

74. — MECKE : *Trans. Far. Soc.*, 1934, 30, p. 200.
75. — BATES : *Z. Phys. Ch.*, 1931, B. 19, p. 202, 329.
76. — BIRGE et SPONER : *Phys. Rev.*, 1928, 28, p. 259.
77. — V. HENRI : *Cours de Chimie Physique*, 1933, 2, p. 162.
78. — HARKINS et JACKSON : *J. Chem. Phys.*, 1933, 1, p. 37.
79. — UREY, DANSEY et RICE : *J. Am. Soc.*, 1929, 51, p. 1371.
80. — KONDRATIEV et LAURIS : *J. Phys. Chem. U.R.S.S.*, 1934, 5, p. 1411.
81. — KAUFMANN : *Bericht*, 1932, 65, p. 179.
82. — KONDRATIEV : *Proc. of the Cong. of Chem. Kin.*, 1930 (Leningrad).
83. — JACK : *Proc. Roy. Soc.*, 1928 (A), 118, p. 647 (A), 120, p. 222.
84. — DUNKEL : *Z. Phys. Chem.*, 7, p. 98.
85. — MAYA et KACZYNSKA : *Z. Phys.*, 1931, 67, p. 601.
86. — ALMY : *Phys. Rev.*, 1930, 35, p. 1495, 1935, 38, p. 1916.
87. — SHAW : *Astr. J.*, 1932, 202, p. 76.
88. — CHAMBERLAIN et CUTTER : *Phys. Rev.*, 1933, 43, p. 771.
89. — MROZOWSKI : *Acta. Phys. Polon.*, 1933, 2, p. 235.
90. — JONSTON et DAWSON : *Phys. Rev.*, 1933, 43, p. 374, 580, *Naturwissen*, 21, p. 695.
91. — TUTOMA TANAKA : *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.*, 1933 (3), 15, p. 195 et 272 (3), 16, p. 365.
92. — RIBAUD : *J. Phys. Rad.*, 1935, 6, p. 55.
93. — WEISS : *Trans. Farad. Soc.*, 1935, 31, p. 966.
94. — LEDERLÉ : *Z. Phys. Chem. B.*, 1932, 17, p. 262.
95. — KUHN : *Z. Phys. Chem. B.*, 1932, 19, p. 217.
96. — HARTECK et KOPSCH : *Z. Electroch.*, 1930, 36, p. 714.
97. — WOHL et VON ELBE : *Z. Phys. Chem. B.*, 1929, 5, p. 241.
98. — DAVID et LEAH : *Phil. Mag. J. Sc.*, 1934, 18, p. 307.
99. — TAWADA et GARNER : *Nature*, 1928, 122, p. 879.
100. — REINGOLD : *Chal. Ind.*, 1935, 16, p. 275 et 463.
101. — MECKE : *Z. Phys. Chem. B.*, 1930, 7, p. 123.
102. — HABER et OPPENHEIM : *Z. Phys. Chem. B.*, 1932, 16, p. 458.
103. — BODENSTEIN et SCHENK : *Z. Phys. Chem. B.*, 1933, 20, p. 428.

EXPOSÉ SYSTÉMATIQUE

DE LA PREMIÈRE THÉORIE ATOMIQUE DE BOHR

Remarque préliminaire.

C'est en 1913 que Bohr élabora sa première théorie de la structure atomique. Plus tard, en 1921, il l'a élargie et considérablement modifiée, et a appliqué cette deuxième théorie au système périodiques des éléments chimiques. Dans les lignes qui suivent nous nous bornerons à exposer les propositions fondamentales de la première théorie de Bohr, d'abord parce que cette théorie a été le point de départ des recherches ultérieures sur la structure atomique, ensuite parce qu'elle conservera toujours une importance philosophique et historique en tant que premier essai d'application de la théorie des quanta de Planck au modèle atomique de Rutherford.

L'exposé sera divisé en trois sections. Dans la première se trouvent les postulats qui sont à la base de la théorie; dans la deuxième on trouvera une démonstration simplifiée de ses théorèmes et formules fondamentaux; dans la troisième ces formules sont appliquées aux spectres de l'hydrogène et de l'hélium ionisé.

I

Postulats.

1. *Sur leurs orbites stationnaires autour du noyau atomique les électrons ne rayonnent et n'absorbent pas de l'énergie;*

2. *L'énergie est rayonnée par un électron quand il passe d'une orbite stationnaire plus éloignée à une orbite stationnaire plus proche du noyau, et absorbée, quand il passe d'une orbite plus proche à une orbite plus éloignée;*

3. *Ce rayonnement et cette absorption de l'énergie s'effectuent par des bonds discontinus, par quanta;*

4. *La quantité de l'énergie ainsi rayonnée ou absorbée par un électron est proportionnelle à la fréquence de la raie correspondante et égale au produit de cette fréquence ν par la constante de Planck (c'est-à-dire $\Delta E = h\nu$);*

5. *Les orbites stationnaires des électrons autour du noyau sont circulaires; et*

6. *Le produit de la quantité de mouvement d'un électron par la périphérie de son orbite circulaire est égale à un multiple entier de la constante de Planck (c'est-à-dire $mv \cdot 2\pi r_n = nh$)¹.*

II

Théorèmes et formules.

1. *L'énergie cinétique d'un électron sur son orbite stationnaire circulaire correspondant au nombre entier n est égale à $\frac{Ne^2}{2a_n}$.*

Preuve. — D'après le théorème de l'égalité des forces centrifuge et centripète on aura (l'attraction électrostatique étant $\frac{Ne \cdot e}{a_n^2}$, où N désigne le nom-

1. On trouve dans les premiers articles de Bohr (comp. littérature n° 1, p. 5, 69, 103) à côté du sixième postulat un autre postulat plus simple formulé par lui comme il suit : *l'énergie cinétique de l'électron sur son orbite stationnaire est un multiple entier de la moitié du produit du nombre de ses révolutions dans une seconde par la constante de Planck (c'est-à-dire : $\Sigma_{cin} = \frac{\omega_n h}{2} \cdot n$).* Mais pour plusieurs raisons nous avons préféré le postulat ci-dessus.

bre atomique, e la charge électrique élémentaire et α_n le rayon de l'orbite) :

$$\frac{mv^2}{\alpha_n} = \frac{Ne^2}{\alpha_n^2},$$

d'où :

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{Ne^2}{2\alpha_n}.$$

2. Le produit du carré de nombre (ω_n) des révolutions dans une seconde d'un électron sur son orbite stationnaire par le cube du rayon (α_n) de cette orbite est une quantité constante et égale à $\frac{Ne^2}{4\pi^2 m}$.

Preuve. — On aura d'une part, d'après le théorème précédent :

$$mv^2 = \frac{Ne^2}{\alpha_n},$$

et on aura, si l'on désigne par T la période de révolution de l'électron, d'autre part :

$$\omega_n = \frac{1}{T},$$

d'où :

$$v = \frac{2\pi\alpha_n}{T} = 2\pi\alpha_n\omega_n,$$

$$mv^2 = m \cdot 4\pi^2\alpha_n^2\omega_n^2,$$

$$m \cdot 4\pi^2\alpha_n^2\omega_n^2 = \frac{Ne^2}{\alpha_n},$$

et enfin :

$$\omega_n^2\alpha_n^3 = \frac{Ne^2}{4\pi^2 m}.$$

Remarque. — Cette formule correspond à la troisième loi de Kepler pour le mouvement planétaire $n^2 a^3 = \text{const.}$ (ou n désigne le mouvement diurne moyen d'une planète exprimé convenablement et a le demi grand axe de l'orbite elliptique).

3. Les rayons des orbites stationnaires d'un électron sont entre eux comme les carrés des nombres entiers correspondants.

Preuve. — D'après la formule

$$v = 2\pi\alpha_n\omega_n$$

on aura :

$$mv = 2\pi\alpha_n\omega_n m$$

et, en appliquant le sixième postulat :

$$4\pi^2\alpha_n^2\omega_n m = nh,$$

d'où :

$$\omega_n = \frac{nh}{4\pi^2\alpha_n^2 m}.$$

En portant cette valeur de ω_n dans la formule :

$$\omega_n^2\alpha_n^3 = \frac{Ne^2}{4\pi^2 m}$$

on aura :

$$\frac{n^2 h^2}{4\pi^2 \alpha_n m} = Ne^2,$$

d'où :

$$\alpha_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Ne^2}.$$

On aura donc pour les rayons α_n et $\alpha_{n'}$ de deux orbites stationnaires la proportion :

$$\alpha_n : \alpha_{n'} = n^2 : n'^2$$

(comp. fig. 1, où les rayons des orbites $n=1$, $n=2$, $n=3$ correspondent aux carrés 1^2 , 2^2 , 3^2).

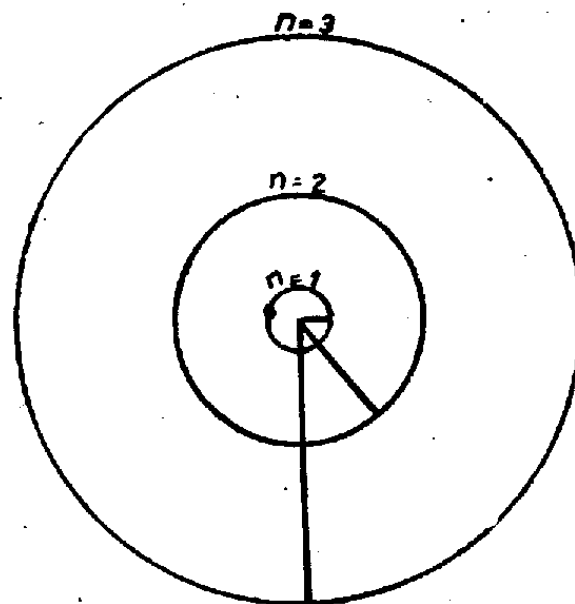


Fig. 1.

4. Le nombre (ω_n) des révolutions dans une seconde d'un électron sur son orbite stationnaire correspondant au nombre entier n est inversement proportionnel au cube du nombre n .

Preuve. — En portant la valeur :

$$\alpha_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Ne^2}$$

dans la formule :

$$\omega_n = \frac{nh}{4\pi^2 \alpha_n^2 m}$$

on obtient la formule :

$$\omega_n = \frac{4\pi^2 m N e^4}{n^3 h^3},$$

d'où le théorème ($\frac{4\pi^2 m N e^4}{h^3}$ étant une quantité constante).

5. L'énergie cinétique de l'électron sur son orbite stationnaire correspondant au nombre entier n est inversement proportionnelle au carré du nombre n .

Preuve. — En portant la valeur :

$$\alpha_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Ne^2}$$

dans la formule (du premier théorème) :

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{Ne^2}{2\alpha_n}$$

on obtient la formule :

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{2\pi^2 m N e^4}{n^2 h^2},$$

d'où le théorème ($\frac{2\pi^2 m N e^4}{h^2}$ étant une quantité constante).

6. L'énergie totale de l'électron sur son orbite stationnaire correspondant au nombre entier n est égale à l'expression $\frac{Ne^2}{\alpha_1} - \frac{Ne^2}{2\alpha_n}$,

Preuve. — Si l'on désigne par E_n l'énergie totale d'un électron sur son orbite stationnaire correspondant au nombre entier n (c'est-à-dire si

$$E_n = E_{\text{cin}} + E_{\text{pot}})$$

on aura :

$$E_{\text{cin}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{Ne^2}{2\alpha_n}$$

(d'après le premier théorème),

$$E_{\text{pot}} = \frac{Ne^2}{\alpha_1} - \frac{Ne^2}{\alpha_n}$$

(d'après la définition de l'énergie potentielle), et par conséquent :

$$E_n = E_{\text{cin}} + E_{\text{pot}} = \frac{Ne^2}{\alpha_1} - \frac{Ne^2}{2\alpha_n}$$

7. La fréquence (ν) de la raie produite par le passage d'un électron de l'orbite plus éloignée correspondant au nombre entier n à l'orbite plus rapprochée correspondant au nombre entier n' est égale à l'expression

$$\frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Preuve. — L'énergie totale de l'électron sur l'orbite n sera d'après le théorème précédent :

$$E_n = \frac{Ne^2}{\alpha_1} - \frac{Ne^2}{2\alpha_n},$$

et son énergie totale sur l'orbite n' :

$$E_{n'} = \frac{Ne^2}{\alpha_1} - \frac{Ne^2}{2\alpha_{n'}}.$$

Comme nous avons d'une part (d'après le premier théorème et la formule du cinquième théorème) :

$$\frac{Ne^2}{2\alpha_n} = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{n^2 h^2}$$

et d'autre part (d'après le quatrième postulat) :

$$E_n - E_{n'} = h\nu,$$

on aura :

$$\nu = \frac{E_n - E_{n'}}{h} = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

III

Application aux spectres.

1. Le spectre de l'hydrogène et les constantes R et K .

Comme l'avait montré pour la première fois Balmer en 1885 (comp. littérature n° 5), toutes les lignes de spectre visible de l'hydrogène peuvent être représentées par la formule :

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right),$$

où λ désigne la longueur d'onde, n un nombre entier > 2 ($n = 3, 4, 5, \dots$) et R une quantité constante (constante de Rydberg), dont la valeur numérique est égale à 109.675^2 .

rouge	bleu	ultraviolet
$n=3$	4	5 6 7 8 ∞
H_α	H_β	H_γ H_δ H_ϵ H_ζ H_η

Fig. 2.

Comme (d'après la formule bien connue $c = \lambda\nu$, où c désigne la vitesse de la lumière et ν la fréquence de la raie)

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c},$$

en portant cette valeur dans la formule précédente on aura :

$$\nu = Rc \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right),$$

ou, en faisant $Rc = K$:

$$\nu = K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Si nous comparons maintenant cette dernière formule avec la formule du septième théorème :

$$\nu = \frac{2\pi^2 m N^2 e^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

2. La formule de Balmer lui-même (comp. loc. cit., p. 81 et 86) est différente de la formule ci-dessus et possède la forme suivante :

$$\lambda = H \frac{n^2}{n^2 - 2^2},$$

où H désigne la longueur d'onde de la ligne terminale du spectre visible de l'hydrogène située dans sa région ultraviolette (comp. Fig. 2), dont la valeur numérique est égale à $3645,6 \frac{\text{cm}}{10^8}$. On passe facilement de cette formule à l'autre en l'écrivant sous la forme :

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{4}{H} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

d'où l'on voit que $R = \frac{4}{H}$ et $H = \frac{4}{R}$.

on voit immédiatement qu'elle en représente un cas spécial pour $n'=2$ et $\frac{2\pi^2me^4}{h^3} = K$ (N étant pour l'hydrogène $=1$). Par conséquent la constante K doit être calculable d'après cette dernière expression, si la formule de Bohr représente vraiment l'explication théorique de la formule empirique de Balmer.

Ceci est confirmé par l'expérience. En y portant les valeurs $e=4,77.10^{-10}$ (unités électrostatiques), $m=9.10^{-28}$ (grammes) et $h=6,55.10^{-27}$ (ergs-secondes), l'expression $\frac{2\pi^2me^4}{h^3}$ devient égale à 329.10^{13} , ce qui est égale à la valeur numérique du produit Rc ($=109.675.3.10^{10}$ cm.) expérimentalement établie.

D'après la formule de Bohr ainsi confirmée chaque ligne du spectre visible de l'hydrogène correspond à une raie monochromatique produite par la chute de l'électron d'une des orbites stationnaires $n=3, 4, 5, 6$ etc., à l'orbite correspondant au nombre 2 (comp. fig. 3). Pour $n = \infty$

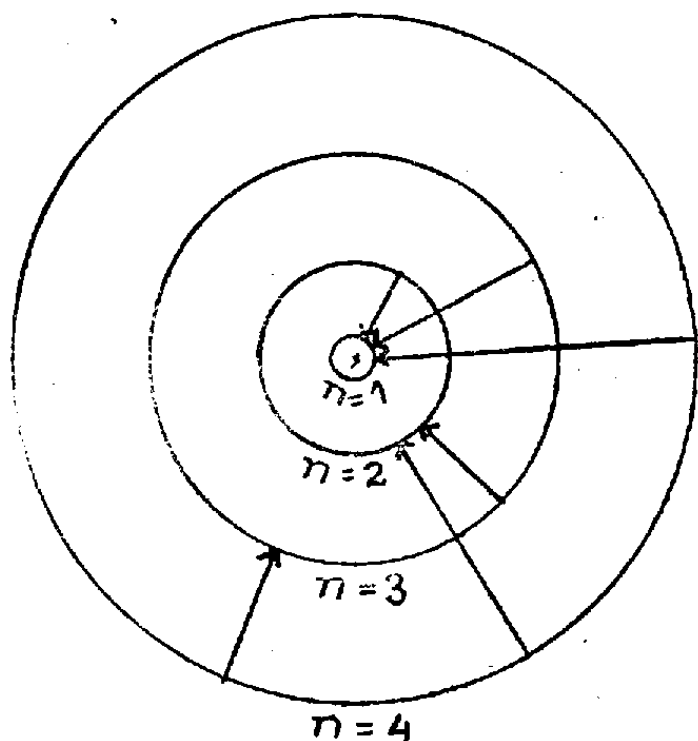


Fig. 3.

on obtient la ligne terminale de ce spectre située dans sa région ultra-violettes (fig. 2) et dont la fréquence est égale à $\frac{K}{4}$.

Mais il y a plus. Toutes les lignes possibles du spectre de l'hydrogène seront exprimées par la formule :

$$\nu = \frac{2\pi^2me^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Pour $n'=1$ on aura la formule :

$$\nu = K \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

à laquelle correspondent (pour $n=2, 3, 4...$) les lignes d'une série ultra-violettes découverte par Lyman (comp. fig. 3), tandis que à la formule :

$$\nu = K \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

correspondent (pour $n=4, 5, 6...$) les lignes d'une série infra-rouge découverte par Paschen (comp. fig. 3).

2. Le spectre de l'hélium ionisé et la constante $4K$.

Dans son état normal ou neutre l'atome de l'hélium possède un noyau ayant deux charges élémentaires positives et deux électrons, tandis que l'atome de l'hélium ionisé ne possède qu'un seul électron. On peut donc appliquer à son spectre la formule de Bohr qui, en y mettant $N=2$, devient :

$$\nu = \frac{8\pi^2me^4}{h^3} \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

ou :

$$\nu = 4K \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Les lignes spectrales correspondant à cette formule pour $n'=4$ et $n=5, 6, 7$, ont été constatées par l'astronome Pickering d'abord dans le spectre d'une étoile et attribuées à l'hydrogène. Cette conclusion a été corrigée par Bohr et sa correction ensuite expérimentalement confirmée.

BIBLIOGRAPHIE

1. N. BOHR : Abhandlungen über Atombau aus den Jahren 1913-1916. Autorisierte deutsche Uebersetzung von Dr H. Stintzing. Braunschweig, 1921.
2. N. BOHR : Drei Aufsätze über Spektren und Atombau. Sammlung Vieweg, H. 56. 2-te Aufl. 1924.
3. H. A. KRAMERS und H. HOLST, Das Atom und die Bohrsche Theorie seines Baues. Deutch von F. Arndt. Berlin, 1925.
4. E. BAUER : La théorie de Bohr, la constitution de l'atome et la classification périodique des éléments. Paris, 1922.
5. I. I. BALMER : Notiz über die Spectrallinien des Wasserstoffs. Dans « Annalen der Physik und Chemie », Neue Folge, Bd. XXV, 1885.

B. Petronievics.