. 174

Ἐπιταχυντὴς βλημάτων (ἀρχή)

Μία τοιαύτη ἀπλὴ διάταξις ἐπιταχύνσεως, φαίνεται εἰς τὸ σχ. 174. Ἐὰν ἡ ραδιενεργὸς πηγή* παρέχει πρωτόνια (λ.χ. δημιουργεῖ διαυλικὰς ἀκτῖνας δι' ἐκκενώσεως ἐντὸς ὑδρογόνου), τὰ πρωτόνια αὐτὰ ἐπιταχυνόμενα ὑπὸ τοῦ πεδίου τὸ ὁποῖον δημιουργεῖται ἐκ τῶν 10^6 Volt, βομβαρδίζουν τὸν στόχον, φθάνοντα εἰς αὐτὸν μὲ κινητικὴν ἐνέργειαν ἴσην μὲ $q \cdot U = 10^6 \text{ eV} = 1 \text{ MeV}$. Ἐὰν ἐφαρμοσθῇ διπλασία τάσις, ἢ ἐὰν τὸ φορτίον εἶναι διπλάσιον (λ.χ. σωματῖα α) καὶ ἡ ἐνέργεια τῶν βλημάτων θὰ διπλασιασθῇ. Ἡ αὔξησις ὅμως τῆς τάσεως κατὰ πολὺ, συναντᾷ μεγάλαν τεχνικὰν δυσκολίαν, διὰ τοῦτο καταφεύγομεν εἰς συνθετωτέρας διατάξεις ἐπιταχύνσεως αἱ ὁποῖαι δίδουν εἰς τὰ σωματῖα ἐπανειλημμένας ὠθήσεις καὶ παρέχουν τελικῶς βλήματα πολὺ

μεγαλυτέρας ἐνεργείας. Αἱ γνωστότεραι ἐπιταχυντικαὶ μηχαναὶ εἶναι τὸ κύκλωτρον, συγχροκύκλωτρον, βήτατρον, σύγχροτρον κ.ἄ.

α') Τὸ **κύκλωτρον** ἀποτελεῖται ἀπὸ κοῖλον μεταλλικὸν κυλινδρικὸν τύμπανον τὸ ὁποῖον ἔχει τμηθῇ εἰς τὸ μέσον (βλ. σχ. 175). Ἐὰν ἐφαρμόσωμεν ἐναλλασσομένην τάσιν εἰς τὰ δύο ἡμίση, θὰ ἐμφανισθῇ ἐναλλασσόμενον πεδίον εἰς τὸ μεταξὺ των διάκενον, ἐνῶ εἰς τὸ ἐσωτερικὸν των δὲν θὰ ὑπάρχῃ πεδίον (κλωβὸς τοῦ Faraday). Ἡ συσκευή εἶναι ἀερόκενος καὶ εὐρίσκεται μεταξὺ τῶν πόλων



Σχ. 175

Κύκλωτρον (ἀρχή)

ἰσχυροῦ ἡλεκτρομαγνήτου δημιουργοῦντος ὁμογενὲς μαγνητικὸν πεδίον μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς $\vec{B}$. Εἰς τὸ κέντρον K τοῦ τυμπάνου παράγονται τὰ πρὸς ἐπιτάχυνσιν φορτισμένα σωμάτια (ἰόντα). Ἡ διάταξις λειτουργεῖ ὡς ἑξῆς: Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τοῦ ἡλεκτρικοῦ πεδίου τοῦ διακένου, τὰ σωμάτια κινοῦνται πρὸς τὸ ἐν ἡλεκτρόδιον εἰσερχόμενα εἰς τὸ κοῖλον του. Ἐκεῖ, ἀπουσία ἡλεκτρικοῦ πεδίου θὰ ἐκινουῦντο εὐθυγράμμως καὶ ὁμαλῶς ἐὰν δὲν ὑπῆρχε τὸ μαγνητικὸν πεδίον. Τοῦτο ὅμως ἀσκεῖ δύναμιν Laplace, ἥτις ἐνεργοῦσα ὡς κεντρομόλος δύναμις, ἐκτρέπει τὰ σωμάτια, τὰ ὁποῖα πλέον διαγράφουν κυκλικὴν τροχίαν ἐπανερχόμενα εἰς τὸ διάκενον. Ἐν τῷ μεταξὺ ὅμως ἡ φορὰ τοῦ ἡλεκτρικοῦ πεδίου τοῦ διακένου ἔχει ἀντιστραφῇ λόγῳ τῆς ἐναλλασσομένης τάσεως καὶ οὕτω τὰ φορτισμένα σωματίδια ἐπιταχύνονται ἐκ νέου, διαγράφοντα νέαν κυκλικὴν τροχίαν μεγαλυτέρας ἀκτίδος, ἐνῶ ἡ περίοδος τῆς περιστροφῆς των παραμένει ἡ αὐτή. Πράγματι, ἔστω m καὶ q ἡ μᾶζα καὶ τὸ φορτίον τῶν σωματίων. Ἐπειδὴ

$$F_{\text{κέντρ}} = F_{\text{Laplace}} \quad \text{ἔχομεν} \quad \frac{mv^2}{r} = q \cdot v \cdot B, \quad \text{ἥτοι ἡ ἀκτίς:}$$

(2)

$$r = \frac{m \cdot v}{B \cdot q}$$

αὐξάνει μετὰ τῆς ταχύτητος. Ἡ περίοδος περιστροφῆς $T = \frac{2\pi r}{v}$ ἢ

(3)

$$T = \frac{2\pi m}{qB}$$

είναι ανεξάρτητος τῆς ταχύτητος. Τοιουτοτρόπως καθ' ἐκάστην μετάβασιν ἐκ τοῦ διακένου ἢ ταχύτης θὰ αὐξάνει καὶ ἡ τροχιά θὰ «ἀνοίγει» μέχρις ὅτου ἡ ἀκτίς της γίνη ἴση μὲ τὴν ἀκτίνα R τοῦ τυμπάνου. ὁπότε τὰ βλήματα ἐκτρέπονται μὲ εἰδικὰ ἡλεκτροδία, πρὸς τὸν στόχον.

Θέτοντες εἰς τὴν (2) R ἀντὶ r καὶ ἐπιλύοντες πρὸς v εὐρίσκομεν τὴν μεγίστην ταχύτητα ποὺ ἔχουν τὰ βλήματα κατὰ τὴν στιγμὴν τῆς ἐξόδου των:

(4)

$$v_{\max} = \frac{q \cdot B \cdot R}{m}$$

Ἄρα, ἡ ταχύτης τῶν βλημάτων τοῦ κυκλότρου εἶναι τόσον μεγαλυτέρα ὅσον ἡ διάμετρος του εἶναι μεγαλυτέρα καὶ ὅσον ἰσχυρότερον εἶναι τὸ μαγνητικὸν πεδίον.

Διὰ τοῦ κυκλότρου ἐπιταχύνονται πρωτόνια λαμβάνοντα ἐνέργειαν ~ 10 MeV, δευτερόνια ~ 20 MeV καὶ σωματῖα $\alpha \sim 40$ MeV.

β') Τὸ **συγχροκύκλοτρον**. Εἰς τὴν ἀνωτέρω ἀνάλυσιν περὶ κυκλότρου, ἡ περίοδος T περιστροφῆς ἐθεωρήθη σταθερὰ πρᾶγμα τὸ ὅποιον δὲν ἀληθεύει, διότι ἀπὸ τινος σημείου καὶ ἔπειτα ἡ μᾶζα αὐξάνει σημαντικῶς μετὰ τῆς ταχύτητος καὶ ὅπως φαίνεται ἐκ τῆς σχέσεως (3) θὰ αὐξάνη καὶ ἡ περίοδος T περιστροφῆς τῶν σωματίων. Μία διάταξις ἀνάλογος πρὸς τὸ κύκλοτρον, εἰς τὴν ὁποίαν ὁμως τὸ ἐναλλασσόμενον ἡλεκτρικὸν πεδίον συγχρονίζεται μὲ τὸν ρυθμὸν περιστροφῆς τῶν σωματίων, καλεῖται **συγχροκύκλοτρον** καὶ διαφέρει ἀπὸ τὸ ἀπλοῦν κύκλοτρον κατὰ τὸ ὅτι, ἀφοῦ δὲν ἔχει σταθερὰν συχνότητα τοῦ ἐναλλασσομένου πεδίου τοῦ διακένου, θὰ παραλαμβάνει μίαν ὁμάδα σωματίων ἐκ τοῦ κέντρου καὶ θὰ τὴν παρακολουθεῖ μέχρι τέλους. Κατόπιν θὰ παραλαμβάνη ἄλλην ὁμάδα κ.ο.κ. Δηλαδή θὰ παρέχῃ βλήματα κατὰ μικρὰς ριπὰς. Ἡ ἐνέργεια ὁμως τῶν βλημάτων δύναται νὰ ὑπερβῇ τὰ 500 MeV.

γ') Τὸ **σύγχροτρον** εἶναι μία ἄλλη διάταξις εἰς τὴν ὁποίαν ἡ μεταβολὴ τῆς μάζης ἀντισταθμίζεται διὰ μεταβολῆς τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου οὕτως ὥστε εἰς τὴν σχέσιν (3) ὁ λόγος m/B νὰ παραμένῃ σταθερὸς ὁπότε καὶ ἡ περίοδος T παραμένει σταθερά. Ἡ

δλη κατασκευὴ διαφέρει τῆς τοῦ κυκλότρου, ἐπιτυγχάνει ὁμως ἐνέργειαν σωματίων, χιλιάδων MeV. Ἐπειδὴ 1000 MeV συμβολίζονται διὰ τῆς νέας μονάδος BeV, ὠρισμένα σύγχροτρα ἀποκαλοῦνται Μπέβα-τρα ἢ καὶ Κόσμοτρα ὅταν ἡ ἐνέργεια τῶν βλημάτων τῶν εἶναι παραπλησία πρὸς τὴν ἐνέργειαν τῶν «κοσμικῶν ἀκτίνων» (βλ. § 127).

α') Τὸ **βήτατρον** εἶναι διάταξις ἐπιταχύνουσα ἠλεκτρόνια. Ἡ ὀνομασία τῆς προέρχεται ἐκ τοῦ ὅτι τὰ ἠλεκτρόνια αὐτὰ λαμβάνουν ταχύτητα τῆς τάξεως τῶν σωματίων β εἶναι δηλαδὴ τεχνηταὶ ἀκτίνες βῆτα. Ἐργάζεται διὰ χρονικῶς μεταβαλλομένου μαγνητικοῦ πεδίου καὶ δίδει βλήματα ἐνεργείας μέχρις 100 MeV.

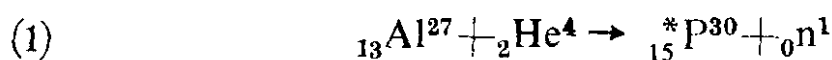
(Ἀσκήσεις: 230, 231)

§ 119. Τεχνητὴ ραδιενέργεια — Ραδιενεργὰ Ἴσότοπα.

— Ἀπὸ ὠρισμένης πυρηνικᾶς ἀντιδράσεως, παράγονται ὡς προϊόντα, ἀσταθεῖς πυρῆνες οἱ ὁποῖοι κατόπιν διασπῶνται σὺν τῇ παρόδῳ τοῦ χρόνου, ἐκπέμποντες «ἀκτινοβολίαν», ὅπως ἀκριβῶς καὶ οἱ φυσικῶς ραδιενεργοὶ πυρῆνες. Τοιαῦτα **τεχνητὰ ραδιενεργὰ στοιχεῖα** δὲν ἀπαντοῦν εἰς τὴν φύσιν (διότι ἔχουν σχετικῶς μικρὸν χρόνον ὑποδιπλασιασμοῦ) καὶ καλοῦνται συνήθως **ραδιενεργὰ ἰσότοπα** (ἢ καὶ ραδιοϊσότοπα) διότι εἶναι ἀσταθῆ ἰσότοπα σταθερῶν στοιχείων. Συμβολίζονται διὰ τῆς προσθήκης ἐνδὸς ἀστερίσκου δηλ. ${}^*_Z X^M$. Οὕτω γράφοντες ${}^{32}_{15}P^*$ δηλοῦμεν ὅτι τὸ ἰσότοπον 32 τοῦ φωσφόρου εἶναι ραδιενεργόν.

Ἡ «ἀκτινοβολία» τῶν τεχνητῶν ραδιενεργῶν στοιχείων, εἶναι δυνατὸν νὰ σύγκριται ἀπὸ σωματῖα α ἢ β καὶ ἀκτίνας γ, ἀλλὰ καὶ ἀπὸ ποζιτρόνια. Τὸ **ποζιτρόνιον** εἶναι στοιχειῶδες σωματίον μὲ φορτίον $+1e$ καὶ μάζαν ἴσην μὲ τὴν μάζαν τοῦ ἠλεκτρονίου, δηλ. εἶναι ἕνα θετικὸν ἠλεκτρόνιον καὶ ὡς ἐκ τούτου συμβολίζεται διὰ $+1e^0$.

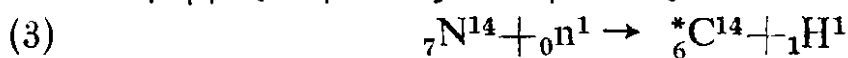
Διὰ πρώτην φορὰν παρεσκευάσθησαν τεχνητὰ ραδιενεργὰ στοιχεῖα ὑπὸ τοῦ ζεύγους Joliot - Curie (Ζολιὸ - Κιουρί). Σήμερον εἶναι γνωστὸς μέγας ἀριθμὸς ραδιενεργῶν ἰσοτόπων. Ἀναφέρομεν τὴν παρασκευὴν ραδιενεργοῦ φωσφόρου διὰ βομβαρδισμοῦ ἀργιλίου ὑπὸ σωματίων α :



Ἐν συνεχείᾳ ὁ ραδιοφωσφόρος διασπᾶται μὲ χρόνον ὑποδιπλασιασμοῦ $T = 15 \text{ min}$ καὶ μεταστοιχειοῦται εἰς πυρίτιον ὑπὸ ἐκπομπὴν ποζιτρονίων συμφώνως πρὸς τὴν:



Μεγάλης σημασίας είναι ὁ ραδιενεργὸς ἄνθραξ ${}^6_{14}\text{C}^*$ ὅστις προκύπτει διὰ βομβαρδισμοῦ ἄζωτου μὲ νετρόνια



Κατόπιν μεταστοιχειοῦται μὲ χρόνον ὑποδιπλασιασμοῦ $T = 5500$ ἔτη πρὸς ἄζωτον ὑπὸ ἐκπομπὴν σωματίων β.



Ἡ *χρῆσις* τῶν ραδιενεργῶν ἰσοτόπων εἶναι σήμερον εὐρυτάτη καὶ ἔχει γενικευθῇ εἰς τὰς περισσοτέρας ἐπιστήμας καθὼς ἐπίσης καὶ εἰς τὴν βιομηχανίαν. Οὕτω, λόγῳ τῆς εὐκολίας μὲ τὴν ὁποίαν ἀνιχνεύονται ἐκ τῆς ραδιενεργείας ποὺ ἐκπέμπουν τὰ ραδιοϊσότοπα χρησιμοποιοῦνται ὡς ἰχνηθέται εἰς πειράματα χημείας, βιολογίας, ἱατρικῆς, ἀρχαιολογίας, γεωλογίας κλπ. (λ.χ. διὰ τὴν ποσοτικὴν ἀνάλυσιν, τὸν προσδιορισμὸν τῆς διαλυτότητος μιᾶς οὐσίας, τὴν παρακολούθησιν τῆς πορείας ἑνὸς στοιχείου εἰς τὸν ὀργανισμόν, τῆς δράσεως διαφόρων φαρμάκων, τὸν προσδιορισμὸν τῆς ἡλικίας τεμαχίων ξύλου ἢ ὑφάσματος ἢ πετρωμάτων καὶ πλείεστας ἄλλας ἐφαρμογὰς).

Ἐξ ἄλλου λόγῳ τῶν ἀκτίνων γ ποὺ ἐκπέμπουν μερικὰ ἐκ τῶν ραδιενεργῶν ἰσοτόπων, χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν ἱατρικὴν ὡς διαγνωστικὰ ἢ καὶ θεραπευτικὰ ὑποκαθιστῶντα πολλάκις τὰς σκληρὰς ἀκτίνας Roentgen (αὐτοακτινογράφησις, διάγνωσις καρκινωμάτων, ἀκτινοβολίαι, ἀναίμακτοι ἐγχειρήσεις κλπ.) ἀλλὰ καὶ εἰς τὴν βιομηχανίαν (λ.χ. διὰ τὴν παρακολούθησιν τῆς φθορᾶς τῶν τριβομένων τμημάτων μηχανῶν, τὸν ἔλεγχον τοῦ πάχους σιδηροταινιῶν, τὴν ἀνίχνευσιν ἐσωτερικῶν ρωγμῶν εἰς μεταλλικὰς κατασκευὰς, τὴν ἐξουδετέρωσιν τῆς ἡλεκτρικῆς φορτίσεως λόγῳ τριβῆς κλπ.).

(Ἀσκήσεις: 232, 233)

§ 120. Ἑλλειμμα μάζης καὶ ἐνέργεια συνδέσεως. — Ἀτομικὴ ἐνέργεια.— α') **Ἑλλειμμα μάζης.** Κατὰ τὴν σύνθεσιν ἑνὸς πυρῆνος, δηλ. κατὰ τὴν συνένωσιν τῶν πρωτονίων καὶ νετρονίων του, ἐπέρχεται ἀπώλεια μάζης (Δm) ἣτις καλεῖται: ἑλλειμμα μάζης αὐτοῦ.

Τοῦτο προκύπτει διὰ συγκρίσεως τῆς μάζης οἰουδήποτε πυρῆνος ($m_{\text{πυρ}}$) πρὸς τὴν μάζαν τὴν ὁποίαν θὰ ἔπρεπε νὰ εἶχεν οὗτος, συμφώνως πρὸς τὴν σύστασίν του ἐκ Z πρωτονίων καὶ N νετρονίων. Διαπιστοῦται δηλ. ὅτι κάθε πυρὴν εἶναι κατὰ τι ἐλαφρότερος τοῦ ἀθροίσματος τῶν μαζῶν τῶν συνιστώντων αὐτὸν σωματίων ἢ ὅτι

(1)

$$m_{\text{πυρ}} = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n) - \Delta m$$

Τὸ ἔλλειμμα αὐτὸ μάζης Δm ἔχει μετατραπῆ εἰς ἐνέργειαν συμφώνως πρὸς «τὴν σχέσιν ἰσοδυναμίας μεταξὺ μάζης καὶ ἐνεργείας» τῆς θεωρίας τῆς σχετικότητος:

$$(2) \quad E = \Delta m \cdot c^2$$

β') **Ἡ μονὰς μάζης amu.** Εἰς τὴν πυρηνικὴν φυσικὴν χρησιμεύεται ὡς μονὰς μετρήσεως τῶν σμικροτάτων μαζῶν τῶν πυρήνων τὸ 1/16 τῆς μάζης τοῦ ατόμου τοῦ ἰσοτόπου τοῦ ὀξυγόνου ${}_8\text{O}^{16}$. Αὕτη καλεῖται **μονὰς ἀτομικῆς μάζης amu** (atomic – mass unit) καὶ εἶναι

$$(3) \quad 1 \text{ amu} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ gr}$$

ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ. Ὡς παράδειγμα τὸν πυρῆνα ἡλίου (${}_2\text{He}^4$) τοῦ ὁποίου ἡ μάζα μετρομένη καταλλήλως εὐρίσκεται ἴση πρὸς $6,644460 \cdot 10^{-24} \text{ gr}$ ἢ ἐκφραζομένη εἰς **μονάδας ἀτομικῆς μάζης (amu)** ἰσοῦται πρὸς 4,00277 amu. Αὕτη θὰ ἔπρεπε (συμφώνως πρὸς τὴν σύστασιν τοῦ πυρήνος ἐκ δύο πρωτονίων καὶ δύο νετρονίων) νὰ εἶναι:

$$2m_p + 2m_n = 2 \cdot 1,00759 + 2 \cdot 1,00898 = 4,03314 \text{ amu}.$$

Ἡ διαφορὰ $\Delta m = 0,03037 \text{ amu}$ ἀποτελεῖ τὸ ἔλλειμμα μάζης καὶ μετατρέπεται εἰς ἐνέργειαν συμφώνως πρὸς τὴν σχέσιν (2). Δηλ.

$$E = 0,03037 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} (3 \cdot 10^{10})^2 \text{ erg} = 45,37 \cdot 10^{-6} \text{ erg}.$$

Ἀλλὰ $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$. Ἀρα ἡ ἐνέργεια E εἰς eV θὰ εἶναι

$$E = \frac{45,37}{1,6} \cdot \frac{10^{-6}}{10^{-12}} = 28,25 \cdot 10^6 \text{ eV} \quad \text{ἢ} \quad E = 28,25 \text{ MeV}.$$

Ἡ ἐνέργεια αὕτη ἐκλύεται κατὰ τὴν σύνθεσιν τοῦ πυρήνος καὶ θὰ ἐλαμβάνετο ἐὰν ὑπῆρχε δυνατότης συνθέσεως τοῦ πυρήνος ἐκ τῶν νουκλεονίων του.

γ') **Ἐνέργεια συνδέσεως.** Ἀντιθέτως διὰ νὰ διασπασθῇ ἓνας πυρῆν εἰς τὰ συνιστῶντα αὐτὸν νουκλεόνια, θὰ πρέπει νὰ δαπανηθῇ μία ποσότης ἐνεργείας καλουμένη ἐνέργεια συνδέσεως, διὰ νὰ ὑπερνικήσῃ τὰς δυνάμεις ποὺ συνδέουν τὰ νουκλεόνια μεταξύ των.

Ἡ προσφερομένη αὕτη ἐνέργεια συνδέσεως ταυτίζεται προφανῶς μὲ τὸ ἔλλειμμα μάζης καὶ οὕτω τὰ προϊόντα τῆς διασπάσεως ἐπανακτοῦν τὴν ἀρχικὴν τῶν ὀλικὴν μάζαν μεγαλυτέραν τῆς τοῦ πυρήνος.

δ') **Ἀτομικὴ ἐνέργεια.** Συμφώνως λοιπὸν πρὸς τ' ἄνωτέρω, ἡ σύνθεσις ἐνὸς σταθεροῦ πυρήνος ἐξ ἀπλῶν νουκλεονίων εἶναι «ἐξώθερμος» πυρηνικὴ ἀντίδρασις (δηλ. συνοδεύεται ἀπὸ ἀποβολὴν ἐνεργείας), ἐνῶ ἡ διάσπασίς του εἰς νουκλεόνια εἶναι «ἐνδόθερμος» πυρηνικὴ ἀντίδρασις (δηλ. ἀπαιτεῖ ἀπορρόφησιν ἐνεργείας).

Ὅσον μεγαλύτερον εἶναι τὸ ἔλλειμμα μάζης ἐνὸς πυρήνος τόσο μικροτέρα θὰ εἶναι ἡ ὀλικὴ ἐνέργεια τὴν ὁποίαν κατέχει· ἀλλ' ἐπειδὴ τοῦτο σημαίνει κατὰστασιν εὐσταθοῦς ἰσορροπίας, τόσο εὐσταθεστε-

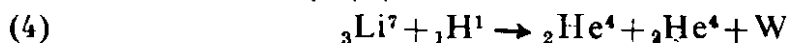
ρος θὰ εἶναι ὁ πυρήν. Ἀντιθέτως οἱ ἀσταθεῖς πυρῆνες ἐμφανίζουν μηδαμινὸν ἔλλειμμα μάζης δηλ. μεγάλην ὀλικὴν ἐνέργειαν, πρᾶγμα ποὺ σημαίνει ἀσταθὴ ἰσορροπίαν καὶ ὥς ἐκ τούτου διασπῶνται αὐτομάτως μεταπίπτοντες εἰς εὐστιαθεστέραν κατάστασιν ὑπὸ σύγχρονον ἀποβολὴν ἐνεργείας.

Ἀποβολὴν ἐνεργείας ἔχομεν ἐπίσης εἰς ἓνα μεγάλο πλῆθος πυρηνικῶν ἀντιδράσεων εἰς τὰς ὁποίας ἡ ἐνσωμάτωσις τοῦ βλήματος προκαλεῖ ἀστάθειαν καὶ πτώσιν εἰς νέους εὐνοϊκοὺς πυρήνας ἔχοντας ὀλικὴν μάζαν μικροτέραν τῶν ἀντιδρώντων. Τὸ ἀντίστοιχον ἔλλειμμα μάζης ἀποβάλλεται εἰς ἐνέργεια (βλ. § 121).

Ἡ ἐνέργεια ἡ ὁποία προκύπτει δαπάναις τῆς μάζης τοῦ πυρήνος καλεῖται *ἀτομικὴ ἐνέργεια* (ἢ πυρηνικὴ ἐνέργεια). Ἐκλύεται ὑπὸ μορφήν φωτονίων καὶ κινητικῆς ἐνεργείας τῶν προϊόντων, τελικῶς ὅμως μετατρέπεται εἰς θερμότητα.

Κατὰ τ' ἀνωτέρω αἱ ἐξισώσεις τῶν πυρηνικῶν ἀντιδράσεων πρέπει νὰ συμπληροῦνται διὰ τῆς ἀναγραφῆς τῆς ἐκλυομένης ἢ ἀπορροφωμένης ἐνεργείας.

ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ. Γράφομεν



Διὰ τὴν εὐρεσιν τῆς ἐκλυομένης W εὐρίσκομεν τὸ ἄθροισμα τῶν μαζῶν τοῦ πρώτου μέλους: $7,01653 + 1,00759 = 8,02412 \text{ amu}$. Κατόπιν, τοῦ δευτέρου μέλους: $4,00277 + 4,00277 = 8,00554 \text{ amu}$. Δι' ἀφαίρεσιν προκύπτει τὸ ἔλλειμμα μάζης:

$$\Delta m = 0,01858 \text{ amu} = 1,858 \cdot 10^{-24} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ gr} = 3,08428 \cdot 10^{-26} \text{ gr}.$$

Μετατρέποντες τὴν μάζαν αὐτὴν εἰς ἐνέργειαν κατὰ τὴν σχέσιν (2) λαμβάνομεν τελικῶς:

$$W = 3,08428 \cdot 10^{-26} \cdot 9 \cdot 10^{20} \text{ erg} = 27,76 \cdot 10^{-6} \text{ erg} = 17,4 \text{ MeV}.$$

(Ἀσκήσεις: 234, 235)

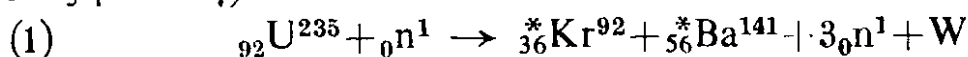
§ 121. Σχάσις τῶν πυρῆνων — Ἀλυσιδωταὶ ἀντιδράσεις.— Ἐνῶ εἰς τὰς συνήθεις πυρηνικὰς ἀντιδράσεις λαμβάνομεν ὥς προϊόντα ἓν στοιχειῶδες σωματίον καὶ τὸν ὑπόλοιπον πυρῆνα, ὑπάρχουν ἄλλαι κατὰ τὰς ὁποίας ἡ διάσπασις ὁδηγεῖ εἰς δύο μικροτέρους πυρήνας καὶ μερικὰ νετρόνια.

Μία τοιαύτη διάσπασις τοῦ πυρήνος εἰς δύο μεγάλα τμήματα, καλεῖται *σχάσις τοῦ πυρήνος* καὶ τὰ προϊόντα τῆς δὲν εἶναι πάντοτε τὰ αὐτὰ διότι πρόκειται περὶ τυχαίας θραύσεως δυναμένης νὰ γίνη κατὰ πολλοὺς τρόπους ἐξ ὧν πιθανότεραι ἀποδεικνύονται ἐκεῖνοι καθ' ὃς τὰ θραύσματα ἔχουν μάζας περίπου ἴσας. Κατὰ τὴν σχάσιν ἡ ἐγκλεισμένη ἐνέργεια εἶναι πολὺ μεγάλη (φθάνει ἕως 200 MeV).

Σχάσιν δύναται νὰ ὑποστοῦν οἱ περὶ τὸ τέλος τοῦ περιοδικοῦ συστήματος πυρῆνες. Ὡς παράδειγμα ἀναφέρομεν τὴν μεγάλῃς σημασίαν σχάσιν τοῦ ἰσοτόπου U^{235} τοῦ οὐρανίου. Πράγματι, ἐκ τῶν τριῶν ἰσοτόπων τοῦ οὐρανίου ἐμφανιζομένων εἰς τὴν φύσιν ὑπὸ τὴν ἀναλογίαν :

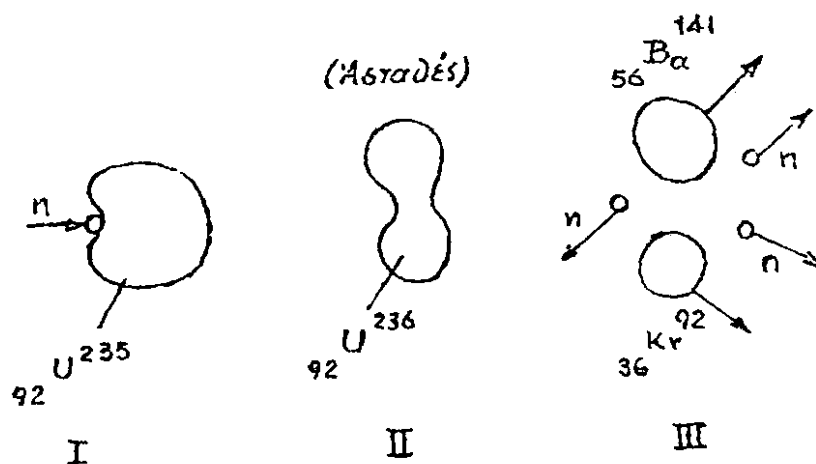
$$\begin{array}{ccc} {}_{92}U^{238} & {}_{92}U^{235} & {}_{92}U^{234} \\ 99,274\% & 0,720\% & 0,006\% \end{array}$$

μόνον τὸ U^{235} δύναται νὰ ὑποστῇ σχάσιν, προσβαλλόμενον μὲ βραδέα νετρόνια. Ἐνας ἐκ τῶν δυνατῶν τρόπων σχάσεως φαίνεται εἰς τὴν κατωτέρω ἀντίδρασιν καὶ παρέχει ὡς προϊόντα ραδιενεργοὺς πυρῆνας Kr καὶ Ba (οἱ ὅποιοι διασπῶνται σὺν τῷ χρόνῳ ἐκπέμποντες ἀκτίνες β καὶ γ).



ὅπου τὸ $W \simeq 200 \text{ MeV}$.

Παραστατικῶς ἡ σχάσις φαίνεται εἰς τὸ σχ. 176. Τὰ προκύπτοντα



Σχ. 176

Τρεῖς διαδοχικαὶ φάσεις τῆς σχάσεως τοῦ πυρῆνος U^{235}

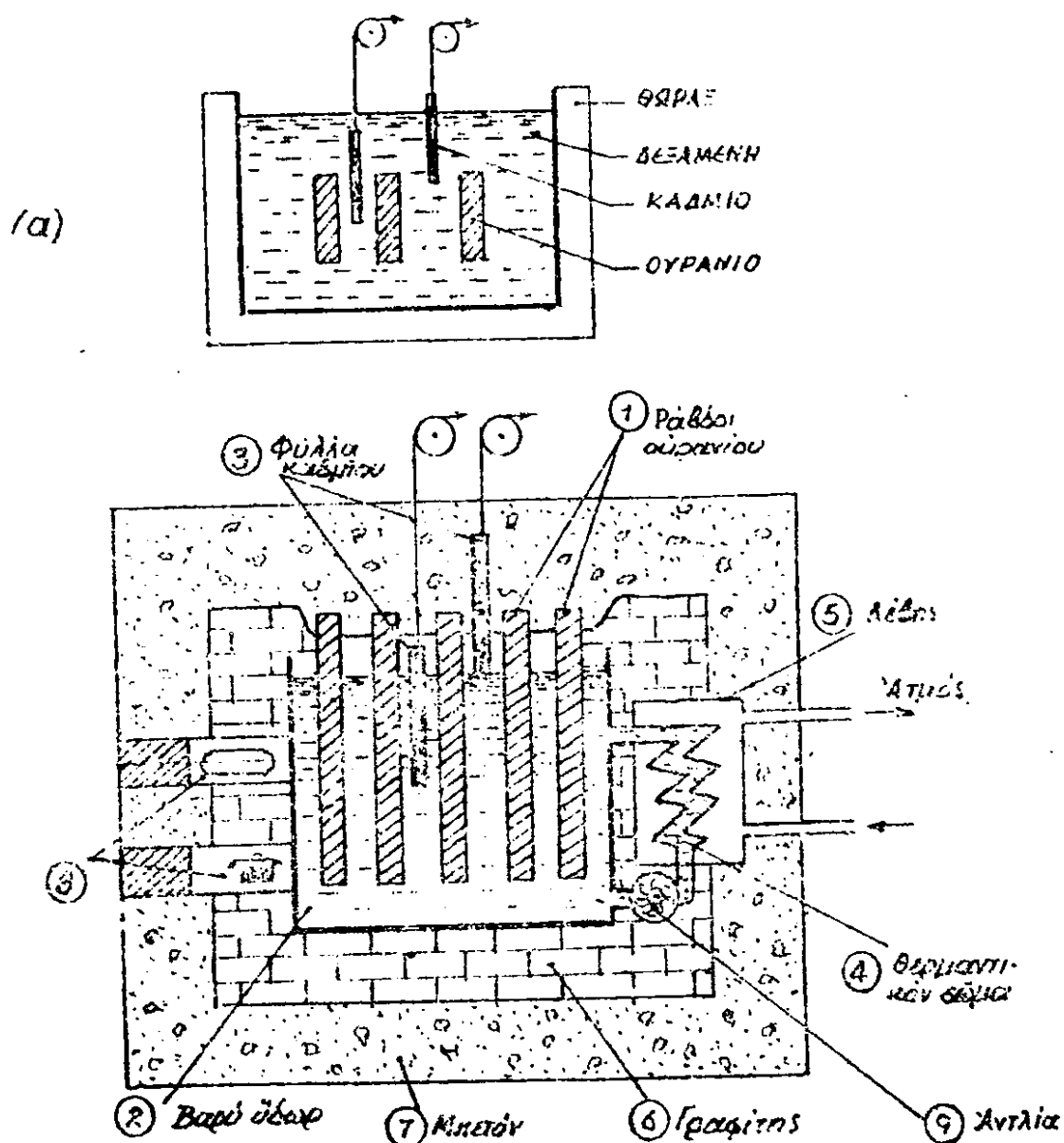
ἐξ ἐκάστης σχάσεως δευτερογενῇ νετρόνια δύνανται ὑπὸ ὠρισμένας συνθήκας νὰ προκαλέσουν καὶ αὐτὰ νέας σχάσεις πυρήνων U^{235} ὁπότε ἡ ἀντίδρασις αὐτοσυντηρεῖται καλουμένη *ἀλυσιδωτὴ ἀντίδρασις* καὶ συνοδεύεται ἀπὸ ἐκκυσιν ἐνεργείας. Πρὸς τοῦτο ὁμως θὰ πρέπει α') τὰ νετρόνια νὰ καταστοῦν βραδέα (τοῦτο ἐπιτυγχάνεται δι' «ἐπιβραδυντοῦ») καὶ β') τὰ νετρόνια νὰ μὴ διαφεύγουν ἔξω τοῦ σχασίμου ὑλικοῦ καὶ νὰ μὴ ἀπορροφῶνται ἀπὸ μὴ σχάσιμον ὑλικόν. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται διὰ καθαρισμοῦ τοῦ οὐρανίου ἀπὸ ἄλλας προσμίξεις καὶ δι' αὐξήσεως τῆς μάζης του πέραν μιᾶς κρισίμου τιμῆς, ἡ ὁποία ἀποτελεῖ τὴν ἐλαχίστην δυνατὴν μᾶζαν διὰ τὴν ἀπαρχὴν ἀλυσιδωτῆς ἀντιδράσεως καὶ καλεῖται *κρισίμος μᾶζα*.

Εἰς μίαν ἀλυσιδωτὴν ἀντίδρασιν ὁρίζομεν ὥς «συντελεστικὴν πολλαπλασιασμοῦ» k , τὸ πηλίκον τοῦ πλήθους τῶν νέων νετρονίων πρὸς τὸ πλήθος τῶν προηγουμένων ἐξ ὧν ἐδημιουργήθησαν. Διακρίνομεν τρεῖς περιπτώσεις: α') Ἐὰν $k < 1$, ἡ ἀλυσιδωτὴ ἀντίδρασις θὰ «σβύσῃ» μετὰ παρέλευσιν ὀρισμένου χρόνου. β') Ἐὰν $k = 1$, τὸ πλήθος τῶν διασπάσεων δὲν θὰ αὐξάνῃ οὔτε θὰ ἐλαττοῦται, ἀλλὰ θὰ παραμένει σταθερόν, συντηρουμένης τῆς ἀντιδράσεως ὑπὸ ἐκλυσιν σταθεροῦς ἰσχύος (βλ. ἀτομικὴ στήλη). Τέλος γ') Ἐὰν $k > 1$, τὸ πλήθος τῶν διασπάσεων θὰ αὐξάνῃ ταχέως καθὼς καὶ ἡ ἐκλυομένη ἰσχύς, ὅποτε τείνομεν πρὸς ἔκρηξιν (βλ. ἀτομικὴ βόμβα).

Ἐφαρμογαὶ τῆς ἀτομικῆς ἐνεργείας

§ 122. Ἀτομικὸς ἀντιδραστήρ ἢ ἀτομικὴ στήλη.—

Ἀποτελεῖ ἐφαρμογὴν ρυθμιζομένης ἀλυσιδωτῆς ἀντιδράσεως. Ὑπάρχουν διάφοροι τύποι ἀντιδραστήρων. Περιγράφομεν τὸν τύπον «κολυμβητικῆς δεξαμενῆς» (βλ. σχ. 177).

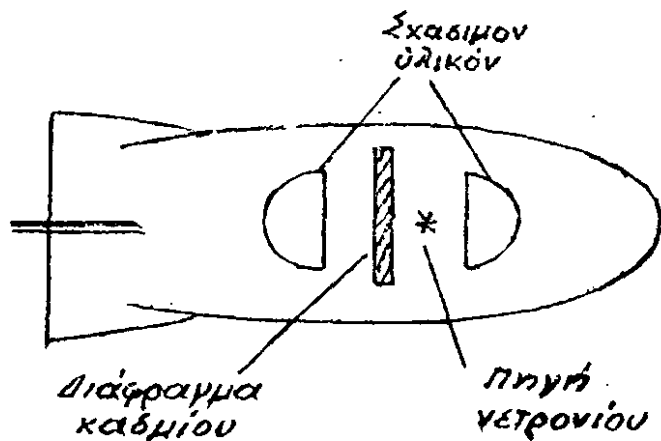


Σχ. 177

Ἀτομικὸς ἀντιδραστήρ (α) ἀρχή, (β) λεπτομέρειαι

Ἀποτελεῖται ἀπὸ ράβδους οὐρανίου (1) μὲ ὀλικὴν μᾶζαν μεγαλυτέραν τῆς κρισίμου, βυθισμένας ἐντὸς ποσότητος βαρέως ὕδατος (2), τὸ ὁποῖον δρᾷ ὡς «ἐπιβραδυντὴς» τῶν νετρονίων. Μεταξὺ τῶν ράβδων περιεμβάλλονται φύλλα καδμίου (3) τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν ἱκανότητα νὰ ἀπορροφῶν νετρόνια. Τὰ φύλλα αὐτὰ βυθίζονται δι' ἑνὸς αὐτομάτου συστήματος ἐλέγχου, τόσον ὅσον χρειάζεται διὰ νὰ παρεμποδίσουν τὸν συντελεστὴν πολλαπλασιασμοῦ k νὰ ὑπερβῇ τὴν μονάδα καὶ νὰ ὑπάρξῃ κίνδυνος τήξεως τοῦ ἀντιδραστήρος ἢ ἐκρήξεως, ρυθμίζουν δὲ καὶ τὴν ταχύτητα ἀντιδράσεως, ἀναλόγως τῆς ἰσχύος ποὺ ἐπιδιώκομεν. Ἡ ἐκλυομένη ἐνέργεια θερμαίνει τὸ βαρὺ ὕδωρ εἰς ὑψηλὴν θερμοκρασίαν, τοῦτο δὲ διοχετεύεται εἰς τὰς σωληνώσεις θερμοαντικυκλῶν σώματος (4) εὗρισκομένου ἐντὸς λέβητος (5) περιέχοντος ὕδωρ τὸ ὁποῖον αἰμοποιεῖται καὶ δύναται νὰ κινήσῃ ἀτμοστρόβιλον συνδεδεμένον μὲ τὸν ἄξονα ἡλεκτρικῆς γεννητρίας. Πρέπει νὰ τονισθῇ ὅτι τὸ βαρὺ ὕδωρ τῆς δεξαμενῆς ὡς περιέχον διάφορα ραδιενεργὰ θραύσματα τῆς σχάσεως εἶναι ἐξαιρετικῶς ἐπικίνδυνον. Τὸ ὅλον σύστημα περιβάλλεται ἀπὸ γραφίτην (6) ὅστις χρησιμεύει διὰ νὰ ἀνακλᾷ πρὸς τὸ ἐσωτερικὸν τὰ νετρόνια ποὺ θὰ διέφευγαν καὶ τὸ ὅλον περιβάλλεται ἀπὸ παχὺ τοίχωμα σκυροκονιάματος (μπετόν) (7) διὰ νὰ ἀπορροφᾷ τὴν ἰσχυροτάτην ἀκτινοβολίαν ἣ ὁποία εἶναι ἐξαιρετικῶς ἐπικίνδυνος. Ἐντὸς καταλλήλων κοιλοτήτων (8) τίθενται πλησίον τοῦ σχασίμου ὑλικοῦ διάφορα ὑλικά διὰ νὰ βομβαρδισθοῦν καὶ νὰ παρασκευασθοῦν ραδιοϊσότοπα, καθὼς καὶ ἀπαριθμηταὶ Geiger καὶ ἄλλα ὄργανα διὰ τὸν αὐτοέλεγχον τῆς ταχύτητος τῆς ἀντιδράσεως. (Ἐσκήσεις: 236)

§ 123. Ἀτομικὴ βόμβα. — Ἀποτελεῖ ἐφαρμογὴν ἐλευθέρως ἀλυσιδωτῆς ἀντιδράσεως. Σύγκειται ἐκ δύο τεμαχίων σχασίμου ὑλικοῦ ἕκαστον τῶν ὁποίων εἶναι μικρότερον τῆς κρισίμου μάζης, ἡ ὀλικὴ ὅμως μᾶζα εἶναι μεγαλυτέρα τῆς κρισίμου. Μεταξὺ τῶν ὑπάρχει πηγὴ νετρονίων (βλ. σχ. 178). Αὕτη θὰ προεκάλεῖ ἀπυρρῆν ἀλυσιδωτῆς ἀντιδράσεως μὲ $k \gg 1$, ἐὰν τὰ δύο τμήματα δὲν ἐχωρίζοντο διὰ διαφράγματος ἐκ καδμίου ἀπορροφῶντος τὰ νετρόνια.



Σχ 178

Ἀτομικὴ βόμβα (ἀρχή)

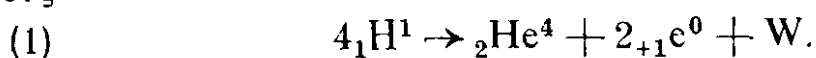
Δι' ἀφαιρέσεως τοῦ διαφράγματος καὶ προσεγγίσεως τῶν δύο τμημάτων ἐπέρχεται ἔκρηξις τεραστίας ἰσχύος μὲ καταστρεπτικὰ ἀποτελέσματα ἄμεσα καὶ ἔμμεσα. Ἡ ἄμεσος καταστρεπτικὴ δρᾷσις τῆς ἀτομικῆς βόμβας εἶναι σύνθετος καὶ ὀφείλεται α') εἰς τὴν τεραστίαν ἔκλυσιν θερμότητος (ἡ θερμοκρασία εἰς τὸ κέντρον ἀνέρχεται εἰς πολλὰ ἑκατομμύρια βαθμούς', β') εἰς τὴν τεραστίαν ὑπερπίεσιν (ἀνερχομένην εἰς ἑκατομμύρια ἀτμοσφαιρῶν) καὶ γ') εἰς τὴν ἰσχυροτάτην ἀκτινοβολίαν, κυρίως θερμικὴν καὶ γ.

Τὰ ἔμμεσα ἀποτελέσματα ὀφείλονται εἰς τὸ ὅτι τὰ προϊόντα τῆς σχάσεως εἶναι ραδιενεργὰ προκαλοῦντα «μόλυνσιν» εἰς μεγάλην ἔκτασιν περὶ τὴν ἔκρηξιν, ἥτις καθιστᾷ ἀδύνατον τὴν ἐκεῖ διαβίωσιν ἢ προσέγγισιν τοῦ ἀνθρώπου διὰ μακρὸν χρόνον.

(᾽Ασκησις : 237)

§ 124. Προέλευσις τῆς ἀστρικῆς ἐνεργείας — Θερμοπυρηνικαὶ ἀντιδράσεις.—Ἡ τεραστία ἐνέργεια ἡ ὁποία ἀκτινοβολεῖται ἀπὸ τοὺς διαφόρους ἀστέρας ἐπὶ ἑκατομμύρια αἰῶνας εἶναι «ἀτομικὴ ἐνέργεια» δηλ. προκύπτει δαπάναις τῆς μάξης τῶν ἀστέρων αὐτῶν κατὰ τὴν διάρκειαν καταλλήλων πυρηνικῶν ἀντιδράσεων. Αἱ ἀντιδράσεις αὗται ἀνήκουν εἰς μίαν νέαν κατηγορίαν καθ' ἣν ἑλαφροὶ πυρῆνες «συντήκονται» πρὸς σχηματισμὸν βαρυτέρων πυρηνῶν, ἐμφανιζομένου ἐλλείμματος μάξης τὸ ὁποῖον μετατρέπεται εἰς ἐνέργειαν ἥτις ἀκτινοβολεῖται (βλ. § 117). Διὰ νὰ πραγματοποιηθῇ ἡ συνένωσις αὕτη ἀπαιτοῦνται μεγάλαι ταχύτητες τῶν σωματίων ἢ ὑψηλαὶ θερμοκρασίαι καὶ ὥς ἐκ τούτου αἱ *συντήξεις* αὗται καλοῦνται *θερμοπυρηνικαὶ ἀντιδράσεις*.

Οἱ ἀστροφυσικοὶ διεπίστωσαν ὅτι πράγματι οἱ περισσότεροι ἀστέρες σύγκεινται κατὰ μέγα μέρος ἀπὸ πυρῆνας ὕδρογόνου οἱ ὁποῖοι ὑπὸ τὴν ὑψηλὴν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν ἥτις ἐπικρατεῖ εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τῶν ἀστέρων, «συντήκονται» πρὸς σχηματισμὸν βαρυτέρων πυρηνῶν. Ἐπὶ τοῦ Ἡλίου μας τελεῖται λ.χ. ἡ θερμοπυρηνικὴ ἀντίδρασις :

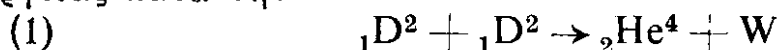


Δηλ. ὁ Ἥλιος διὰ νὰ συντηρήσῃ τὴν ἀκτινοβολίαν του «καίει» ὕδρογόνον πρὸς ἥλιον ὑπὸ σύγχρονον ἀπώλειαν μάξης. Ὑπολογίζεται ὅτι ὁ Ἥλιος χάνει τοιοῦτοτρόπως περὶ τὰ 4,5 ἑκατομμύρια τόνους ἀνὰ sec. Ἡ μάζα αὕτη ὅμως εἶναι ἀσήμαντος ἐὰν συγκριθῇ μὲ τὴν τεραστίαν μάζαν τοῦ Ἡλίου.

Ἀνάλογα συμβαίνουν καὶ εἰς τοὺς ἄλλους ἀστέρας.

(ἘΑσκησις 238)

§ 125. Βόμβα ὑδρογόνου — Εἰρηνικὴ χρῆσις τῶν θερμοπυρηνικῶν ἀντιδράσεων.— Διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν καὶ ἐπὶ τῆς γῆς θερμοπυρηνικὰς ἀντιδράσεις ἔχομεν ἀνάγκην λίαν ὑψηλῶν θερμοκρασιῶν καὶ μεγάλων πιέσεων. Αἱ συνθῆκαι αὗται ἐξασφαλίζονται διὰ μιᾶς συνήθους ἀτομικῆς βόμβας. Αὕτη ἐκρηγνυομένη λ.χ. εἰς ἀτμόσφαιραν βαρέος ὑδρογόνου (${}_1D^2$) δύναται νὰ χρησιμεύσῃ ὡς ἔναυσμα μιᾶς θερμοπυρηνικῆς συντήξεως ἐκλυούσης τεράστια ποσὰ ἐνεργείας κατὰ τὴν



Τὸ ὅλον σύστημα χαρακτηρίζεται ὡς **βόμβα ὑδρογόνου** καὶ ἔχει ἐξαιρετικῶς μεγάλην ἐκρηκτικὴν ἱκανότητα.

Ἀξιοσημεῖωτον εἶναι ὅτι ἐν ἀντιθέσει πρὸς τὰς συνήθεις ἀτομικὰς βόμβας (οὐρανίου, πλουτωνίου) ἡ βόμβα ὑδρογόνου ἀντλεῖ τὴν ἐνέργειάν της ὅχι ἀπὸ σχάσιν ἀλλ' ἀπὸ σύντηξιν πυρήνων.

Δυστυχῶς μέχρι σήμερον ὅδεν ἔχει ἐπιτευχθῆ ὁ ἔλεγχος τῶν θερμοπυρηνικῶν ἀντιδράσεων καὶ τοῦτο λόγῳ τοῦ τεχνικῶς ἀδυνάτου νὰ διατηρηθῇ συνεχῶς ἡ ἀπαιτουμένη τεραστία θερμοκρασία, ἐφ' ὅσον οὐδὲν ὑλικὸν δύναται νὰ ἀνθέξῃ εἰς αὐτὴν καὶ ὅλα ἐξατμίζονται. Πλείστοι ὁμως ἐπιστήμονες ἀσχολοῦνται μὲ τὸ σοβαρότατον αὐτὸ πρόβλημα ἢ λύσις τοῦ ὁποίου θὰ δώσῃ εἰς τὸν ἄνθρωπον πολὺτιμον πηγὴν ἐνεργείας. Πρέπει νὰ τονισθῇ ἰδιαιτέρως ὅτι αἱ συντήξεις δὲν παρέχουν ραδιενεργὰ ἰσότοπα δηλ. δὲν ἐκπέμπουν ἐπικινδύνους ἀκτινοβολίας καὶ ἐπομένως πλεονεκτοῦν ἐμφανῶς ὡς εἰρηνικαὶ ἐνεργειακαὶ πηγαί.

(ἘΑσκησις: 239)

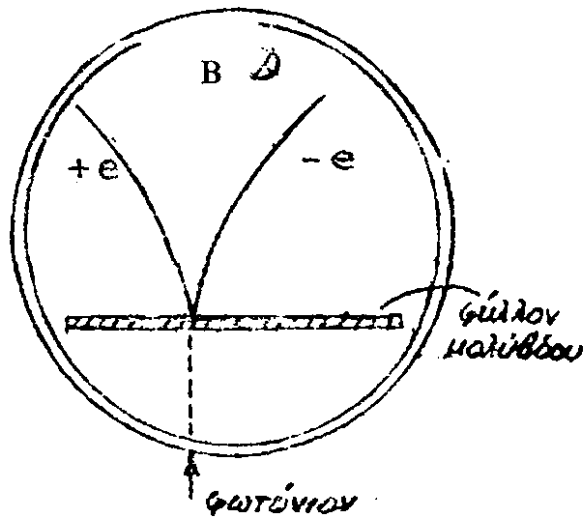
§ 126. Ἐξαϋλῶσις καὶ ὑλοποίησις (Δίδυμος γένεσις).— Τὰ δύο φαινόμενα τὰ ὁποῖα περιγράφονται κατωτέρω εἶναι «ἀντίστροφα» τὸ ἐν ὡς πρὸς τὸ ἄλλο καὶ ἀποτελοῦν μίαν ἐπὶ πλέον ἐπαλήθευσιν τοῦ τύπου $E=mc^2$ τῆς θεωρίας τῆς σχετικότητος. Κατὰ τὸ πρῶτον ἐξ αὐτῶν ἔχομεν μετατροπὴν μάζης εἰς ἐνέργειαν, ἐνῶ κατὰ τὸ δεύτερον μετατροπὴν ἐνεργείας εἰς μάζαν, γεγονός σπανιώτερον εἰς τὴν φύσιν.

α') **Ἐξαϋλῶσις** Τὸ ποζιτρόνιον (${}_+1e^0$) τὸ ὁποῖον ἐγνώρισαμεν εἰς τὴν § 119 εἶναι συνήθως βραχύβιον διότι συναντῶμενον μὲ ἓνα ἡλεκτρόνιον, συσσωματοῦται μετ' αὐτοῦ καὶ ἀμέσως ἐξαφανίζονται ἀμφότερα, ἐνῶ ἡ μάζα των ($2me$) μετατρέπεται εἰς ἐνέργειαν ἢ ὁποία ἐκπέμπεται ὑπὸ μορφὴν δύο φωτονίων καταλλήλου ἐνεργείας. Λέγομεν τότε ὅτι τὰ ὑλικά σωμάτια ἐξαϋλώθησαν καὶ τὸ φαινόμενον ὀνομάζεται **ἐξαϋλῶσις**. Ἐπειδὴ ἡ μάζα ἐκάστου ἡλεκτρονίου (ἢ ποζιτρονίου), ἀντιστοιχεῖ (κατὰ τὸν τύπον $E=mc^2$) εἰς ἐνέργειαν 0,5 MeV, θὰ

πρέπει καὶ ἡ ἐνέργεια ἐκάστου τῶν δύο προκυπτόντων φωτονίων νὰ εἶναι ἐπὶ σὴς 0,5 MeV ἢ ὀλίγον μεγαλύτερα ἐὰν τὰ σωματῖα κατεῖχον προηγουμένως κινητικὴν ἐνέργειαν. Τοῦτο ἀκριβῶς καὶ ἐπαληθεύεται.

β) Ὑλοποίησης φωτονίου — Δίδυμος γένεσις. Ἀντιστρόφως πρὸς τὸ ἀνωτέρω ὅταν ἓνα φωτόνιον ἐνεργείας μεγαλύτερας, τοῦ 1 MeV προσκρούσῃ ἐπὶ ἐνὸς ἀτόμου εἶναι δυνατόν νὰ ἐξαφανισθῇ ἐνῶ συγχρόνως γεννῶνται ἐξ αὐτοῦ ἓνα ἠλεκτρόνιον καὶ ἓνα ποζιτρόνιον. Λέγομεν τότε ὅτι ἡ ἐνέργεια τοῦ φωτονίου μετετρέπη εἰς ὕλην δηλ. ἔχομεν ὕλοποίησιν τῆς ἐνεργείας τοῦ φωτονίου. Ἡ γένεσις τῶν δύο σωματίων καλεῖται δίδυμος γένεσις καὶ παρίσταται εἰς τὸ σχ. 179.

Ἡ καμπύλῳσις τῶν τροχιῶν ὀφείλεται εἰς κάθετον μαγνητικὸν πεδίου. Ἡ τροχιά τοῦ φωτονίου δὲν διακρίνεται, αἱ δὲ καμπυλώσεις εἶναι ἀντίθετοι λόγῳ τοῦ ἑτερονύμου φορτίου τῶν σωματίων. Ἡ ταχύτης τῶν σωματίων θὰ ἐξαρτηθῇ ἀπὸ τὸ κατὰ πόσον ἡ ἐνέργεια τοῦ φωτονίου ὑπερκαλύπτει τὸ 1 MeV ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ νὰ παρῇ τοῦν αἱ μᾶζαι τῶν σωματίων.



Σχ. 179.

("Άσκησις 240)

Φωτογραφία θαλάμου Wilson κατὰ τὴν στιγμὴν διδύμου γένεσεως.

§ 127. Κοσμικὴ ἀκτινοβολία. — Καλοῦμεν *κοσμικὴν ἀκτινοβολίαν* μίαν ἐξαιρετικῶς διεισδυτικὴν ἀκτινοβολίαν ἐξωγήινου προελεύσεως συγκειμένην ἐκ σωματίων καὶ φωτονίων, μεγίστης ἐνεργείας

Ἀκριβέστερον χωρίζεται εἰς *πρωτογενῆ* κοσμικὴν ἀκτινοβολίαν ἡ ὁποία προέρχεται ἐκ τοῦ κοσμικοῦ διαστήματος συγκειμένη ἀπὸ πρωτόνια τεραστίας ἐνεργείας (1 ἕως 10^8 BeV) καὶ εἰς *δευτερογενῆ* ἡ ὁποία δημιουργεῖται ἐκ τῆς πρωτογενοῦς ὡς ἐξῆς: Τὸ πρωτογενὲς νετρόνιον βομβαρδίζει τὰ ἄτομα τῆς ἀτμοσφαίρας τῆς γῆς καὶ προκαλεῖ πυρηνικὴν ἀντίδρασιν τῆς ὁποίας τὰ βλήματα βομβαρδίζουν καὶ αὐτὰ τὸν ἀέρα προκαλοῦντα νέας πυρηνικὰς ἀντιδράσεις κ.ο.κ. Οὕτω ἡ δευτερογενὴς κοσμικὴ ἀκτινοβολία συνίσταται ἀπὸ ποικιλίαν σωματίων (λ.χ. πρωτόνια, ἠλεκτρόνια, ποζιτρόνια, μεσόνια*) ἀλλὰ καὶ φωτόνια γ ἐξαιρετικῶς ὑψηλῆς ἐνεργείας.

Ἡ κοσμικὴ ἀκτινοβολία αὐξάνει μετὰ τοῦ ὕψους καὶ τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὴν προέλευσίν της ἐκ τοῦ ἔξω τῆς γῆς κοσμικοῦ διαστήματος.

* Ἡτοι σωματῖα μάζης μεταξὺ τῆς μάζης ἠλεκτρονίου καὶ πρωτονίου, φορτισμένα μὲ + ἢ — ἢ ἀφόρτιστα. Πρῶτος ὁ Yukawa προέβλεψε θεωρητικῶς τὴν ὕπαρξιν των καὶ κατόπιν διεπιστώθησαν πειραματικῶς.

τος. Ἐπίσης αὐξάνει ὅσον πλησιάζομεν εἰς τοὺς πόλους καὶ τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὴν ἐκτροπὴν τῆς ὑπὸ τοῦ γηίνου μαγνητικοῦ πεδίου. Εἰς τὴν μεγάλην των ἐνέργειαν αἱ κοσμικαὶ ἀκτίνες ὀφείλουν τὸ ὅτι δύνανται νὰ διαπεράσουν ἀκόμα καὶ μολύβδινον τοῖχον μεγάλου πάχους ἢ νὰ φθάνουν εἰς μέγα βάθος ὑπὸ τὴν γῆν, ἐγένετο δὲ σκέψις ἐκμεταλλεύσεώς των ὡς πηγῆς ἐνεργείας.

§ 128. Κυματομηχανικὴ — Ὑλικά κύματα.— Ἐξ ὅλων τῶν γνωστῶν φαινομένων καὶ πειραμάτων κατελήξαμεν εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ ἠλεκτρομαγνητικὴ ἀκτινοβολία συμπεριφέρεται εἰς ἄλλας μὲν περιπτώσεις ὡς κύμανσις, εἰς ἄλλας δὲ ὡς ρυθμωτὰ σωμάτια (φωτονία) (βλ. § 106). Μάλιστα ἐκ τῆς σχέσεως $h\nu = mc^2$ ἥτις συνδέει τὴν συχνότητα καὶ τὴν μάζαν ἐνὸς φωτονίου, δυνάμεθα νὰ λάβωμεν τὸ μῆκος κύματος αὐτοῦ.

Ὁ Louis de Broglie πρῶτος ἐσκέφθη νὰ ἀποδόσῃ καὶ εἰς τὴν ὕλην τὴν διπλὴν ὑπόστασιν «σωματίου καὶ κύματος» καὶ πράγματι κατώρθωσε νὰ ἀποδείξῃ θεωρητικῶς ὅτι κάθε σωματίον μάζης m κινούμενον μὲ μίαν ταχύτητα v ἰσοδυναμεῖ μὲ ἓνα ὑλικὸν κύμα τὸ ὁποῖον ἔχει μῆκος κύματος λ ἴσον πρὸς

(1)

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad \text{Μῆκος κύματος de Broglie}$$

ὅπου h εἶναι καὶ πάλιν ἡ σταθερὰ δράσεως τοῦ Planck.

Ἡ ἀποψις περὶ κυματικῆς συμπεριφορᾶς τῆς ὕλης ἔχει ἐπαληθευθῇ καὶ πειραματικῶς διὰ τῆς διαπιστώσεως καὶ εἰς τὴν ὕλην φαινομένων τινῶν (λ.χ. περίθλασις ἠλεκτρονίων κ.ἄ.) τὰ ὁποῖα ἐμφανίζονται μόνον ὑπὸ τῶν κυμάτων.

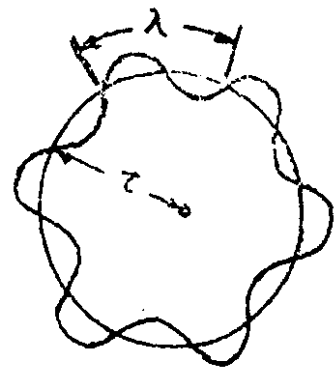
Ἡ Κυματομηχανικὴ μελετᾷ ἀκριβῶς τὰς κυματικὰς ιδιότητας τῆς ὕλης καὶ ἀσχολεῖται μὲ τὸν ὑπολογισμὸν τῶν χαρακτηριστικῶν τοῦ ὑλικοῦ κύματος.

Ἡ νοοτροπία περὶ ὑλικοῦ κύματος ἐφαρμοζομένη διὰ τὸ ἠλεκτρόνιον τοῦ ἀτόμου, δύνανται νὰ ὀδηγήσῃ εὐκόλως εἰς τὴν 1ην συνθήκην τοῦ Bohr ὡς ἐξῆς: Ἐν τὸ μῆκος τῆς κυκλικῆς τροχιάς πού διαγράφει τὸ ἠλεκτρόνιον εἶναι ἀκέραιον πολλαπλάσιον τοῦ μήκους λ τοῦ ὑλικοῦ κύματος τοῦ ἠλεκτρονίου, ἡ κατάστασις εἶναι εὐνοϊκὴ διὰ τὴν συντήρησιν τοῦ κύματος ὡς φαίνεται εἰς τὸ σχ. 180 καὶ ἡ τροχιά αὕτη εἶναι ἐπιτροπευμένη διὰ τὸ ἠλεκτρόνιον. Πρέπει δηλαδὴ

Μῆκος περιφέρειας = $2\pi \cdot r = n \cdot \lambda$
ὅπου n ἀκέραιος.

Ἀντικαθιστῶντες τὸ λ ἐκ τῆς (1) καὶ ἐκτελοῦντες τὰς πράξεις λαμβάνομεν: $mu\tau = n \frac{h}{2\pi}$ ἥτοι τὴν 1ην συνθήκην τοῦ Bohr.

Ἡ κυματομηχανικὴ ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι θεωρία γενικωτέρα τῆς κβαντικῆς θεωρίας.



Σχ. 180.

Διὰ νὰ εἶναι δυνατόν νὰ κινεῖται τὸ ἠλεκτρόνιον τοῦ ἀτόμου ἐπὶ μιᾶς τροχιάς θὰ πρέπει τὸ μῆκος τῆς νὰ εἶναι ἀκέραιον πολλαπλάσιον τοῦ λ .