

ΧΗΜΙΚΑ ΧΡΟΝΙΚΑ

ΜΗΝΙΑΙΟΝ ΕΠΙΣΗΜΟΝ ΟΡΓΑΝΟΝ ΤΗΣ ΕΝΩΣΕΩΣ ΤΩΝ ΕΛΛΗΝΩΝ ΧΗΜΙΚΩΝ

Διοικητική 'Επιτροπή: Ι. Ν. Ζαγανιάρης, Ι. Δ. Κανδήλης, Α. Δ. Σαραντίτης, Χ. Α. Στεριόπουλος, Ν. Σ. Καρνής

Η ΣΥΓΚΡΟΤΗΣΙΣ ΤΟΥ ΑΤΟΜΟΥ

Υπό τοῦ κ. ΚΩΝΣΤ. Δ. ΖΕΓΓΕΛΗ, Μέλους τῆς Ἀκαδημίας
Τακτ. καθηγητοῦ τῆς Ἀνοργάνου Χημείας ἐν τῷ Πανεπιστημίῳ Ἀθηνῶν

Γ΄.

1. Τὸ πρότυπον τοῦ Ράδερφορδ.

Ἡ ἀπόσπασις ἠλεκτρονίων ἐκ τῶν ἀτόμων τῆς ὕλης, ἐπιτυγχανομένη κατὰ διαφόρους, ὡς γνωστόν, τρόπους, φέρει εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι ταῦτα ἀποτελοῦν συστατικὰ στοιχεῖα παντὸς ἀτόμου. Μετὰ τὴν ἀπόσπασιν ἠλεκτρονίων ἐκ τινος ἀτόμου, ἀπομένει τοῦτο θετικῶς ἠλεκτρισμένον, τοῦτέστι λαμβάνει τὴν μορφήν ἰόντος κατέχοντος περίπου τὴν ὅλην μάζαν· δηλαδὴ τὴν μάζαν τοῦ ἀτόμου ἠλαττωμένην κατὰ τὴν μάζαν τοῦ ἢ τῶν ἐκβληθέντων ἠλεκτρονίων, ἦτοι κατὰ $\frac{1}{1847}$ τῆς μάζης ἀτόμου ὑδρογόνου δι' ἕκαστον ἐκβληθὲν ἠλεκτρόνιον.

Οὕτω εἰς τὴν ἀπλουστάτην τῶν περιπτώσεων, τοῦ ἐνὸς ἀτόμου ὑδρογόνου, τοῦτο θ' ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓν ἠλεκτρόνιον καὶ ἓν ἰὸν ὑδρογόνου H^+ . Τοῦτο ὠνόμασαν πρωτόνιον. Ἡ μάζα τοῦ ἀτόμου τοῦ ὑδρογόνου εἶναι 1,0078, τοῦ ἀρνητικοῦ ἠλεκτρονίου 0,0005, ἐπομένως τοῦ πρωτονίου 1,0078—0,0005 ἦτοι 1,0073.

Τὸ πρῶτον βῆμα θεωρίας περὶ τῆς ἐσωτερικῆς συγκροτήσεως τῶν ἀτόμων ἐκ θετικῶν καὶ ἀρνητικῶν σωματιδίων εἶχε κάμει ὁ J. J. Thomson (1904). Οὗτος ὑπέθεσε τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ ἀτόμου ὡς ἀποτελοῦν διάχυτον σφαῖραν ὁμογενῆ καὶ ἀδιαπεραστον, ἴσην τὸν ὄγκον πρὸς τὸν ἀτομικὸν ὄγκον τοῦ στοιχείου καὶ εἰς τὸ νέφος τοῦτο τοῦ θετικοῦ φορτίου οἰοῦναι αἰωρούμενα τὰ ἠλεκτρόνια ἐν ἠλεκτρικῇ ἰσορροπίᾳ καὶ ἀκολουθοῦντα τὸν νόμον τοῦ Coulomb. Ταῦτα πάλιν καθ' ὅσον τὸ ἀτομ. βῆρος τοῦ στοιχείου ἠῤῥξανε διατεθειμένα κατὰ ὁμοκέντρους ζώνας.

Διὰ τοῦ προτύπου τούτου, οὐχ ἦττον, πολλὰ γεγονότα καὶ ἰδίως πειράματα βραδύτερον γινόμενα δὲν ἠδύναντο νὰ ἐρμηνευθῶσι.

Αἱ σημεριναὶ ἀντιλήψεις περὶ συγκροτήσεως τοῦ ἀτόμου στηρίζονται εἰς τὸ πρότυπον τοῦ Ράδερφορδ. Τοῦτο ἐπροτάθη παρ' αὐτοῦ κατόπιν πολλῶν μετρήσεων τὰς ὁποίας ἔκαμε παρακολουθῶν τὰς ἀποκλίσεις ἅς ὑφίστανται αἱ ἀκτῖνες α βαλλόμεναι κατὰ τῶν ἀτόμων διαφόρων στοιχείων.

Ἡδη ὁ Lenard εἶχε βεβαιώσει πειραματι-

κῶς ὅτι τὰ ἄτομα τὰ ὁποῖα θεωροῦνται ἀδιαπέραστα δι' ὑλικῶν σωματίων εἶναι σχεδὸν τελείως διαπερατὰ ὑπὸ τῶν ἠλεκτρονίων. Ἐντεῦθεν ἤχθη εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι τὸ ἄτομον, παρ' ὅλον τὸ ἀδιάρρηκτον κέλυφος ἀπὸ τὸ ὁποῖον ἐθεωρεῖτο περατούμενον, μόνον ὅσον ἀφορᾷ τὸ ἐκπροσωποῦν τὸ ὅλον σχεδὸν τῆς μάζης αὐτοῦ θετικὸν φορτίον εἶναι ἀδιαπέραστον. Κατὰ τὰ λοιπὰ ἀποτελεῖ ἓν τεράστιον, ὡς πρὸς τὸν σχετικὸν χῶρον εἰς τὸν ὁποῖον συγκεντροῦται τὸ θετικὸν φορτίον, κενόν, ἐν ᾧ περιλαμβάνονται τὰ ἠλεκτρόνια.

Κατὰ τὸν Ράδερφορδ τὸ θετικὸν φορτίον συγκεντροῦται ἐπίσης ἐν ἐλαχίστῳ χῶρῳ, περὶ αὐτὸ δὲ εἰς σχετικῶς μεγίστας ἀποστάσεις¹⁾ περιφέρονται εἰς τροχιάς τὰ ἠλεκτρόνια, τόσα τὸν ἀριθμὸν ὅσος καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν θετικῶν φορτίων τοῦ πυρήνος (ἀτομικὸς ἀριθμὸς).

Ἐνταῦθα πρέπει νὰ παρατηρήσωμεν ὅτι προκειμένου περὶ τοῦ ἀτομικοῦ μικροκόσμου αἱ ἀντιλήψεις μας περὶ κενοῦ ἅς ἔχομεν ἐκ τοῦ μακροκόσμου δὲν δύνανται νὰ εἶναι αἱ αὐταί. Δὲν εἶναι δυνατόν νὰ δεχθῶμεν μίαν σφαῖραν ἐκ σιδήρου λ.χ. ὡς ἀποτελομένην ἐξ ὀλοκλήρου σχεδὸν ἀπὸ ἀσήμαντα ὑπομικροσκοπικὰ σίγλακα ἠλεκτρικῶν φορτίων καὶ νὰ ὀνομάσωμεν, ὑπὸ τὴν εἰθισμένην εἰς ἡμᾶς ἀντίληψιν, κενὸν τὸν ἀδιάρρηκτον χῶρον εἰς τὸν ὁποῖον συγκεντροῦνται κολοσσιαίας ἠλεκτρικῆς καὶ κινητικῆς ἐνεργείας ποσά, δημιουργοῦντα περὶ αὐτὰ ἠλεκτρικὰ καὶ μαγνητικὰ πεδία καὶ συγκροτοῦντα ἓν ὅλον πλανητικὸν σύστημα μεμονωμένον καὶ ἀδιάρρηκτον, σταθερώτερον δὲ καὶ τοῦ ἡλιακοῦ.

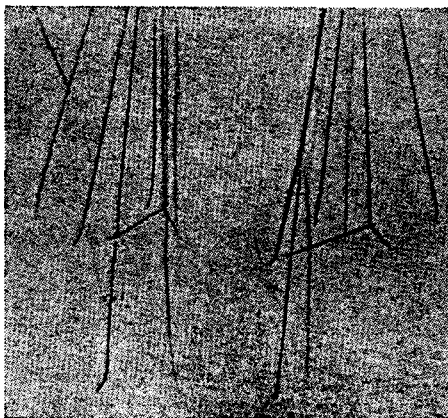
Εἰς τὴν κατασκευὴν τοῦ προτύπου αὐτοῦ ὁ Ράδερφορδ ἤχθη πειραματιζόμενος οὐχὶ δι' ἠλεκτρονίων, ἀλλὰ διὰ βλημάτων πολὺ βαρυτέρων, τῶν ἀκτίνων α, τὰς ὁποίας κατ' ἀρχὰς ἔβαλλε κατὰ λεπτῶν φύλλων ἐξ ἀργιλίου. Κατὰ τὰ πειράματα ταῦτα, ἐρευνῶν τὴν πορείαν τῶν βλημάτων διὰ τοῦ θαλάμου Οὐίλσον ἢ καὶ τοῦ σπινθηροσκοπίου, ἐβεβαιώθη ὅτι ὄντως αἱ ἀκτῖνες α, αἵτινες ὡς γνωστὸν προέρχονται ἐκ τῆς

1) Ἡ διάμετρος ἐνὸς ἀτόμου ὑπολογίζεται τάξεως 10^{-8} ἐκ., ἐνὸς ἠλεκτρονίου 10^{-13} ἐκ., τοῦ πυρήνος τοῦ H τὸ πολὺ $2 \cdot 10^{-13}$ ἐκ., τοῦ χρυσοῦ τὸ πολὺ $3 \cdot 10^{-12}$ κ.λ.

έκσπάσεως ἐξ ἐκάστου ἀτόμου ἡλίου δύο ἠλεκτρονίων καὶ εἶναι ἐπομένως ἴοντα ἡλίου, τὰ κληθέντα ἡλιόνια, διέρχονται διὰ τῶν ἀπειρῶν ὑλικῶν μορίων τῶν ἀποτελοῦντων τὸ πάχος τοῦ λεπτοῦ φύλλου τοῦ ἀργιλλίου, ὑφιστάμενα ὅλως ἀσήμαντον παρέκκλισιν.

Ἡ τοιαύτη ἀνενόητος σχεδὸν δίοδος εἶναι φυσικὰ ἀδύνατον νὰ γίνη διὰ μέσου τῶν μεταξὺ τῆς ἀπειρίας τῶν παρεντεθειμένων ἀτόμων κενῶν, ἀλλ' ἀκριβῶς ὅπως καὶ εἰς τὰ ἠλεκτρόνια γίνεται διὰ μέσου τοῦ κενοῦ ἐκάστου ἀτόμου, κενοῦ ὅπως εἴπομεν τεραστίως μεγαλύτερον τὸν χώρον πρὸς τὸν κατεχόμενον ὑπὸ τῶν ἠλεκτρικῶν μονάδων, αἵτινες ἀποτελοῦν τὸ ἄτομον.

Αἱ μικραὶ παρεκκλίσεις, τὰς ὁποίας ἔδειξε τὸ πείραμα, ὀφείλονται εἰς συναντήσεις κυρίως μὲ τὰ ἠλεκτρικὰ πεδία τῶν ἠλεκτρονίων, εἶναι δὲ ἀσήμαντοι δεδομένου ὅτι ἡ μᾶζα τῶν ἡλιονίων εἶναι 7.500 φορές μεγαλύτερα τῆς τῶν ἠλεκτρονίων ($4 : \frac{1}{1847}$).



Σχ. 1.

Σύγκρουσις σωματιδίου α πρὸς τὸν πυρήνα ἀτόμου ὀξυγόνου καὶ ἀπόκλισις αὐτοῦ κατὰ 76%.

Εἰς ἐλαχίστας περιπτώσεις ὅμως (1 : 10.000 περίπου) παρετήρησεν ἀποκλίσεις ἀποτόμους, μεγάλας, ἰδίως εἰς πειραματισμοὺς μὲ βρέα ἄτομα μετάλλων, ὑπερβαινούσας τὰς 90 μοίρας καὶ μὴ δυναμένας νὰ ἐξηγηθῶσι κατὰ τὸν αὐτὸν τρόπον (σχ. 1). Εἰς τὰς σπανίας περιπτώσεις ταύτας, πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν ὁποίων συμφωνεῖ καὶ ὁ ὑπολογισμὸς τῶν πιθανοτήτων, πρόκειται περὶ διόδου τῶν σωματιῶν α ἴσως ἐγγὺς τῶν πυρήνων, ὅτε, ὅπως συμβαίνει καὶ ὅταν κομήτης διευθύνεται πρὸς τὸν ἥλιον, ὑφίστανται μεγάλην ἀπόκλισιν καὶ μάλιστα τόσον μεγαλύτεραν ὅσον μεγαλύτερον τὸ ἀτομικὸν βᾶρος καὶ συνεπῶς μεγαλύτερον τὸ θετικὸν φορτίον τοῦ πυρήνος.

Ἐντεῦθεν ἐκ σειρᾶς πολλῶν πειραμάτων δύναται νὰ προσδιορισθῇ τὸ θετικὸν φορτίον

τοῦ πυρήνος, ὅπερ εἶναι αὐτὸς οὗτος ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς τοῦ στοιχείου.

Τὰ πειράματα τοῦ Ράδερφορντ ἐπανελάβε τελειοποιήσας ὁ μαθητὴς αὐτοῦ Chadwick ἐπὶ φύλλων λευκοχρύσου, ἀργύρου καὶ χαλκοῦ μετ' ἐξῆχου ἀκριβείας. Δι' αὐτῶν ἐπεκυρώθησαν αἱ θεωρητικαὶ προβλέψεις τοῦ Ράδερφορντ τόσον ὅσον ἀφορᾷ τὸν προσδιορισμὸν, διὰ τῆς μεθόδου ταύτης, τοῦ φορτίου τοῦ πυρήνος, ὡς καὶ ὅσον ἀφορᾷ τὴν ἐν τῷ κέντρῳ θέσιν τοῦ πυρήνος, ἐν ἐλαχίστῳ χώρῳ περιωρισμένου καὶ εἰς μακροτάτην σχετικῶς θέσιν ἀπὸ τῶν ἠλεκτρονίων. Ἄν ταῦτα εὐρίσκοντο ἐγγύτερον πρὸς τὸν πυρήνα, αἱ ἄνω ἀποκλίσεις τῶν σωματιῶν α τῶν ἐγγύτατα πρὸς αὐτὸν φερομένων θὰ εἶχον ἐπηρεασθῆ πῶς καὶ ὑπὸ τῶν ἀρνητικῶν φορτίων τῶν ἠλεκτρονίων, τοῦθ' ὅπερ δὲν παρετηρήθη.

2. Ὁ μικρόκοσμος τοῦ Bohr.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω πειραμάτων διεμορφώθη τὸ πρότυπον τοῦ ἀτόμου κατὰ Ράδερφορντ. Ἡ περαιτέρω ἔρευνα τῶν συνθηκῶν, αἵτινες ἀπαιτοῦνται διὰ τὴν σταθερότητα τοῦ ἀτομικοῦ τούτου συγκροτήματος, γεννᾷ διαφόρους ἀπορίας.

Ἐκ τῶν πρώτων γεννᾶται ἡ ἀπορία πῶς τὰ περιβάλλοντα ἠλεκτρόνια δὲν πίπτουν ἐπὶ τοῦ πυρήνος, ἀντιθέτως καὶ ἰσχυρότατα ἠλεκτρισμένου; Ποία δύναμις τὰ συγκρατεῖ; Ἐξ ἀναλογίας πρὸς τὸ πλανητικὸν σύστημα θὰ δεχθῶμεν ὅτι ἡ δύναμις αὕτη εἶναι ἡ φυγόκεντρος, ὅτι τοῦτέστι τὰ ἠλεκτρόνια περιφερόμενα μετ' ἐξαιρετικῶς μεγάλης ταχύτητος περὶ τὸν πυρήνα ἀναπτύσσουν ἀνάλογον φυγόκεντρον δύναμιν.

Ἡ ὑπόθεσις αὕτη ἀνεπτύχθη καὶ ἐστηρίχθη μαθηματικῶς ὑπὸ τοῦ Bohr εἰς τὴν ἀπλουστέρα ἰδέαν τῶν περιπτώσεων, τοῦ ὕδρογόνου.

Ἄλλ' ἰδοὺ ὅτι γεννᾶται δευτέρα σοβαρώτερα ἀπορία. Κατὰ τοὺς νόμους τῆς ἠλεκτροδυναμικῆς τὰ ἐν περιφορᾷ ἠλεκτρόνια ἀποτελοῦν ἓνα ἠλεκτρικὸν ταλαντωτὴν (oscillator), ὅστις οὕτω πῶς, μετὰ τοῦ πυρήνος, ἐμφανίζεται ὡς μία μικροσκοπικὴ κεραία (antenne), ἡ ὁποία ὀφείλει ν' ἀκτινοβολῇ ἐνέργειαν ὑπὸ μορφήν ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων. Οὕτω κατὰ τοὺς νόμους τῆς ἠλεκτροδυναμικῆς (Maxwell) τὰ ἠλεκτρόνια, χάνοντα διαρκῶς ἐνέργειαν εἰς βᾶρος τῆς κινητικῆς τῶν ἐνεργειᾶς, ἔπρεπε συνεχῶς νὰ περιφέρωνται εἰς μικρότερας τροχιάς καὶ ταχύτατα (ἐντὸς ἐνός 10^{-8} δευτερολέπτου) νὰ πέσουν ἐπὶ τοῦ πυρήνος.

Ἄλλη λύσις τῆς ἀπορίας ταύτης δὲν μένει ἀπὸ τὴν παραδοχὴν ὅτι εἰς τὸν μικρόκοσμον τοῦ ἀτόμου, ἔνθα εἰς ἐλάχιστον χώρον εὐρίσκονται συγκεντρωμένα κολοσσιαῖα ποσὰ ἐνεργείας καὶ τὰ ἠλεκτρικὰ φορτία ἐμφοροῦνται ὑπὸ μεγίστης κινητικῆς ἐνεργείας, οἱ νόμοι

τῆς ἠλεκτροδυναμικῆς ὑφίστανται παρέκκλισιν. Ὅποια αὕτη; Ὁ Bohr, ὅστις ἔθεσε τὰς πρώτας βάσεις τῆς καλουμένης κ β α ν τ ο μ η χ α ν ι κ ῆ ς (1912), κατάρθωσε νὰ λύσῃ ἐπιτυχῶς τὸ πρόβλημα τῆς σταθερότητος τῶν τροχιῶν διὰ τῆς εἰσαγωγῆς τῆς ὑποθέσεως τοῦ Planck, συμφωνῶν πρὸς τὴν ὁποῖαν αἱ φασματικαὶ γραμμαὶ ὀφείλονται εἰς ταλαντώσεις ἠλεκτρομαγνητικᾶς ὀρισμένης συχνότητος καθ' ἃς μόνον ποσὰ ἐνεργείας ἀκέραια πολλαπλάσια τοῦ κβάντου ἐνεργείας ἢν εἶναι δυνατόν εἴτε ν' ἀκτινοβολῶνται εἴτε ν' ἀπορροφῶνται καὶ ὄχι οἰαδήποτε ὡς θὰ ἐδέχετο ἡ κλασσικὴ θεωρία.

Ὁ Bohr πρὸς ἐξήγησιν τῆς σταθερότητος τῶν τροχιῶν, ἐπὶ τῇ βάσει ταύτῃ τῶν ἀρχῶν τῆς κβαντομηχανικῆς εἰσάγει δύο τολμηρὰ ἀρχὰς.

Πρῶτῃ ἀρχῇ: Ἐκ τῶν ἀπειρῶν τροχιῶν τῶν ὁποίων τὴν δυνατότητα δέχεται τόσον ἡ κλασσικὴ μηχανικὴ ὅσον καὶ ἡ θεωρία τῆς σχετικότητος θεωρεῖ μόνον ὀρισμένας ἐκ τούτων ὡς εὐσταθεῖς, τουτέστι μὴ παρεχούσας ἀκτινοβολίαν, τὰς ὁποίας ὠνόμασε κ β α ν τ ι κ ᾶ ς.

Τὸ μῆκος τῶν τροχιῶν τούτων $2\pi a$ πρέπει νὰ εἶναι ἀκέραιον πολλαπλάσιον τοῦ μήκους κύματος $\frac{h}{mv}$ τοῦ ἠλεκτρονίου τὸ ὁποῖον τὸ διατρέχει (Broglie). Τουτέστι χωρεῖ κάτι ἀνάλογον πρὸς τοὺς νόμους τῆς ἀκουστικῆς ἐπὶ τῶν παλλομένων χορδῶν ἢ ἠχητικῶν σωλῆνων καὶ οἱ ὅροι τῆς εὐσταθείας τῶν ἠλεκτρονίων εἰς τὰς κβαντικὰς τροχιάς φαίνονται οὕτω πῶς αὗτοι συντονισμοὶ τῆς παλμικῆς δονήσεως αὐτῶν πρὸς τὸ μῆκος τῆς τροχιάς.

Ἡ ἀκτίς τοιαύτης τροχιάς εἶνε

$$r = n^2 \frac{1}{4\pi^2} \frac{h}{Ze^2 m} \quad (1)$$

ἔνθα n ἀκέραιός τις ἀριθμὸς, ὁ κληθεὶς κβαντικὸς, καὶ Z τὸ φορτίον τοῦ πυρήνος. Ἐκ τῆς ἐξισώσεως ταύτης προκύπτει ὅτι αἱ ἀκτίνες τῶν εὐσταθῶν τροχιῶν (κβαντικῶν) εἶναι ἀνάλογοι πρὸς τὰ τετράγωνα τῶν διαδοχικῶν ἀκεραίων ἀριθμῶν ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Διὰ τὸ ὕδρογόνον, τοῦ ὁποίου τὸ ἄτομον ἀποτελεῖται ἀπὸ τὸν πυρήνα καὶ ἓν ἠλεκτρόνιον, ὁ Bohr δέχεται ὅτι ὑπὸ κανονικᾶς συνθήκας τοῦτο περιφέρεται εἰς τὴν μικροτέραν τῶν δυνατῶν τροχιῶν, ἥτοι ἔχει κβαντικὸν ἀριθμὸν $n = 1$.

Τὸ πείραμα ἐδικαίωσε τὸν Bohr. Ὁ ὑπολογισμὸς τῆς χαρακτηριστικῆς ἐνεργείας ἐκάστης καταστάσεως ἐπὶ τῇ βάσει τῆς κ β α ν τ ο μ η χ α ν ι κ ῆ ς συμφωνεῖ ἀκριβῶς πρὸς τὰς συχνότητας τῶν φασματικῶν γραμμῶν τοῦ ὕδρογόνου τόσον τοῦ Balmer (διὰ τὸ ὄρατὸν φάσμα), ὅσον καὶ τοῦ Lyman (ὑπεριώδεις) καὶ τοῦ Paschen (θερμικᾶς). Οὕτω ὁ Bohr διὰ τῆς εἰσαγωγῆς τῆς σταθερᾶς h , ἀνεξαρτήτως τῆς ἀκτινοβολίας, ὡς μονάδος ἐνεργείας εἰς τὸν μηχανισμόν τῆς ἐσωτερικῆς κατασκευῆς

τοῦ ἀτόμου, ἔδωσε εἰς αὐτὴν σταθερότητα μὴ δυναμένην νὰ πραγματοποιηθῇ ἐπὶ τῇ βάσει τῆς κλασσικῆς μηχανικῆς.

Παρὰ τὸ αὐθαίρετον τῆς θεωρίας αὕτη οὐ μόνον ὑπῆρξε τὸ θεμέλιον ἐφ' οὗ ἐστηρίχθη ἡ ἔρευνα τοῦ μηχανισμοῦ τοῦ συστήματος, πυρὴν —στάθμαι ἐνεργείας τοῦ ἀτόμου, ἀλλ' ἐκυρώθη βραδύτερον ὡς γεγονός διὰ τῶν νέων κβαντικῶν θεωριῶν (κυματομηχανικῆς, κβαντομηχανικῆς).

Δεύτερᾳ ἀρχῇ. Ἐκπομπὴ ἢ ἀπορρόφησης ἀκτινοβολίας συμβαίνει τότε μόνον, ὅταν τὸ ἠλεκτρόνιον μετατοπίζεται ἀπὸ πλουσιωτέραν εἰς ἐνέργειαν τροχιῶν (μεγαλυτέραν) εἰς πτωχότεραν καὶ ἀντιστρόφως.

Ἡ διαφορά ἐνεργείας μεταξὺ δύο κβαντικῶν τροχιῶν εἶναι ἴση πρὸς τὸ γινόμενον τῆς συχνότητος ἐπὶ τὴν σταθερὰν τοῦ Planck

$$e_1 - e_2 = h\nu \quad (2)$$

Ἄτομόν τι θεωρεῖται ἐν διεγέρσει ὅταν εὐρίσκεται εἰς ἀπωτέραν —μειζονος ἐνεργείας— τῆς κανονικῆς αὐτοῦ τροχιάς. Ἡ ἐνέργεια ἥτις ἀπαιτεῖται ἵνα διεγερθῇ ἄτομόν τι καὶ ἐκσφενδονισθῇ εἰς ἀπωτέραν τροχιάν, πρὸς ὀρισμένην ἀκτινοβολίαν, δύναται νὰ ὑπολογισθῇ καὶ ἐκ τῶν ὑπολογισμῶν τούτων διεπιστώθη ἡ ἀκρίβεια τῆς ἀνωτέρω ἐξισώσεως.

3. Συγκρότησις τοῦ ἀτόμου τοῦ ὕδρογόνου. Φασματικαὶ γραμμαί.

Ἀνέκαθεν ὁ σχηματισμὸς τῶν ραβδώσεων τοῦ φάσματος ἐξηγήθη ὡς ἀποτέλεσμα ἠλεκτρομαγνητικῶν κραδασμῶν τῶν ἀτόμων τοῦ φωτοβολούντος στοιχείου.

Τὸ πλήθος τῶν φασματικῶν γραμμῶν ἔφερε εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι τὰ ἄτομα συνίστανται ἐκ μικροτέρων μονάδων, αἵτινες ἐκάστη γίνονται πηγὴ ἠλεκτρομαγνητικῶν κραδασμῶν καὶ παράγουν φῶς. Ἡ ἐξήγησις αὕτη ἐκυρώθη καὶ ἐκ τῶν μεταβολῶν αἵτινες ἐπέρχονται εἰς τὸ φάσμα ὅταν ἐπὶ τοῦ φωτοβολούντος σώματος ἐπιδρᾷ μαγνητικὸν πεδίου (ἀποτέλεσμα Zeemann) ἢ ἠλεκτρικὸν (ἀποτέλεσμα Stark). Αἱ ραβδώσεις τοῦ φάσματος τοῦ ὕδρογόνου εὐρέθη ὅτι παρὰ τὸ φαινομενικῶς ἀκανόνιστον δύνανται νὰ καθορισθῶσιν ὑπὸ τοῦ ὑπὸ τοῦ Balmer εὐρεθέντος ἐμπειρικοῦ τύπου (1885)

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3)$$

ἔνθα λ τὸ μῆκος κύματος ἐκάστης γραμμῆς, $n=3$ διὰ τὴν πρώτην γραμμὴν $H\alpha$ τοῦ φάσματος τοῦ ὕδρογόνου, 4, 5... διὰ τὰς ἐπομένους $H\beta$, $H\gamma$ κ.λ. καὶ R σταθερὰ προσδιορισθεῖσα μετ' ἀκρίβειας μέχρι καὶ τοῦ ἔκτου ψηφίου, ἴση μὲ 109677,7 ἐκμ⁻¹ ἢ στρογγυλότερον 1,09.10⁶.

Ἡ σύμπτωσις τοῦ τύπου τούτου πρὸς τὰ πειραματικὰ δεδομένα εἶναι πλήρης. Οὕτω διὰ τὰς πρώτας τέσσαρας γραμμάς τοῦ H ἐλήφθησαν οἱ ἐξῆς ἀριθμοὶ τοῦ μήκους κύματος εἰς \AA :

	H α (n=3)	H β (n=4)	H γ (n=5)	H δ (n=6)
λ ἐκ παρατηρήσεως	6562,30	4861,33	4340,47	4101,74
λ ἐξ ὑπολογισμοῦ	6562,80	4861,38	4340,51	4101,78

ἔνθα Ἄ μονάδες Ångström (=10⁻⁸ ἐκ.).

Τὸ ὑδρογόνον ἐκτός τῶν ραβδώσεων τοῦ φωτεινοῦ φάσματος παρέχει τοιαύτας καὶ εἰς τὸ ὑπεριώδες (σειρὰ Lyman) ὡς καὶ τὸ ὑπερύθρον (σειρὰ Paschen).

Εἰς ἀμφοτέρως ἐφαρμόζονται ἀνάλογοι τύποι μετὰ τὴν αὐτὴν ἀκριβῶς σταθερὰν καὶ διάφορους τιμὰς τοῦ n.

Καὶ οἱ τρεῖς τύποι δύνανται νὰ συμπυκνωθῶσιν εἰς τὸν γενικὸν τύπον

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right)$$

ἔνθα n₁ καὶ n₂ ἀκέραιοι ἀριθμοὶ καὶ n₁ > n₂.

Ἡ τελεία σύμπτωσης τῶν πειραματικῶν δεδομένων πρὸς τὸν ἐμπειρικὸν τοῦτον τύπον, δι' ὅλας τὰς περιοχὰς τοῦ φάσματος τοῦ ὑδρογόνου, ἀποδεικνύει ὅτι ἡ παρουσιαζομένη συμφωνία πειράματος καὶ ἐμπειρικοῦ τύπου ἔχει βαθεύταραν τινὰ ἐπιστημονικὴν βάσιν.

Ταύτην κατῳρίωσε νῦν ἀποκαλύψῃ ὁ Bohr ὑπολογίζων τὴν ἐνέργειαν τὴν ὁποῖαν χρειάζεται ἐν ἠλεκτρονίον διὰ νὰ προωθηθῇ εἰς ἀνωτέραν τροχίαν.

Τὸ μοναδικὸν ἠλεκτρόνιον τοῦ ὑδρογόνου, τὸ ὁποῖον δύνανται ἄνευ ἀκτινοβολίας νὰ περιφέρεται εἰς τροχιάς τῶν ὁποίων αἱ ἀκτίνες ἔχουν, κατὰ τὴν θεωρίαν τοῦ Bohr, ὡς οἱ ἀριθμοὶ 1² : 2² : 3² κ.λ., κανονικῶς περιφέρεται εἰς τὴν ἐσωτάτην τροχίαν (n=1), καθ' ὅσον εἰς ταύτην κατέχει τὸ ἐλάχιστον τῆς ἐνέργειας. Ἐστὼ ὅτι δι' ἐπιδράσεως φωτεινῆς ἀκτίνος μεταβαίνει, δι' ἀπορροφῆσεως τῆς ἐνέργειας τοῦ προσπίπτοντος φωτονίου, ἀπὸ τῆς τροχιάς 1 εἰς τὴν τροχίαν 3. Ἡ συχνότης τοῦ φωτεινοῦ κύματος τὸ ὁποῖον τὸ ἐξεσφενδύονεν εἰς τὴν 3ην τροχίαν εἶναι κατὰ τὰ ἀνωτέρω (2)

$$\nu = \frac{e_3 - e_1}{h} \quad (4)$$

Ἡ ἐνέργεια εἰς ἐκάστην περιφερομένου ἠλεκτρονίου εἶναι τὸ ἄθροισμα δύο ἐνεργειῶν, τῆς κινητικῆς καὶ τῆς δυναμικῆς ἐνέργειας :

$$e = e_k + e_p$$

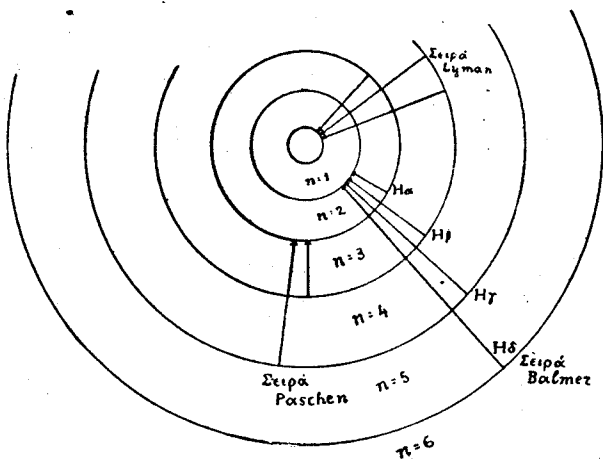
Ἀμφοτέρων αἱ τιμαὶ δύνανται νὰ προσδιορισθῶσιν. Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια κατὰ τὰ γνωστὰ ἴσουςται μετὰ $e = \frac{1}{2} m v^2$, ἡ δὲ δυναμικὴ, ἐπὶ τῇ βάσει τοῦ νόμου τοῦ Coulomb, ὑπολογίζεται ἐκ τῆς μάζης, τῆς ταχύτητος, τοῦ ἠλεκτρικοῦ φορτίου καὶ τῆς ἀκτίνος τῆς τροχιάς, στοιχείων δυναμένων νὰ προσδιορισθῶσιν. Ἐπὶ τῇ βάσει τούτων ὁ Bohr ὑπολογίζων τὰς τιμὰς e₃ καὶ e₁ καὶ εἰσάγων ταύτας εἰς τὸν ἀνωτέρω τύπον (4) καταλήγει εἰς τὸν τύπον (3):

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = 1,09 \cdot 10^5 \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right)$$

ἥτοι ἀκριβῶς εἰς τὸν ἐμπειρικὸν τύπον τῶν φασματικῶν γραμμῶν τοῦ ὑδρογόνου.

Οὕτω ὁ Bohr, ἐπὶ τῇ βάσει τῆς θεωρίας τοῦ, ὑπολογίζων τὰ μήκη κύματος τῶν φασματικῶν γραμμῶν τοῦ ὑδρογόνου, οὐ μόνον καταλήγει διὰ θεωρητικῆς ὁδοῦ εἰς τοὺς τύπους τῶν φασματικῶν γραμμῶν τοῦ ὑδρογόνου, ἀλλὰ καὶ μετὰ τελείαν ἀκρίβειαν εἰς τὴν αὐτὴν σταθερὰν R (σταθερὰ τοῦ Rydberg).

Ἡ ἐμφάνισις ὅθεν χαρακτηριστικῆς γραμμῆς τοῦ φάσματος μᾶς πληροφορεῖ ὅτι εἰς ὠρισμένην τροχίαν ἢ ζώνην ἀπεσπάσθη ἐν ἠλεκτρονίον δι' ἀπορροφῆσεως ἐνέργειας (λ.χ. ὑψηλῆς θερμοκρασίας) ἴσης τουλάχιστον τοῦ φωτονίου hν. Τὸ ἠλεκτρόνιον τοῦτο ἐκτινάσσεται πρὸς ἀνωτέραν τροχίαν ἢ, ὡς λέγομεν, στάθμην ἐνέργειας. Ἡ στάθμη αὕτη καθορίζεται ἐκ τῆς τιμῆς τῆς συχνότητος τοῦ προσπίπτοντος φωτονίου. Εἰς ταύτην δύνανται νὰ μείνῃ πολλοστὸν τι μόνον τοῦ δευτερολέπτου, μεθ' ὃ ἐπαναπίπτει εἰς τὴν ἀρχικὴν ζώνην, ὅτε ἡ περισσεύουσα ἐνέργεια ἐμφανίζεται ὡς φῶς (φασματικὴ γραμμὴ).



Σχ. 2.

Οὕτω πως καθίσταται δυνατόν ἐκ τῶν τύπων τῶν φασματικῶν γραμμῶν τοῦ ὑδρογόνου καὶ τοῦ μήκους κύματος νὰ προσδιορισθῶσιν αἱ ἀκτίνες τῶν τροχιῶν περὶ ἃς στρέφεται τὸ ἠλεκτρόνιον. Εἰς τὸ ὑδρογόνον εἶναι μόνον ἓν, εἰς βαρύτερα στοιχεῖα περισσότερα τὰ ἠλεκτρόνια.

Εἰς τὸ σχῆμα 2 ἐμφαίνονται αἱ διάφοροι στάθμαι ἐνέργειας, περὶ τὰς ὁποίας δύνανται ἄνευ ἀκτινοβολίας (κβαντικαὶ τροχιαὶ) νὰ περιφέρεται τὸ ἠλεκτρόνιον τοῦ ὑδρογόνου, καὶ ἡ ἀντιστοιχία αὐτῶν πρὸς τὰς ραβδώσεις τοῦ φάσματος αἵτινες ἐμφανίζονται κατὰ τὴν μετάπτωσιν τῶν ἠλεκτρονίων εἰς οὐδετέρας στάθμας, σημειουμένη διὰ βελῶν. Ἐκάστη στάθμη ἢ ζώνη ἐνέργειας χαρακτηρίζεται ἐκ τοῦ ἀριθμοῦ (ἀκεραίου) n, ὡς μονοκβαντικῆ, δι-κβαντικῆ κ.λ.

4. Φάσματα ἀκτίνων Röntgen.

Ἐξ ἴσου χρήσιμος διὰ τὴν ἔρευναν τῆς συγκροτήσεως τοῦ ἀτόμου ἀπέβη ἡ ἔρευνα τῶν φασμάτων τῶν ἀκτίνων X. Ὅπως συμβαίνει μὲ τὸ ὁρατὸν φῶς, τὸ ὁποῖον ἀναλόγως τοῦ μήκους κύματος παρέχει φάσμα μὲ διαφόρους ἐγχρόους γραμμάς, ὧν ἐκάστη ἔχει ὠρισμένην θέσιν ἀναλόγως τοῦ μήκους κύματος, τὸ αὐτὸ συμβαίνει καὶ μὲ τὰς ἀκτίνας X, μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι αὐταὶ, μὴ προσβάλλουσαι τὸ ὀπτικὸν νεῦρον, δὲν εἶναι ἐμφανεῖς εἰς τὸν ὀφθαλμὸν, λαμβάνουν ὅμως ἀναλόγως τοῦ μήκους τοῦ κύματος ὠρισμένην θέσιν, τὴν ὁποίαν δυνάμεθα νὰ προσδιορίσωμεν εἴτε δι' ἠλεκτροσκοπίου, διὰ τοῦ παραγομένου ὑπ' αὐτῶν ἰονισμοῦ, εἴτε διὰ φωτογραφήσεως. Εἰς τὸ χρῶμα τῶν ὁρατῶν ἀκτίνων ἀντιστοιχεῖ εἰς τὰς ἀκτίνας X ἡ σκληρότης αὐτῶν, δηλαδὴ ἡ συχνότης ἢ, ὅπερ τὸ αὐτό, ἡ ἀντίστροφος τιμὴ, τὸ μήκος τοῦ κύματος.

Διαφοραὶ οὐσιώδεις ὅμως ὑπάρχουν ὄχι μόνον εἰς τὴν ἐμφάνισιν τοῦ φάσματος, ἀλλὰ τὸσον εἰς τὴν γένεσιν, ὅσον καὶ εἰς τὴν τεχνικὴν τῆς παραγωγῆς αὐτῶν.

Τὰ φάσματα τοῦ ὁρατοῦ φωτός, ὡς εἶδομεν, γεννῶνται ἐκ τῆς ἐκσφενδονίσεως τῶν ἠλεκτρονίων εἰς ἐξωτέρας ἠλεκτρονικὰς ζώνας. Τουναντίον τὰ φάσματα τῶν ἀκτίνων X γεννῶνται κατὰ τὴν ἐξώθησιν τῶν ἠλεκτρονίων τῶν περὶ τὸν πυρῆνα ζωνῶν ἔξω τοῦ ἀτομικοῦ συγκροτήματος. Κατὰ συνέπειαν ἵνα δυνηθῇ τὸ ἠλεκτρόνιον νὰ διανύσῃ τὴν περιοχὴν τῶν ἠλεκτρονικῶν ζωνῶν καὶ ἐξωθηθῇ ἔξω τοῦ ἀτόμου, χρειάζεται νὰ κατέχη πολὺ μεγαλύτεραν ἐνέργειαν ($h\nu$), τούτέστιν ἡ συχνότης (ν) αὐτοῦ νὰ εἶναι ἐξαιρετικῶς μεγάλη καὶ τὸσον μεγαλύτερα, ὅσον περισσοτέρας ἠλεκτρονικὰς ζώνας ἔχει νὰ διασχίῃ. Ἐν ἄλλοις λόγοις ὅσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς τοῦ ἐκπέμποντος τὸ ἠλεκτρόνιον στοιχείου, οὕτως ὥστε ἡ ἐμφανιζομένη εἰς τὸ φάσμα γραμμὴ εὐρίσκεται εἰς ἄμεσον σχέσιν μὲ τὸν ἀτομικὸν ἀριθμὸν, ὅστις καὶ δύναται ἐκ τῆς θέσεως αὐτῆς νὰ προσδιορισθῇ.

Ὅσον ἀφορᾷ τὸν τρόπον τῆς παραγωγῆς αὐτῶν οὗτος εἶναι ἀπλοῦς. Ἐκαστὸν στοιχεῖον δεχόμενον τὰς καθοδικὰς ἀκτίνας καθίσταται πηγὴ ἀκτίνων X τῶν ὁποίων ἡ συχνότης ἐξαρτᾶται—ὅπως καὶ εἰς τὰ ὁρατὰ φάσματα—ἐκ τοῦ εἴδους τοῦ ἀτόμου. Διὰ νὰ παραγάγωμεν τοιαύτας ἀκτίνας ἀρκεῖ νὰ ἐπαλειψώμεν τὴν ἀντικαθόδον διὰ τοῦ στοιχείου ἢ ἐνώσεώς τινος αὐτοῦ. Ἴνα ἤδη λάβωμεν τὸ φάσμα αὐτῶν τὰς διευθύνουμεν διὰ κρυσταλλικοῦ τινος σώματος τὸ ὁποῖον ἐπέχει θέσιν φράγματος καθ' ὅσον αἱ μεταξὺ τῶν συστατικῶν τοῦ κρυστάλλου στοιχείων ἀποστάσεις εἶναι τῆς αὐτῆς περιπέου τάξεως τοῦ μήκους κύματος τῶν ἀκτίνων X, αἵτινες οὕτως, κατὰ τὴν διὰ τοῦ κρυστάλλου δίοδον αὐτῶν, παραθλάμνεται, λαμβάνουν ἀναλόγως τῆς συχνότητος αὐτῶν διά-

φορον θέσιν ἐλεγχομένην διὰ φωτογραφήματος.

Ὁ τρόπος τοῦ σχηματισμοῦ τῶν φασματικῶν γραμμῶν εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν σχηματισμὸν τούτων εἰς τὸ ὁρατὸν φάσμα. Αἱ τελευταῖαι, ὅπως εἶδομεν, σχηματίζονται κατὰ τὴν πτώσιν ἠλεκτρονίων εἰς τὴν ζώνην ἐκ τῆς ὁποίας ἐξετοπίσθησαν ἠλεκτρόνια. Εἰς τὰς ἀκτίνας X, δι' ὧν τὰ ἠλεκτρόνια ἐξωθήθησαν ἐξ ἐσωτερικῆς τινος ζώνης ἔξω τοῦ ἀτόμου, σχηματίζεται εἰς ταύτην ἠλεκτρικὸν κενόν, τὸ ὁποῖον συμπληροῦται δι' ἠλεκτρονίων ἔξω τοῦ ἀτόμου εὐρισκομένων. Ἐντεῦθεν δὲν εἶναι παράδοξον ὅτι ὁ σχηματισμὸς αὐτῶν ἀκολουθεῖ τὸν αὐτὸν ἐμπειρικὸν τύπον τοῦ Balmer, τοῦ ὁποίου ὁ Bohr ἐξεύρε τὴν ἐπιστημονικὴν βάσιν, λαμβάνοντα τὴν μορφήν

$$\nu = RZ \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right)$$

εἰς τὴν ὁποίαν ὑπεισέρχεται ὁ παράγων Z ἦτοι ὁ ἀτομικὸς ἀριθμὸς τοῦ στοιχείου. Ἐκ τούτου καθίσταται δῆλον ὅτι ἡ ἀπαιτούμενη ἐνέργεια διὰ τὴν ἐκτόπισιν ἠλεκτρονίου αὐξάνει μετὰ τοῦ φορτίου τοῦ πυρῆνος ἢ ὅπερ τὸ αὐτὸ μετὰ τοῦ ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ, ὅστις πάλιν ἐπὶ τῆς βάσει τοῦ ἀνωτέρω τύπου δύναται νὰ προσδιορισθῇ ἐκ τῆς συχνότητος καὶ πειραματικῶς, ἐπομένως ἐκ τῶν γραμμῶν φάσματος ἐξαρτωμένων ἐξ αὐτῆς.

Τὸ φάσμα τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ σειρὰς τὰς ὁποίας χαρακτηρίζουν διὰ τῶν στοιχείων K, L, M, N... καὶ αἵτινες ἐκάστη ἀνταποκρίνονται πρὸς ἀντίστοιχον ἠλεκτρονικὴν ζώνην, ἡ K τὴν ἐσωτάτην καὶ πρώτην μετὰ τὸν πυρῆνα, ἡ L τὴν ἐπομένην καὶ οὕτω καθεξῆς. Αἱ σειραὶ αὗται ἀποτελοῦνται ἀπὸ ὀλίγας γραμμάς, μίαν ἰσχυράν (α) καὶ ἄλλας τινὰς ἀσθενεῖς (β , γ , δ).

Τὰ πλεῖστα τῶν στοιχείων ἐμφανίζουν 1 ἢ 2 σειράς, τούτέστι τὴν K, τὴν καὶ ἐσωτάτην, τὰ ἐλαφρότερα (ἀπὸ τοῦ νατρίου μέχρι τοῦ νεοδυμίου), τὰ δὲ βαρύτερα πρὸς ταύτη καὶ τὴν L (ἀπὸ τοῦ ψευδαργύρου μέχρι καὶ τοῦ οὐρανίου). Τὰ λίαν βαρέα στοιχεῖα παρέχουν καὶ τινὰς τῶν λοιπῶν σειρῶν M, N, O, P... τὴν M ἀπὸ τοῦ χρυσοῦ μέχρι τοῦ οὐρανίου κλ. Αὐξάνοντος τοῦ ἀτομ. ἀριθμοῦ αἱ αὗται σειραὶ μετατίθενται κανονικῶς πρὸς τὰ μικροτέρου μήκους κύματα, ὡς ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 3, οὕτως ὥστε ἐκ τῶν θέσεων τῶν γραμμῶν, ἦτοι τῆς συχνότητος, εἴτε ἀναλόγως τοῦ μήκους κύματος, δυνάμεθα νὰ προσδιορίσωμεν τὸν ἀτομ. ἀριθμὸν ἐκάστου στοιχείου μετ' ἀκριβείας.

Τὴν σχέσιν συχνότητος πρὸς τὸν ἀτομικὸν ἀριθμὸν ἔχει καθορίσει ὁ Moseley διὰ τοῦ νόμου αὐτοῦ, καθ' ὃν δι' ἀναλόγως γραμμὰς χαρακτηριστικὰς τῶν φασμάτων X τῶν στοιχείων ἢ συχνότης αὐξάνει ἀναλόγως τοῦ τετραγώνου τοῦ ἀτομ. ἀριθμοῦ

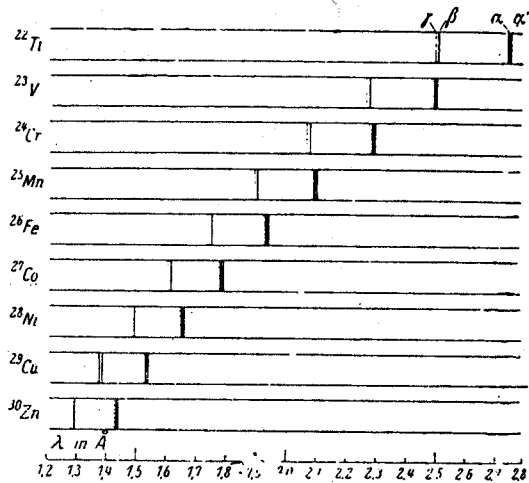
$$\frac{\nu}{(Z-\alpha)^2} = \text{σταθερὰ}$$

ἔνθα α ἀριθμὸς σταθερὸς δι' ἐκάστην σειράν.

Ἐάν λάβωμεν κατὰ ταῦτα ὡς τεταγμένην τὴν τετραγωνικὴν ρίζαν τῶν συχνότητων καὶ τετμημένην τὸν ἀτομικὸν ἀριθμὸν, αἱ λαμβανόμεναι τιμαὶ ἔχουν τὴν μορφήν εὐθείας.

Εἰς τὸ σχῆμα 3 ἡ τεταγμένη παριστᾷ τοὺς ἀτομικοὺς ἀριθμοὺς καὶ ἡ τετμημένη τὰ μήκη. Ἐάν κενόν τι ἐμφανισθῆ εἰς τὴν τάξιν τῶν φασμάτων πρόκειται περὶ ἀγνώστου στοιχείου, τὸ ὁποῖον διὰ τῆς φασματοσκοπίας Röntgen εἶναι πολὺ εὐκολώτερον νὰ εὑρεθῆ δεδομένης τῆς εὐκόλου, ὡς εἶδομεν, καὶ δι' ἐλαχίστης οὐσίας παραγωγῆς αὐτοῦ, τῆς ἀπλότητος καὶ τοῦ ἀδυνατοῦ τῆς συγχύσεως αὐτοῦ πρὸς τὰς γραμμὰς ἄλλου φάσματος.

Τοιαῦτα κενὰ ὑπάρχον πρὸ τῆς ἐπιτεύξεως τῶν φασμάτων Röntgen εἰς τὰ στοιχεῖα τῶν ἀτομικῶν ἀριθμῶν 43, 61, 72, 75, 85 καὶ 87.



Σχ. 3

Φάσματα Röntgen ἀπὸ τοῦ Ti μέχρι τοῦ Zn.

Ἐκτοτε μὲ τὴν βοήθειαν τῆς φασματοσκοπίας Röntgen ἀνεκαλύφθησαν τὸ ἄφνιον (72) τῷ 1922, τὸ μαζούριον (43) καὶ τὸ ρήνιον (75) τῷ 1925. Ἐπίσης ἔχουν ἀνακαλυφθῆ καὶ τὰ φέροντα τοὺς ἀτομ. ἀριθμοὺς 61 καὶ 87, μὴ χαρακτηρισθέντα ἀκόμη ἐπαρκῶς.

Ἐπίσης καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν μετάλλων τῆς ομάδος τῶν σπανίων γαιῶν δὲν ἦτο ἐξηκριβωμένος. Ἦδη τῇ βοηθείᾳ τῆς φασματοσκοπίας Röntgen εἶναι ἐξηκριβωμένος (57—71) καὶ πάντα τὰ στοιχεῖα τῆς ομάδος γνωστά.

Ἐάν ἴδωμεν τώρα τί θέλει συμβῆ ἂν δι' ὄψεως, λ.χ. προσπτώσεως καθοδικῆς ἀκτίνος, ἀποσπασθῆ ἔκ τινος ζώνης ἐσωτερικῆς ἠλεκτρονίου, ἔστω ἀπὸ τὴν ἐνδοτάτην K στοιχείου τινὸς μεγάλου ἀτομικοῦ ἀριθμοῦ.

Τὴν συγκρότησιν τοῦ ἀτόμου τούτου πρέπει νὰ φαντασθῶμεν ὡς ἀποτελουμένην ἐξ ἑνὸς πυρήνος καὶ περὶ αὐτὸν συγκεντρικὰς ἠλεκτρονικὰς ζώνας ἢ στάθμας ἐνεργείας κατὰ

σειρὰν ἐκ τῶν ἔσω πρὸς τὰ ἔξω, ὡς εἶδομεν, K, L, M, N, O. Τὸ ἐκ τῆς ζώνης K ἐκσιώμενον ἠλεκτρόνιον θὰ ἐκτιναχθῆ ἔξω τοῦ ἀτόμου, καθόσον αἱ ἐξωτερικαὶ ζώναι ἔχουν πλήρη τὴν ἠλεκτρονικὴν τῶν ομάδων. Συνέπεια τούτου θὰ εἶναι ὅτι τὸ σχηματισθὲν ἠλεκτρικὸν κενὸν εἰς τὴν ζώνην K θὰ συμπληρωθῆ διὰ τινος ἠλεκτρονίου μεταπίπτοντος ἐξ ἄλλης ἐξωτερικῆς ζώνης, συνήθως ἐκ τῆς ἐπομένης L, ὅτε θὰ ἐμφανισθῆ ἡ γραμμὴ τοῦ φάσματος Kα. Ἐάν μεταπέση ἐκ τῆς ἐπομένης, ἐκ τῆς M, θὰ ἐμφανισθῆ ἡ γραμμὴ Kβ καὶ ἂν ἐκ τῆς N ἢ Ky.

Τὸ σχηματισθὲν κενὸν εἰς τὸ ἄνω παράδειγμα εἰς τὴν ζώνην L θὰ συμπληρωθῆ πάλιν ἔκ τινος ἐξωτερικῆς ζώνης καὶ θὰ ἐμφανισθῶσι καθ' ὅμοιον ὡς ἄνω τρόπον αἱ γραμμὰι Lα, Lβ κλ.

Ἡ ἐνέργεια ὄψεως (ε) ἥτις θὰ χρειασθῆ διὰ τὴν ἐκσπασιν ἠλεκτρονίων θὰ εἶναι ἰσὴ τουλάχιστον μὲ $h\nu$.

5. Ἐλλειπτικαὶ τροχιάι.

Ὁ Bohr ἐδέχθη διὰ τὴν ἀπλότητα τὰ ἠλεκτρονία κινούμενα εἰς κυκλικὰς τροχιάς. Δύναται ὅμως νὰ κινούνται ὡς οἱ πλανῆται περὶ τὸν ἥλιον καὶ κατὰ τροχιάς ἐλλειψοειδεῖς. Τὴν θεωρίαν τοιαύτης κινήσεως εἰσήγαγε τῷ 1915 ὁ Sommerfeld καὶ δι' αὐτῆς ἐξήγησε πολλὰ φαινόμενα, ἰδίως ἀφορῶντα τὰς φασματικὰς ραβδώσεις, μὴ εὐρίσκοντα ἱκανοποιητικὴν ἐξήγησιν ἄλλως.

Εἰς μίαν ἔλλειψιν διακρίνομεν δύο ἄξονας, τὸν μέγαν καὶ τὸν μικρὸν. Σύμφωνα πρὸς τὴν θεωρίαν τοῦ Sommerfeld διακρίνομεν ἀντιστοιχῶς δύο κβαντικοὺς ἀριθμοὺς δι' ἑκάστην στάθμην ἐνεργείας. Τὸν κύριον κβαντικὸν ἀριθμὸν, ἀντιστοιχοῦντα εἰς τὸν κύριον ἄξονα καὶ σημειούμενον διὰ τοῦ n καὶ τὸν δευτερεύοντα, ἀντιστοιχοῦντα εἰς τὸν μικρὸν καὶ σημειούμενον διὰ τοῦ k. Μίαν τροχιάν λ.χ. χαρακτηριζομένην μὲ κύριον κβ. ἀριθμὸν 3 καὶ δευτερεύοντα 2 σημειούμενον ὡς τροχιάν $\frac{3}{2}$.

Ἡ εἰσαγωγή τῶν ἐλλειπτικῶν τροχιῶν ὑπὸ τοῦ Sommerfeld ἐνίσχυσε ἐξαιρετικῶς τὴν θεωρίαν τοῦ Bohr καὶ ἐστερέωσε τὴν πίστιν τοῦ ἐπιστημονικοῦ κόσμου ἐπ' αὐτήν, διὰ τῆς πλήρους ἐξηγήσεως καὶ λεπτομερειῶν τοῦ φάσματος, αἵτινες ἐνεφανίζοντο ὡς ἀνωμαλῖαι.

Ἡ ἐξέτασις τῶν γραμμῶν τοῦ Balmer διὰ φασματοσκοπίου παρέχοντος λίαν ἐκτεταμένον φάσμα ἐμφανίζει τὰς διαφόρους σειρὰς μὲ πλειόνας τῆς μίαις γραμμὰς, αἵτινες οὐχ ἦττον ἐλάχιστα διαφέρουν κατὰ τὸ μήκος κύματος καὶ μόλις δύνανται νὰ διακριθῶσι τῶν κυρίων γραμμῶν. Οὕτω ἡ Hα γραμμὴ διαφέρει μόλις κατὰ 0,05 Å, ἥτοι ὀλιγώτερον τοῦ 0,001% τοῦ μήκους τοῦ κύματος. Ἡ ἐμφάνισις αὐτῶν ἐξηγεῖται ἀρι-

στα διά της θεωρίας του Sommerfeld. Ένω εις κυκλικὰς τροχιάς ή ταχύτης και έπομένως ή μάζα των ήλεκτρονίων είναι σταθερά, εις τὰς έλλειπτικὰς, και μάλιστα τὰς πολὺ έκκέντρους, ή ταχύτης αύξάνει καθ' όσον τὸ ήλεκτρόνιον πλησιάζει πρὸς τὸν πυρήνα (τὸ περιήλιον) και μετ' αὐτῆς και ή μάζα. Δύναται δὲ νὰ υπολογισθῆ ή μετάπτωσις τότε τῆς τροχιάς συνεπειὰ τῆς όποιας θὰ έμφανισθῆ, ὡς έμφανίζεται, εις τὸ φάσμα και ἄλλη γραμμῆ¹⁾, μία ή πλειότεραι, τὼν όποιῶν ὅμως αἱ συχνότητες μικρὸν διαφέρουν.

Οὕτως ὁ Sommerfeld υπελόγισε διά τὰς διαφόρους στάθμας ένεργείας τὸν έξῆς αριθμὸν φασματικῶν γραμμῶν επί τῆ βάσει τῆς θεωρίας τῆς σχετικότητας (μεταβολή τῆς μάζης μετά τῆς ταχύτης): διά τὴν 1ην στάθμην μίαν γραμμῆν, τὴν 2αν δύο, τὴν 3ην τρεῖς, τὴν 4ην τέσσαρας και τὴν 5ην πέντε. Ἄνευ τῆς ἄνω βάσεως, λ.χ. επί τῆ υποθέσει κυκλικῶν τροχιῶν, δι' έκάστην στάθμην μία μόνον γραμμῆ υπολογίζεται ὡς δυνατή.

Οἱ υπολογισμοὶ γίνονται με τὴν υπόθεσιν διι οὐδεμία ξένη δύναμις επιδρᾷ επί τῶν ήλεκτρονικῶν ζωνῶν, ὡς λ.χ. ήλεκτρικοῦ πεδίου ή μαγνητικοῦ. Εἰς τὰς περιπτώσεις ταύτας, ὡς γνωστόν, παρατηρεῖται διχασμὸς φασματικῶν γραμμῶν—εις τὴν πρώτην τὸ φαινόμενον τοῦ Stark και εις τὴν δευτέραν τοῦ Zeemann—όστις ἀπορρέει εκ τῶν εξισώσεων τοῦ Sommerfeld.

¹⁾ Ἡ έρευνα τῆς λεπτοτέρας ὕψης τοῦ φάσματος ἀποκαλύπτει οὕτω τὸν ὄλον μηχανισμόν τῶν ένδοτομικῶν κινήσεων περί τὸ περιήλιον τῆς έλλειπτικῆς τροχιάς και ἀντιστοιχεῖ πρὸς τὸ ἀνάλογον και διά τῆς αὐτῆς θεωρίας τῆς σχετικότητας εξηγηθὲν φαινόμενον τῆς κατά τὸ περιήλιον ἄνωμαλίας τῶν κινήσεων τοῦ πλανῆτου Έρμου.

6. Ἰδία περιστροφή τῶν ήλεκτρονίων.

Ἡ παραδοχή τῶν έλλειπτικῶν τροχιῶν τοῦ Sommerfeld ἤρε πολλὰς ἄνωμαλίας και έδωσεν ἴδια ἱκανοποιητικὴν εξήγησιν τῶν λίαν ἀσθενῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος, αἵτινες ἀποτελοῦν τὴν λεπτοτέραν ὕψην αὐτοῦ (Feinstuktur) και έμφανίζονται δι' ἰσχυρῶν φασματοσκοπιῶν φραγμάτων παρεχόντων φάσμα έκτεταμένον.

Παρά ταῦτα ή εἰκὼν τοῦ ἀτόμου ἀφήνει σημεῖα τινά ἀνεξήγητα. Ἄνωμαλῆαι παρατηροῦνται τοιαῦται ὡσάν νὰ ὑπῆρχον μαγνητικὰ πεδία έπενεργοῦντα.

Τὰς ἄνωμαλίας ταύτας εξήτησαν και επέτυχαν νὰ παραμερίσουν οἱ Goudsmit και Uhlenbeck διά τῆς υποθέσεως διι τὰ ήλεκτρόνια εἶναι φορεῖς μαγνητισμοῦ. Δέχονται τουτέστιν διι τὰ ήλεκτρόνια πλὴν τῆς περιφορᾶς αὐτῶν περί τὸν πυρήνα κατέχουν και ἴδιαν περί αὐτὰ περιστροφικὴν κίνησιν. Ἐκ τούτου προκύπτει ροπή κινητικὴ περί τὸν ἄξονα αὐτῶν και λόγω τοῦ περιστρεφομένου ήλεκτρικοῦ φορτίου ἀναπτύσσεται και μαγνητικὴ ροπή.

Ἄμφότεραι διατηροῦν ἀμετάβλητον τὴν τιμὴν των δι' έκαστον ήλεκτρόνιον.

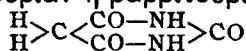
Τὴν κινητικὴν περί τὸν ἄξονα ροπήν εκάλεσαν σπῖνα (Spin), ή κινητικὴ δὲ ένεργεια τοῦ περιστρεφομένου ήλεκτρονίου ἴσουςται με $\frac{h}{2\pi}$.

Ἡ θεωρία αὕτη εἶναι σήμερον γενικῶς παραδεκτὴ. Ἐκτὸς τῆς ἱκανοποιητικῆς εξηγήσεως τὴν όποιαν διδει σχετικῶς πρὸς ἄνωμαλίας τινὰς τῶν περί τὸν πυρήνα ήλεκτρονίων, δι' αὐτῆς προβλέπεται και ὁ αριθμὸς τῶν έν εκάστη στάθμῃ ήλεκτρονίων. Οὕτω εις τὴν ζώνην K δύνανται νὰ ὑπάρχουν δύο ήλεκτρόνια ὅμοια, ἀλλὰ με ἀντίθετον περιστροφὴν, εις τὴν L, 8, εις τὴν M 18 και καθεξῆς, ὡς βεβαιούται και διά τοῦ φάσματος.

ΑΝΑΖΗΤΗΣΙΣ ΚΑΙ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΓΩΓΩΝ ΤΟΥ ΒΑΡΒΙΤΟΥΡΙΚΟΥ ΟΞΕΟΣ

Υπό τοῦ κ. EMM. I. EMMANOYHΛ, Μέλους τῆς Ἀκαδημίας Τακτ. καθηγητοῦ τῆς Φαρμακευτικῆς Χημείας έν τῷ Πανεπιστημίῳ Ἀθηνῶν

Ἡ οὐρία μετά τοῦ μήλονικοῦ ὀξέος παρέχει τὴν μηλονουλουριαν ή βαρβιτουρικὸν ὀξὺ



δπερ δι' ἀντικαταστάσεως τῶν δύο ἀτόμων ὕδρογόνου δι' ὀργανικῶν ριζῶν παρέχει πλεῖστα οὐρεΐδια ὑπνωτικῆς φαρμακολογικῆς ένεργείας. Ἐξ αὐτῶν κυριώτερα έν χρήσει παράγωγα εἶναι:

- Τὸ διαιθυλιοῦχον ή βερονάλη, $\text{C}_2\text{O}_2\text{N}_2\text{H}_2(\text{C}_2\text{H}_5)_2$,
- » αἰθυλοφαινυλιοῦχον ή λουμινάλη, $\text{C}_2\text{O}_2\text{N}_2\text{H}_2(\text{C}_2\text{H}_5)(\text{C}_6\text{H}_5)$,
- » διαλλυλιοῦχον ή διάλη, $\text{C}_2\text{O}_2\text{N}_2\text{H}_2(\text{C}_2\text{H}_5)_2$,

Τὸ προπυλιοῦχον ή προπονάλη, $\text{C}_2\text{O}_2\text{N}_2\text{H}_2(\text{C}_2\text{H}_5)_2$,
» βουτυλαιθυλιοῦχον ή σονερόλη, $\text{C}_2\text{O}_2\text{N}_2\text{H}_2(\text{C}_2\text{H}_5)(\text{C}_2\text{H}_5)$

Πλὴν τούτων ὑπάρχουσι και ἄλλα σκευάσματα και διάφορα μίγματα έξ αὐτῶν, κυκλοφοροῦντα ὑπὸ ποικίλα ὀνόματα ἰδιοσκευασμάτων Somnifène, Allonal, Veramon, Phanodorm, Ruttonal, Diogenal, Amytal, Codeonal, 546 Roche, Sandoptal, Nectal κλ. Ταῦτα πάντα κυκλοφοροῦσιν ὑπὸ μορφὴν δισκίων μετ' ἀμύλου (10%) και τάλκου.

Ἡ έπ' έσχάτων παρατηρηθεῖσα τοξικομανία