

Sur la constitution des atomes et des molécules ^{*†}

N. BOHR

5 avril 1913

Philosophical Magazine, Copenhagen University, Copenhagen¹. La traduction a été réalisée avec l'aide de DeepL.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Liaisons des électrons avec les noyaux positifs	2
2.1.	Considérations générales	2
2.2.	Spectre de raies d'émissions	4
2.2.1.	Spectre de l'hydrogène	4
2.2.2.	Spectres d'autres substances	6
2.3.	Considérations générales (suite)	6
2.4.	Absorption des radiations	7
2.5.	L'état permanent d'un système atomique	9
3	Systèmes ne contenant qu'un seul noyau	12
3.1.	Hypothèses générales	12
3.2.	Configuration et stabilité des systèmes	13
3.3.	Constitution des atomes contenant très peu d'électrons	16
3.3.1.	Hydrogène	16
3.3.2.	Hélium	17
3.3.3.	Lithium	18
3.3.4.	Béryllium	19
3.4.	Atomes contenant un plus grand nombre d'électrons	19
3.5.	Rayonnement de RÖNTGEN caractéristique	21
3.6.	Phénomènes radioactifs	22

1 Introduction

Afin d'expliquer les résultats des expériences sur la diffusion des rayons α par la matière, le professeur RUTHERFORD² a donné une théorie de la structure des atomes. Selon cette théorie, les atomes sont constitués d'un noyau chargé positivement entouré d'un système d'électrons maintenus ensemble par des forces d'attraction provenant du noyau ; la charge négative totale des électrons est égale à la charge positive du noyau. En outre, le noyau est supposé être le siège de l'essentiel de la masse de l'atome et avoir des dimensions linéaires extrêmement faibles par rapport aux dimensions linéaires de l'atome tout

entier. On en déduit que le nombre d'électrons dans un atome est approximativement égal à la moitié du poids atomique. Ce modèle atomique présente un grand intérêt car, comme l'a montré RUTHERFORD, l'hypothèse de l'existence de noyaux, tels que ceux en question, semble nécessaire pour expliquer les résultats des expériences sur la diffusion aux grands angles des rayons α .³

En essayant d'expliquer certaines propriétés de la matière sur la base de ce modèle atomique, on se heurte cependant à des difficultés sérieuses dues à l'instabilité apparente du système d'électrons : des difficultés volontairement évitées dans les modèles atomiques considérés précédemment, par exemple dans celui proposé par Sir J.

*Communication du Prof. E. RUTHERFORD, F.R.S.

†Cet article est un assemblage des [doi:10.1080/14786441308634955](https://doi.org/10.1080/14786441308634955) et [doi:10.1080/14786441308634993](https://doi.org/10.1080/14786441308634993)

1. Traduit de : N. BOHR, *I. On the constitution of atoms and molecules*, Philosophical Magazine Series 6, 26 :151, 1-25, (1913). [doi:10.1080/14786441308634955](https://doi.org/10.1080/14786441308634955) et de N. BOHR, *II. On the constitution of atoms and molecules*, Philosophical Magazine Series 6, 26 :151, 1-25, (1913). [doi:10.1080/14786441308634993](https://doi.org/10.1080/14786441308634993), et mis en page par M. SCHNEIDER

2. E. RUTHERFORD, Phil. Mag. xxi. p. 669 (1911)

3. Voir également GEIGER & MARSDEN, Phil. Mag. avril 1913. Phil. Mag. p. 6. Vol. 26. N°. 1151. Juillet 1913,

4. J. J. THOMSON, Phil. Mag. vii. p. 237 (1904).

J. THOMSON⁴. Selon la théorie de ce dernier, l'atome est constitué d'une sphère d'électrification positive uniforme, à l'intérieur de laquelle les électrons se déplacent sur des orbites circulaires.

La principale différence entre les modèles d'atomes proposés par THOMSON et RUTHERFORD consiste en ce que les forces agissant sur les électrons dans le modèle de THOMSON permettent certaines configurations et certains mouvements des électrons pour lesquels le système est en équilibre stable; de telles configurations, par contre, n'existent apparemment pas pour le second modèle d'atome. La nature de la différence en question apparaîtra peut-être plus clairement en remarquant que parmi les grandeurs caractérisant le premier atome apparaît une grandeur, le rayon de la sphère positive, dont les dimensions sont de la même longueur et du même ordre de grandeur que l'extension linéaire de l'atome, alors qu'une telle longueur n'apparaît pas parmi les grandeurs caractérisant le second atome, à savoir les charges et les masses des électrons et du noyau positif; elle ne peut pas non plus être déterminée uniquement à l'aide de ces dernières grandeurs.

La façon d'envisager un problème de ce type a cependant subi des modifications essentielles au cours des dernières années en raison du développement de la théorie du rayonnement énergétique et de l'affirmation directe des nouvelles hypothèses introduites dans cette théorie, trouvées par des expériences sur des phénomènes très différents tels que les chaleurs spécifiques, l'effet photoélectrique, les rayons de RÖNTGEN, etc. Le résultat de la discussion de ces questions semble être une reconnaissance générale de l'inadéquation de l'électrodynamique classique pour décrire le comportement des systèmes de la taille de l'atome⁵. Quelle que soit l'altération des lois du mouvement des électrons, il semble nécessaire d'introduire dans les lois en question une quantité étrangère aux lois de l'électrodynamique classiques, c'est-à-dire la constante de PLANCK, ou comme elle est souvent appelée le quantum élémentaire d'action. L'introduction de cette quantité change essentiellement la question de la configuration stable des électrons dans les atomes, car cette constante est d'une dimension et d'une ampleur telles qu'elle peut, avec la masse et la charge des particules, déterminer une longueur de l'ordre de grandeur requis.

Cet article tente de montrer que l'application des idées susmentionnées au modèle atomique de RUTHERFORD constitue la base d'une théorie de la constitution des atomes. Il sera en outre démontré que cette théorie nous conduit à une théorie de la constitution des molécules.

Dans la première partie de l'article, le mécanisme de liaison des électrons par un noyau positif est examiné en relation avec la théorie de PLANCK. Il sera montré qu'il est possible, du point de vue considéré, de rendre compte de manière simple de la loi du spectre de raies de l'hydrogène. En outre, des raisons sont données pour une hypothèse principale sur laquelle les considérations contenues dans

les parties suivantes sont basées.

Je souhaite ici exprimer mes remerciements au professeur RUTHERFORD pour l'intérêt bienveillant et encourageant qu'il a porté à ce travail.

2 Liaisons des électrons avec les noyaux positifs

2.1 Considérations générales

L'inadéquation de l'électrodynamique classique pour rendre compte des propriétés des atomes à partir d'un modèle atomique tel que celui de RUTHERFORD apparaîtra très clairement si nous considérons un système simple composé d'un noyau chargé positivement de très petites dimensions et d'un électron décrivant des orbites fermées autour de lui. Pour simplifier, supposons que la masse de l'électron est négligeable par rapport à celle du noyau et que la vitesse de l'électron est faible par rapport à celle de la lumière.

Supposons tout d'abord qu'il n'y ait pas de rayonnement d'énergie. Dans ce cas, l'électron décrira des orbites elliptiques stationnaires. La fréquence de révolution et l'axe principal de l'orbite $2a$ dépendent de la quantité d'énergie W qui doit être transférée au système pour éloigner l'électron à une distance infiniment grande du noyau. En désignant la charge de l'électron et du noyau par $-e$ et E respectivement et la masse de l'électron par m , on obtient donc

$$\omega = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{W^{\frac{3}{2}}}{eE\sqrt{m}}, \quad 2a = \frac{eE}{W} \quad (1)$$

De plus, on peut facilement montrer que la valeur moyenne de l'énergie cinétique de l'électron prise pour une révolution entière est égale à W . On voit que si la valeur de W n'est pas donnée, il n'y aura pas de valeurs d'éga et A caractéristique pour le système en question.

Mais prenons maintenant en compte l'effet du rayonnement énergétique, calculé de manière ordinaire à partir de l'accélération de l'électron. Dans ce cas, l'électron ne décrit plus d'orbites stationnaires. W augmentera continuellement, et l'électron s'approchera du noyau en décrivant des orbites de dimensions de plus en plus petites, et avec une fréquence de plus en plus grande; l'électron gagne en moyenne de l'énergie cinétique en même temps que l'ensemble du système perd de l'énergie. Ce processus se poursuivra jusqu'à ce que les dimensions de l'orbite soient du même ordre de grandeur que celles de l'électron ou du noyau. Un simple calcul montre que l'énergie rayonnée au cours du processus considéré sera énormément importante par rapport à celle rayonnée par les processus moléculaires ordinaires.

Il est évident que le comportement d'un tel système sera très différent de celui d'un système atomique existant.

5. Voir f. inst., *Théorie du rayonnement et les quanta*. Rapports de la réunion à Bruxelles, Nov. 1911. Paris 1912.

tant dans la nature. Tout d'abord, les atomes réels dans leur état permanent semblent avoir des dimensions et des fréquences absolument fixes. De plus, si nous considérons n'importe quel processus moléculaire, le résultat semble toujours être qu'après qu'une certaine quantité d'énergie caractéristique des systèmes en question ait été émise, les systèmes se stabilisent à nouveau dans un état d'équilibre stable, dans lequel les distances entre les particules sont du même ordre de grandeur qu'avant le processus.

Le point essentiel de la théorie du rayonnement de PLANCK est que le rayonnement de l'énergie d'un système atomique ne se fait pas de manière continue comme le suppose l'électrodynamique ordinaire, mais qu'il se fait au contraire par émissions distinctes, la quantité d'énergie rayonnée par un vibreur atomique de fréquence ν , en une seule émission, étant égale à $\tau h\nu$, où τ est un nombre entier, et h une constante universelle.⁶

Pour revenir au cas simple d'un électron et d'un noyau positif considéré ci-dessus, supposons que l'électron, au début de l'interaction avec le noyau, se trouvait à une grande distance du noyau et n'avait pas de vitesse sensible par rapport à ce dernier. Supposons également qu'après l'interaction, l'électron se soit installé sur une orbite stationnaire autour du noyau. Nous supposons, pour les raisons évoquées plus loin, que l'orbite en question est circulaire : cette hypothèse n'apportera cependant aucune modification aux calculs pour les systèmes ne contenant qu'un seul électron.

Supposons maintenant que, pendant la liaison de l'électron, un rayonnement homogène soit émis, de fréquence ν , égale à la moitié de la fréquence de révolution de l'électron sur son orbite finale ; alors, d'après la théorie de PLANCK, on peut s'attendre à ce que la quantité d'énergie émise par le processus considéré soit égale à $\tau h\nu$, où h est la constante de PLANCK et τ un nombre entier. Si nous supposons que le rayonnement émis est homogène, la deuxième hypothèse concernant la fréquence du rayonnement s'impose d'elle-même, puisque la fréquence de révolution de l'électron au début de l'émission est de 0. La question, cependant, de la validité rigoureuse de ces deux hypothèses, ainsi que de l'application faite de la théorie de PLANCK, sera discutée plus en détail à la §2.3.

Posons

$$W = \tau h \frac{\omega}{2} \quad (2)$$

Nous obtenons grâce à la formule 1

$$W = \frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{\tau^2 h^2}, \quad \omega = \frac{4\pi^2 m e^2 E^2}{\tau^3 h^3}, \quad 2a = \frac{\tau^2 h^2}{2\pi^2 m e E} \quad (3)$$

Si dans ces expressions nous donnons à τ des valeurs différentes, nous obtenons une série de valeurs pour

W , ω et a correspondant à une série de configurations du système. D'après les considérations précédentes, nous sommes amenés à supposer que ces configurations correspondront à des états du système dans lesquels il n'y a pas de rayonnement d'énergie ; des états qui, par conséquent, seront stationnaires tant que le système ne sera pas perturbé de l'extérieur. Nous voyons que la valeur de W est la plus grande si τ a sa plus petite valeur 1. Ce cas correspondra donc à l'état le plus stable du système, c'est-à-dire à la liaison de l'électron pour la rupture duquel la plus grande quantité d'énergie est nécessaire.

Posons dans l'expression ci-dessus $\tau = 1$ et $E = e$, et introduisons les valeurs expérimentales

$$e = 4,7 \times 10^{-10}, \quad \frac{e}{m} = 5,31 \times 10^{17}, \quad h = 6,5 \times 10^{-27},$$

nous obtenons

$$2a = 1,1 \times 10^{-8} \text{ cm}, \quad \omega = 6,2 \times 10^{15} \text{ Hz}, \quad \frac{W}{e} = 13 \text{ V.}$$

Nous voyons que ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les dimensions de l'atome, les fréquences optiques, et les potentiels d'ionisation.

L'importance générale de la théorie de PLANCK pour la discussion du comportement des systèmes atomiques a été soulignée à l'origine par EINSTEIN⁷. Les considérations d'EINSTEIN ont été développées et appliquées à un certain nombre de phénomènes différents, en particulier par STARK, NERNST et SOMMERFIELD. La concordance de l'ordre de grandeur entre les valeurs observées pour les fréquences des raies et les dimensions des atomes, et les valeurs de ces quantités calculées par des considérations similaires à celles données ci-dessus, a fait l'objet de nombreuses discussions. Il a été mis en évidence pour la première fois par HAAS⁸, dans une tentative d'explication de la signification et de la valeur de la constante de PLANCK sur la base du modèle atomique de J. J. THOMSON, à l'aide des dimensions linéaires et de la fréquence d'un atome d'hydrogène.

Les systèmes du type considéré dans cet article, dans lesquels les forces entre les particules varient inversement comme le carré de la distance, sont discutés en relation avec la théorie de PLANCK par J. W. NICHOLSON⁹. Dans une série d'articles, cet auteur a montré qu'il semble possible de rendre compte de raies d'origine jusqu'ici inconnue dans les spectres des nébuleuses stellaires et de la couronne solaire, en supposant la présence dans ces corps de certains éléments hypothétiques de constitution exactement indiquée. Les atomes de ces éléments sont supposés consister simplement en un anneau de quelques électrons entourant un noyau positif de dimensions négligeables. Les rapports entre les fréquences correspondant aux raies en

6. Voir f. inst., M. Planck, Ann. d. Phys. xxxi. p. 758 (1910) ; xxxvii. p. 642 (1912) ; Verh. deutsch. Phys. Ges. 1911, p. 138.

7. A. EINSTEIN, Ann. d. Phys., xvii. p. 132 (1905). xx. p. 199 (1906) ; xxii. p. 180 (1907).

8. A. E. HAAS, Jahrb. d. Rad. u. El., vii. p. 261 (1910), Voir également, A. SCHIDLÖF, Ann. d. Phys. xxxv. p. 90 (1911) ; E. WERTHEIMER, Phys. Zeitschr. xii. p. 409 (1911), Verh. deutsch. Phys. Ges. 1912, p. 431 ; F. A. LINDEMANN, Verh. deutsch. Phys. Ges. 1911, pp. 482, 1107 ; F. HABER, Verh. deutsch. Phys. Ges. 1911, p. 1117

9. J. W. Nicholson, Month. Not. Roy. Astr. Soc. lxxii. pp. 49, 189, 677, 693, 729 (1912).

question sont comparés aux rapports entre les fréquences correspondant aux différents modes de vibration de l'anneau d'électrons. NICHOLSON a obtenu une relation avec la théorie de PLANCK montrant que les rapports entre les longueurs d'onde des différents ensembles de raies du spectre coronal peuvent être expliqués avec une grande précision en supposant que le rapport entre l'énergie du système et la fréquence de rotation de l'anneau est égal à un multiple entier de la constante de PLANCK. La quantité que NICHOLSON appelle l'énergie est égale au double de la quantité que nous avons désignée ci-dessus par W . Dans le dernier article cité, NICHOLSON a jugé nécessaire de donner à la théorie une forme plus compliquée, tout en représentant le rapport entre l'énergie et la fréquence par une simple fonction de nombres entiers.

L'excellent accord entre les valeurs calculées et observées des rapports entre les longueurs d'onde en question semble être un argument fort en faveur de la validité du fondement des calculs de NICHOLSON. De sérieuses objections peuvent cependant être soulevées à l'encontre de la théorie. Ces objections sont intimement liées au problème de l'homogénéité du rayonnement émis. Dans les calculs de NICHOLSON, la fréquence des lignes d'un spectre de lignes est identifiée à la fréquence de vibration d'un système mécanique dans un état d'équilibre clairement indiqué. Comme on utilise une relation de la théorie de PLANCK, on pourrait s'attendre à ce que le rayonnement soit émis en quanta ; mais les systèmes comme ceux considérés, dans lesquels la fréquence est une fonction de l'énergie, ne peuvent pas émettre une quantité finie d'un rayonnement homogène ; car, dès que l'émission du rayonnement commence, l'énergie et aussi la fréquence du système sont modifiées. De plus, selon les calculs de NICHOLSON, les systèmes sont instables pour certains modes de vibration. En dehors de ces objections, qui peuvent n'être que formelles (voir p. 11), il faut remarquer que la théorie, sous la forme donnée, ne semble pas pouvoir rendre compte des lois bien connues de BALMER et de RYDBERG reliant les fréquences des raies dans les spectres de raies des éléments ordinaires.

Nous allons maintenant essayer de montrer que les difficultés en question disparaissent si nous considérons les problèmes du point de vue adopté dans le présent document. Avant de poursuivre, il peut être utile de rappeler brièvement les idées qui caractérisent les calculs de la page 3. Les principales hypothèses utilisées sont que :

1. L'équilibre dynamique des systèmes dans les états stationnaires peut être discuté à l'aide de la mécanique ordinaire, alors que le passage des systèmes entre différents états stationnaires ne peut pas être traité sur cette base.
2. Ce dernier processus est suivi par l'émission d'un rayonnement *homogène*, pour lequel la relation entre

la fréquence et la quantité d'énergie émise est celle donnée par la théorie de PLANCK.

La première hypothèse semble s'imposer, car on sait que la mécanique ordinaire ne peut avoir une validité absolue, mais qu'elle ne s'applique qu'aux calculs de certaines valeurs moyennes du mouvement des électrons. D'autre part, dans les calculs de l'équilibre dynamique dans un état stationnaire dans lequel il n'y a pas de déplacement relatif des particules, nous n'avons pas besoin de faire la distinction entre des mouvements réels et leurs valeurs moyennes. La deuxième hypothèse est en contraste évident avec les idées ordinaires de l'électrodynamique, mais elle semble nécessaire pour rendre compte des faits expérimentaux.

Dans les calculs de la page 3, nous avons en outre utilisé des hypothèses plus spéciales, à savoir que les différents états stationnaires correspondent à l'émission d'un nombre différent de quanta d'énergie de PLANCK, et que la fréquence du rayonnement émis lors du passage du système d'un état dans lequel aucune énergie n'est encore émise à l'un des états stationnaires, est égale à la moitié de la fréquence de révolution de l'électron dans ce dernier état. Nous pouvons cependant (voir §2.3) arriver aux expressions (3) pour les états stationnaires en utilisant des hypothèses d'une forme quelque peu différente. Nous allons donc remettre à plus tard la discussion des hypothèses spéciales et montrer d'abord comment, à l'aide des principales hypothèses ci-dessus et des expressions (3) pour les états stationnaires, nous pouvons rendre compte du spectre de raies de l'hydrogène.

2.2 Spectre de raies d'émissions

2.2.1 Spectre de l'hydrogène

Il est généralement admis qu'un atome d'hydrogène est constitué d'un seul électron tournant autour d'un noyau positif de charge e^{10} . La reformation d'un atome d'hydrogène lorsque l'électron a été éloigné du noyau à de grandes distances - par exemple par l'effet d'une décharge électrique dans un tube à vide - correspondra donc à la liaison d'un électron avec un noyau positif, comme nous l'avons vu à la page 3. Si dans (3) nous mettons $E = e$, nous obtenons la quantité totale d'énergie rayonnée par la formation d'un des états stationnaires,

$$W_{\tau} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 \tau^2}.$$

La quantité d'énergie émise par le passage du système d'un état correspondant à $\tau = \tau_1$ à un état correspondant à $\tau = \tau_2$, est par conséquent

$$W_{\tau_2} - W_{\tau_1} = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^2} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right).$$

10. Voir f. inst. N. BOHR, Phil. Mag. xxv. p. 24 (1913). La conclusion tirée dans l'article cité est fortement étayée par le fait que l'hydrogène, dans les expériences sur les rayons positifs de Sir J. J. THOMSON, est le seul élément qui ne se présente jamais avec une charge positive correspondant à la perte de plus d'un électron (comp. Phil. Mag. xxiv. p.672 (1912)).

Si nous supposons maintenant que le rayonnement en question est homogène et que la quantité d'énergie émise est égale à $h\nu$, où ν est la fréquence du rayonnement, nous obtenons

$$W_{\tau_2} - W_{\tau_1} = h\nu,$$

et de là

$$\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right). \quad (4)$$

On voit que cette expression rend compte de la loi reliant les raies du spectre de l'hydrogène. Si nous mettons $\tau_2 = 2$ et laissons varier τ_1 , nous obtenons la série ordinaire de BALMER. Si on met $\tau_2 = 3$, on obtient la série dans l'infra-rouge observée par PASCHEN¹¹ et soupçonnée auparavant par RITZ. Si l'on met $\tau_2 = 1$ et $\tau_1 = 4, 5, \dots$, on obtient des séries respectivement dans l'extrême ultra violet et l'extrême ultra rouge, qui ne sont pas observées, mais dont l'existence est attendue. L'accord en question est à la fois quantitatif et qualitatif. Posons

$$e = 4,7 \times 10^{-41}, \quad \frac{e}{m} = 5,31 \times 10^{17}, \quad \text{et } h = 6,5 \times 10^{-27}.$$

nous obtenons

$$\frac{2\pi^2 me^4}{h^3} = 3,1 \times 10^{15}.$$

La valeur observée pour le facteur hors parenthèse dans la formule (4) est $3,29 \times 10^{15}$.

L'accord entre les valeurs théoriques et observées se situe à l'intérieur de l'incertitude due aux erreurs expérimentales sur les constantes entrant dans l'expression de la valeur théorique. Nous reviendrons dans §2.3 sur l'importance éventuelle de l'accord en question. On peut remarquer que le fait qu'il n'a pas été possible d'observer plus de 12 raies de la série de BALMER dans des expériences avec des tubes à vide, alors que 33 raies sont observées dans les spectres de certains corps célestes, correspond exactement à ce que nous devrions attendre de la théorie ci-dessus. Selon l'équation (3), le diamètre de l'orbite de l'électron dans les différents états stationnaires est proportionnel à τ^2 . Pour $\tau = 12$, le diamètre est égal à $1,6 \times 10^{-6}$ cm, soit la distance moyenne entre les molécules d'un gaz à une pression d'environ 933 Pa; pour $\tau = 33$, le diamètre est égal à $1,2 \times 10^{-5}$ cm, ce qui correspond à la distance moyenne entre les molécules à une pression d'environ 2,67 Pa. Selon la théorie, la condition nécessaire à l'apparition d'un grand nombre de raies est donc une très faible densité du gaz; simultanément, pour obtenir une intensité suffisante pour l'observation, l'espace rempli par le gaz doit être très grand. Si la théorie est juste, on ne peut donc pas s'attendre à pouvoir observer dans des expériences avec des tubes à vide les raies correspondant

à des nombres élevés de la série de BALMER du spectre d'émission de l'hydrogène; il pourrait cependant être possible d'observer ces raies en étudiant le spectre d'absorption de ce gaz (voir §2.4).

On observera que nous n'obtenons pas de cette façon d'autres séries de raies, généralement attribuées à l'hydrogène; par exemple, la série observée pour la première fois par PICKERING¹² dans le spectre de l'étoile ζ Puppis, et l'ensemble des séries récemment trouvées par FOWLER¹³ par des expériences avec des tubes à vide contenant un mélange d'hydrogène et d'hélium. Nous allons cependant voir qu'à l'aide de la théorie ci-dessus, nous pouvons rendre compte naturellement de ces séries de raies si nous les attribuons à l'hélium.

Un atome neutre de ce dernier élément est constitué, selon la théorie de Rutherford, d'un noyau positif de charge $2e$ et de deux électrons. Si l'on considère maintenant la fixation d'un seul électron par un noyau d'hélium, on obtient, en mettant $E = 2e$ dans les expressions (3) de la page 3, et en procédant exactement de la même manière que précédemment,

$$\begin{aligned} \nu &= 8\pi^2 me^4 h^3 \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right) \\ &= \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \left(\frac{1}{(\frac{\tau_2}{2})^2} - \frac{1}{(\frac{\tau_1}{2})^2} \right) \end{aligned}$$

Si l'on met dans cette formule. $\tau_2 = 1$ ou $\tau_2 = 2$, on obtient des séries de raies dans l'extrême ultra-violet. Si nous mettons $\tau_2 = 3$, et laissons varier τ_1 , nous obtenons une série qui comprend 2 des séries observées par FOWLER, et désignées par lui comme les première et deuxième séries principales du spectre de l'hydrogène. Si l'on met $\tau_2 = 4$, on obtient la série observée par PICKERING dans le spectre de ζ Puppis. Une raie sur deux de cette série est identique à une raie de la série de BALMER du spectre de l'hydrogène; la présence d'hydrogène dans l'étoile en question peut donc expliquer le fait que ces raies soient plus intenses que le reste des raies de la série. Cette série est également observée dans les expériences de FOWLER, et désignée dans son article comme la série SHARP du spectre de l'hydrogène. Si nous mettons finalement dans la formule ci-dessus $\tau_2 = 5, 6, \dots$, nous obtenons des séries dont les raies fortes sont attendues dans l'infra-rouge.

La raison pour laquelle le spectre considéré n'est pas observé dans les tubes d'hélium ordinaires peut être que dans ces tubes l'ionisation de l'hélium n'est pas aussi complète que dans l'étoile considérée ou dans les expériences de Fowler, où une forte décharge a été envoyée à travers un mélange d'hydrogène et d'hélium. La condition pour l'apparition du spectre est, selon la théorie ci-dessus, que les atomes d'hélium soient présents dans un état où ils ont perdu leurs deux électrons. Nous devons maintenant supposer que la quantité d'énergie à utiliser pour enlever

11. F. PASCHEN, Ann. d. Phys. xxvii, p. 565 (1908)

12. E. C. PICKERING, Astrophys. J. iv. p. 369 (1896); v. p. 92 (1897).

13. A. FOWLER Month. Not. Roy. Astr. Soc. lxxiii. Dec. 1912.

le deuxième électron d'un atome d'hélium est beaucoup plus grande que celle à utiliser pour enlever le premier. En outre, on sait, d'après les expériences sur les rayons positifs, que les atomes d'hydrogène peuvent acquérir une charge négative; par conséquent, la présence d'hydrogène dans les expériences de Fowler peut avoir pour effet d'enlever plus d'électrons à certains atomes d'hélium que ce ne serait le cas s'il n'y avait que de l'hélium.

2.2.2 Spectres d'autres substances

Pour les systèmes contenant plus d'électrons, on doit s'attendre – conformément aux résultats des expériences – à des lois plus compliquées pour les spectres de raies que celles qui ont été considérées. J'essaierai de montrer que le point de vue exposé ci-dessus permet, en tout cas, une certaine compréhension des lois observées.

Selon la théorie de RYDBERG (avec la généralisation donnée par RITZ), la fréquence correspondant aux raies du spectre d'un élément peut être exprimée par

$$\nu = F_r(\tau_1) - F_s(\tau_2),$$

où τ_1 et τ_2 sont des nombres entiers, et F_1, F_2, F_3, \dots sont des fonctions de τ qui sont approximativement égales à $\frac{K}{(\tau+a_1)^2}, \frac{K}{(\tau+a_2)^2}, \dots$. K est une constante universelle, égale au facteur à l'extérieur des parenthèses de la formule (4) pour le spectre d'hydrogène. Les différentes séries apparaissent si nous prenons τ_1 ou τ_2 égale à un nombre fixe et laissons les autres varier.

Le fait que la fréquence puisse s'écrire comme une différence entre deux fonctions de nombres entiers suggère une origine des raies dans les spectres en question semblable à celle que nous avons supposée pour l'hydrogène, c'est-à-dire que les raies correspondent à une radiation émise pendant le passage du système entre deux états stationnaires différents. Pour les systèmes contenant plus d'un électron, la discussion détaillée peut être très compliquée, car il existe de nombreuses configurations différentes des électrons qui peuvent être considérées comme des états stationnaires. Cela peut expliquer les différents ensembles de séries dans les spectres de raies émis par les substances en question. Ici, j'essaierai seulement de montrer comment, à l'aide de la théorie, on peut expliquer simplement que la constante K entrant dans la formule de RYDBERG est la même pour toutes les substances.

Supposons que le spectre en question corresponde à la radiation émise lors de la liaison d'un électron; et supposons en outre que le système incluant l'électron considéré soit neutre. La force exercée sur l'électron, lorsqu'il se trouve à une grande distance du noyau et des électrons précédemment liés, sera pratiquement la même que dans le cas précédent de la liaison d'un électron par un noyau d'hydrogène. L'énergie correspondant à l'un des états stationnaires sera donc, pour τ grand, très proche de celle donnée par l'expression (3) de la page 5, si l'on met $E = e$.

Pour τ grand on obtient donc

$$\lim_{\tau \rightarrow +\infty} \tau^2 F_1(\tau) = \lim_{\tau \rightarrow +\infty} \tau^2 F_e(\tau) = \dots = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3},$$

ce qui est conforme à la théorie de RYDBERG.

2.3 Considérations générales (suite)

Nous allons maintenant revenir sur la discussion (voir p. 2) des hypothèses spéciales utilisées pour déduire les expressions (3) de la p. 3 pour les états stationnaires d'un système constitué d'un électron tournant autour d'un noyau.

D'une part, nous avons supposé que les différents états stationnaires correspondent à l'émission d'un nombre différent de quanta d'énergie. Si l'on considère les systèmes dans lesquels la fréquence est fonction de l'énergie, cette hypothèse peut cependant être considérée comme improbable; en effet, dès qu'un quantum est émis, la fréquence est modifiée. Nous allons voir maintenant que l'on peut laisser l'hypothèse utilisée et conserver l'équation (2) de la page 3, et donc l'analogie formelle avec la théorie de PLANCK.

Tout d'abord, on observera qu'il n'a pas été nécessaire, pour rendre compte de la loi des spectres à l'aide des expressions (3) pour les états stationnaires, de supposer que dans tous les cas un rayonnement est émis correspondant à plus d'un seul quantum d'énergie, $h\nu$. D'autres informations sur la fréquence du rayonnement peuvent être obtenues en comparant les calculs du rayonnement énergétique dans la région des vibrations lentes basés sur les hypothèses ci-dessus avec les calculs basés sur la mécanique ordinaire. Comme on le sait, les calculs sur cette dernière base sont en accord avec les expériences sur le rayonnement énergétique dans la région citée.

Supposons que le rapport entre la quantité totale d'énergie émise et la fréquence de révolution de l'électron ω pour les différents états stationnaires soit donné par l'équation $W = h\omega f(\tau)$, au lieu de l'équation (2). En procédant de la même manière que ci-dessus, on obtient dans ce cas au lieu de (3)

$$W = \frac{\pi^2 me^2 E^2}{2h^2 f^2(\tau)}, \quad \omega = \frac{\pi^2 me^2 e^2}{2h^3 f^3(\tau)}.$$

En supposant comme ci-dessus que la quantité d'énergie émise lors du passage du système d'un état correspondant à $\tau = \tau_1$ à un état pour lequel $\tau = \tau_2$ est égal à $h\nu$, on obtient à la place de (4)

$$\nu = \frac{\pi^2 me^2 E^2}{2c^2 h^3} \frac{2N-1}{N^2(N-1)^2}$$

Pour la fréquence de révolution de l'électron avant et après l'émission, on a

$$\omega_N = \frac{\pi^2 me^2 E^2}{2c^3 h^3 N^3} \quad \text{et} \quad \omega_{N-1} = \frac{\pi^2 me^2 E^2}{2c^3 h^3 (N-1)^3}$$

Si N est grand, le rapport entre la fréquence avant et après l'émission sera très proche de 1; et selon l'électrodynamique ordinaire, nous devrions donc nous attendre à ce que le rapport entre la fréquence du rayonnement et la fréquence de révolution soit également très proche de 1. Cette condition est satisfaite seulement si $c = \frac{1}{2}c$. En posant $f(\tau) = \frac{\tau}{2}$, nous arrivons à nouveau à l'équation (2) et par conséquent à l'expression (3) pour les états stationnaires.

Si l'on considère le passage du système entre deux états correspondant à $\tau = N$ et $\tau = N - n$, où n est petit devant N , nous obtenons avec la même approximation précédente en posant $f(\tau) = \frac{\tau}{2}$,

$$\nu = n\omega.$$

La possibilité d'émission d'un rayonnement d'une telle fréquence peut également être interprétée par analogie avec l'électrodynamique ordinaire, car un électron tournant autour d'un noyau sur une orbite elliptique émettra un rayonnement qui, selon le théorème de FOURIER, peut être résolu en composantes homogènes, dont les fréquences sont $n\omega$, si ω est la fréquence de révolution de l'électron.

Nous sommes donc amenés à supposer que l'interprétation de l'équation (2) n'est pas que les différents états stationnaires correspondent à une émission de nombres différents de quanta d'énergie, mais que la fréquence de l'énergie émise pendant le passage du système d'un état dans lequel aucune énergie n'est encore rayonnée à l'un des différents états stationnaires, est égale à différents multiples de $\frac{\omega}{2}$ où ω est la fréquence de révolution de l'électron dans l'état considéré. A partir de cette hypothèse, nous obtenons exactement les mêmes expressions que précédemment pour les états stationnaires, et à partir de celles-ci, à l'aide des principales hypothèses de la page 4, la même expression pour la loi du spectre de l'hydrogène. Par conséquent, nous pouvons considérer nos considérations préliminaires à la page 3 comme une forme simple de représentation des résultats de la théorie.

Avant de quitter la discussion de cette question, nous reviendrons un instant sur la signification de l'accord entre les valeurs observées et calculées de la constante entrant dans les expressions (4) pour la série de BALMER du spectre de l'hydrogène. Il résulte de ce qui précède qu'en prenant comme point de départ la loi du spectre de l'hydrogène et en supposant que les différentes raies correspondent à un rayonnement homogène émis lors du passage entre différents états stationnaires, on aboutit exactement à la même expression de la constante en question que celle donnée par (4), si l'on admet seulement (1) que le rayonnement est émis en quanta $h\nu$, et (2) que la fréquence du rayonnement émis lors du passage du système entre des états stationnaires successifs coïncidera avec la fréquence de révolution de l'électron dans la région des vibrations lentes.

Comme toutes les hypothèses utilisées dans cette

dernière façon de représenter la théorie sont de ce que nous pouvons appeler un caractère qualitatif, nous sommes en droit d'attendre – si toute la façon de considérer est saine – un accord absolu entre les valeurs calculées et observées pour la constante en question, et non pas seulement un accord approximatif. La formule (4) peut donc être utile dans la discussion des résultats des déterminations expérimentales des constantes e , m et h .

Bien qu'il ne puisse évidemment être question d'un fondement mécanique des calculs donnés dans cet article, il est cependant possible de donner une interprétation très simple du résultat du calcul de la page 3 à l'aide de symboles empruntés à la mécanique ordinaire. En désignant par M le moment angulaire de l'électron autour du noyau, on a immédiatement pour une orbite circulaire $\pi M = \frac{T}{\omega}$, où ω est la fréquence de révolution et T l'énergie cinétique de l'électron; pour une orbite circulaire, on a en outre $T = W$ (voir p. 3) et de (2), p. 3, on obtient par conséquent

$$M = \tau M_0,$$

où

$$M_0 = \frac{h}{2\pi} = 1,04 \times 10^{-27}.$$

Si nous supposons donc que l'orbite de l'électron dans les états stationnaires est circulaire, le résultat du calcul de la page 3 peut être exprimé par la simple condition que le moment angulaire de l'électron autour du noyau dans un état stationnaire du système soit égal à un multiple entier d'une valeur universelle, indépendante de la charge du noyau. NICHOLSON¹⁴ souligne l'importance possible du moment angulaire dans la discussion des systèmes atomiques en relation avec la théorie de PLANCK.

Le grand nombre d'états stationnaires différents ne peut être observé que par l'étude de l'émission et de l'absorption des radiations. Dans la plupart des autres phénomènes physiques, cependant, nous n'observons les atomes de la matière que dans un seul état distinct, à savoir l'état des atomes à basse température. Les considérations précédentes nous amènent immédiatement à supposer que l'état "permanent" est celui des états stationnaires au cours de la formation duquel la plus grande quantité d'énergie est émise. D'après l'équation (3) de la page 3, cet état est celui qui correspond à $\tau = 1$.

2.4 Absorption des radiations

Pour rendre compte de la loi de KIRCHHOFF, il est nécessaire d'introduire des hypothèses sur le mécanisme d'absorption des radiations qui correspondent à celles que nous avons utilisées pour l'émission. Ainsi, nous devons supposer qu'un système composé d'un noyau et d'un électron tournant autour de lui dans certaines circonstances peut absorber un rayonnement d'une fréquence égale à la fréquence du rayonnement homogène émis lors du passage du système

14. J. W. NICHOLSON, loc.cit.p. 679

entre différents états stationnaires. Considérons le rayonnement émis lors du passage du système entre deux états stationnaires A_1 et A_2 correspondant à des valeurs de τ égales à τ_1 et τ_2 , $\tau_1 > \tau_2$. Comme la condition nécessaire pour une émission du rayonnement en question était la présence de systèmes dans l'état A_1 , nous devons supposer que la condition nécessaire pour une absorption du rayonnement est la présence de systèmes dans l'état A_2 .

Ces considérations semblent être en conformité avec les expériences sur l'absorption dans les gaz. Dans l'hydrogène gazeux, dans des conditions ordinaires, par exemple, il n'y a pas d'absorption d'une radiation d'une fréquence correspondant au spectre linéaire de ce gaz ; une telle absorption n'est observée que dans l'hydrogène gazeux à l'état lumineux. C'est ce à quoi nous devrions nous attendre d'après ce qui précède. Nous avons supposé à la page 5 que le rayonnement en question était émis lors du passage des systèmes entre des états stationnaires correspondant à $\tau \geq 2$. L'état des atomes d'hydrogène gazeux dans des conditions ordinaires devrait cependant correspondre à $\tau = 1$; en outre, les atomes d'hydrogène dans des conditions ordinaires se combinent en molécules, c'est-à-dire en systèmes dans lesquels les électrons ont des fréquences différentes de celles des atomes (voir Partie III.). De la circonstance que certaines substances à l'état non lumineux, comme par exemple la vapeur de sodium, absorbent des radiations correspondant à des raies du spectre de ces substances, on peut, d'autre part, conclure que les raies en question sont émises lors du passage du système entre deux états, dont l'un est l'état permanent.

La différence entre les considérations ci-dessus et une interprétation basée sur l'électrodynamique ordinaire est peut-être plus clairement démontrée par le fait que nous avons été obligés de supposer qu'un système d'électrons absorbe un rayonnement d'une fréquence différente de la fréquence de vibration des électrons calculée de manière ordinaire. A cet égard, il peut être intéressant de mentionner une généralisation des considérations auxquelles nous conduisent les expériences sur l'effet photo-électrique, et qui peut être de nature à éclairer le problème en question. Considérons un état du système dans lequel l'électron est libre, c'est-à-dire dans lequel l'électron possède une énergie cinétique suffisante pour s'éloigner à l'infini du noyau. Si nous supposons que le mouvement de l'électron est régi par la mécanique ordinaire et qu'il n'y a pas de radiation d'énergie (sensible), l'énergie totale du système – comme dans les états stationnaires considérés ci-dessus – sera constante. En outre, il y aura une continuité parfaite entre les deux types d'états, puisque la différence entre la fréquence et les dimensions des systèmes dans des états stationnaires successifs diminuera sans limite si τ augmente. Dans les considérations qui suivent, nous appellerons, par souci de concision, les deux types d'états en question des états « mécaniques » ; cette notation ne fait que souligner

l'hypothèse selon laquelle le mouvement de l'électron dans les deux cas peut être expliqué par la mécanique ordinaire.

En poursuivant l'analogie entre les deux types d'états mécaniques, on pourrait maintenant s'attendre à la possibilité d'une absorption de rayonnement, correspondant non seulement au passage du système entre deux états stationnaires différents, mais aussi au passage entre un des états stationnaires et un état dans lequel l'électron est libre ; et comme ci-dessus, on pourrait s'attendre à ce que la fréquence de ce rayonnement soit déterminée par l'équation $E = h\nu$, où E est la différence entre l'énergie totale du système dans les deux états. Comme on le verra, une telle absorption de rayonnement est exactement ce qui est observé dans les expériences d'ionisation par la lumière ultra-violet et par les rayons RÖNTGEN. Il est évident que nous obtenons ainsi la même expression pour l'énergie cinétique d'un électron éjecté d'un atome par effet photo-électrique que celle déduite par EINSTEIN¹⁵, c'est-à-dire $T = h\nu - W$, où T est l'énergie cinétique de l'électron éjecté, et W la quantité totale d'énergie émise lors de la liaison initiale de l'électron.

Les considérations ci-dessus peuvent également expliquer le résultat de certaines expériences de R. W. WOOD¹⁶ sur l'absorption de la lumière par la vapeur de sodium. Dans ces expériences, on observe une absorption correspondant à un très grand nombre de raies de la série principale du spectre du sodium et, en outre, une absorption continue qui commence en tête de la série et s'étend jusqu'à l'extrême ultraviolet. C'est exactement ce à quoi l'on doit s'attendre d'après l'analogie en question, et, comme nous le verrons, un examen plus approfondi des expériences ci-dessus nous permet de pousser l'analogie encore plus loin. Comme mentionné à la page 5, les rayons des orbites des électrons seront, pour les états stationnaires correspondant à des valeurs élevées de τ , très grands par rapport aux dimensions atomiques ordinaires. Cette circonstance a été utilisée pour expliquer la non-apparition, dans les expériences avec des tubes à vide, des raies correspondant aux nombres les plus élevés de la série de BALMER du spectre de l'hydrogène. Ceci est également conforme aux expériences sur le spectre d'émission du sodium ; dans la série principale du spectre d'émission de cette substance, peu de raies sont observées. Or, dans les expériences de WOOD, la pression n'était pas très basse, et les états correspondant à des valeurs élevées de τ ne pouvaient donc pas apparaître ; pourtant, dans le spectre d'absorption, une cinquantaine de raies ont été détectées. Dans les expériences en question, nous observons donc une absorption de rayonnement qui n'est pas accompagnée d'une transition complète entre deux états stationnaires différents. Selon la théorie actuelle, nous devons supposer que cette absorption est suivie d'une émission d'énergie au cours de laquelle les systèmes retournent à l'état stationnaire d'origine. S'il n'y a pas de collisions entre les différents systèmes, cette énergie sera

15. A. Einstein, Ann. d. Phys. xvii. p.146(1905).

16. R. W. Wood, Physical Optics, p.513 (1911).

émise sous la forme d'un rayonnement de même fréquence que celui qui a été absorbé, et il n'y aura pas de véritable absorption mais seulement une diffusion du rayonnement original; une véritable absorption ne se produira que si l'énergie en question est transformée par des collisions en énergie cinétique de particules libres. Par analogie, nous pouvons maintenant conclure des expériences ci-dessus qu'un électron lié – même dans les cas où il n'y a pas d'ionisation – aura une influence absorbante (diffusante) sur un rayonnement homogène, dès que la fréquence du rayonnement est supérieure à $\frac{W}{h}$, où W est la quantité totale d'énergie émise pendant la liaison de l'électron, ce qui serait très favorable à une théorie de l'absorption comme celle esquissée ci-dessus, car il ne saurait être question dans ce cas d'une coïncidence entre la fréquence du rayonnement et une fréquence caractéristique de vibration de l'électron. On verra en outre que l'hypothèse selon laquelle il y aura absorption (diffusion) de tout rayonnement correspondant à une transition entre deux états mécaniques différents est en parfaite analogie avec l'hypothèse généralement utilisée selon laquelle un électron libre aura une influence absorbante (diffusante) sur la lumière de n'importe quelle fréquence. Des considérations correspondantes s'appliquent à l'émission de radiations.

Par analogie avec l'hypothèse utilisée dans cet article selon laquelle l'émission de spectres de raies est due à la reformation des atomes après l'élimination d'un ou de plusieurs électrons légèrement liés, nous pouvons supposer que le rayonnement homogène de RÖNTGEN est émis pendant la décantation des systèmes après qu'un des électrons fermement liés s'est échappé, par exemple par l'impact des particules de la cathode¹⁷. Dans la partie suivante de cet article, consacrée à la constitution des atomes, nous examinerons la question de plus près et nous essaierons de montrer qu'un calcul basé sur cette hypothèse est en accord quantitatif avec les résultats des expériences : nous ne ferons ici que mentionner brièvement un problème que l'on rencontre dans un tel calcul.

Les expériences sur le phénomène des rayons X suggèrent que non seulement l'émission et l'absorption du rayonnement ne peuvent être traitées à l'aide de l'électrodynamique ordinaire, mais que ce n'est pas non plus le résultat d'une collision entre deux électrons dont l'un est lié à un atome. C'est peut-être ce que montrent le plus clairement certains calculs très instructifs sur l'énergie des particules β émises par des substances radioactives, récemment publiés par RUTHERFORD¹⁸. Ces calculs suggèrent fortement qu'un électron de grande vitesse qui traverse un atome et entre en collision avec les électrons qui y sont liés perdra de l'énergie sous forme de quanta finis distincts. Comme on le voit immédiatement, ceci est très différent de ce à quoi on pourrait s'attendre si le résultat des collisions était régi par les lois mécaniques habituelles. L'échec de la mécanique classique dans un tel

problème pouvait également être attendu à l'avance du fait de l'absence de toute équipartition de l'énergie cinétique entre les électrons libres et les électrons liés aux atomes. Du point de vue des états "mécaniques", nous voyons cependant que l'hypothèse suivante – qui est en accord avec l'analogie ci-dessus – pourrait rendre compte du résultat du calcul de RUTHERFORD et de l'absence d'équipartition de l'énergie cinétique : deux électrons entrant en collision, liés ou libres, seront, après la collision aussi bien qu'avant, dans des états mécaniques. Évidemment, l'introduction d'une telle hypothèse n'entraînerait aucune modification dans le traitement classique d'une collision entre deux particules libres. Mais si l'on considère une collision entre un électron libre et un électron lié, il s'ensuivrait que l'électron lié, par la collision, ne pourrait pas acquérir une quantité d'énergie inférieure à la différence d'énergie correspondant aux états stationnaires successifs, et par conséquent que l'électron libre qui entre en collision avec lui ne pourrait pas perdre une quantité d'énergie inférieure.

Il n'est pas nécessaire d'insister sur le caractère préliminaire et hypothétique des considérations qui précèdent. L'intention, cependant, était de montrer que la généralisation esquissée de la théorie des états stationnaires peut éventuellement fournir une base simple pour représenter un certain nombre de faits expérimentaux qui ne peuvent être expliqués à l'aide de l'électrodynamique ordinaire, et que les hypothèses utilisées ne semblent pas être incompatibles avec des expériences sur des phénomènes pour lesquels une explication satisfaisante a été donnée par la dynamique classique et la théorie ondulatoire de la lumière.

2.5 L'état permanent d'un système atomique

Nous allons maintenant revenir à l'objet principal de ce document, à savoir la discussion de l'état "permanent" d'un système composé de noyaux et d'électrons liés. Pour un système constitué d'un noyau et d'un électron tournant autour de lui, cet état est, d'après ce qui précède, déterminé par la condition que le moment angulaire de l'électron autour du noyau soit $\frac{h}{2\pi}$.

Selon la théorie de ce document, le seul atome neutre qui contient un seul électron est l'atome d'hydrogène. L'état permanent de cet atome devrait correspondre aux valeurs de a et ω calculées à la page 3. Malheureusement, nous ne connaissons que très peu le comportement des atomes d'hydrogène en raison de la faible dissociation des molécules d'hydrogène aux températures ordinaires. Afin d'obtenir une comparaison plus étroite avec les expériences, il est nécessaire de considérer des systèmes plus compliqués.

Si l'on considère les systèmes dans lesquels plusieurs électrons sont liés à un noyau positif, la configuration des électrons qui se présente comme un état permanent est

17. Comparer J. J. THOMSON, Phil. Mag. xxiii, p.456 (1912).

18. E. RUTHERFORD, Phil. Mag. xxiv. pp.458 893(1912).

celle dans laquelle les électrons sont disposés en anneau autour du noyau. Dans la discussion de ce problème sur la base de l'électrodynamique ordinaire, nous rencontrons – en dehors de la question du rayonnement énergétique – de nouvelles difficultés dues à la question de la stabilité de l'anneau. Laissant de côté cette dernière difficulté, nous examinerons d'abord les dimensions et la fréquence des systèmes en relation avec la théorie du rayonnement de PLANCK.

Considérons un anneau composé de n électrons tournant autour d'un noyau de charge E , les électrons étant disposés à intervalles angulaires égaux sur la circonférence d'un cercle de rayon a .

L'énergie potentielle totale du système constitué par les électrons et le noyau est de

$$P = \frac{-ne}{a} (E - es_n),$$

où

$$s_n = \frac{1}{4} \sum_{s=1}^{n-1} \sin^{-1} \frac{s\pi}{n}.$$

Pour la force radiale exercée sur un électron par le noyau et les autres électrons, on obtient

$$F = \frac{-1}{n} \frac{dP}{da} = \frac{-e}{a^2} (E - es_n).$$

En notant l'énergie cinétique d'un électron par T et en négligeant les forces électromagnétiques dues au mouvement des électrons (voir Section 2 p.2), on obtient, en mettant la force centrifuge sur un électron égale à la force radiale,

$$\frac{2T}{a} = \frac{e}{a^2} (E - es_n),$$

ou encore

$$T = \frac{e}{2a} (E - es_n).$$

Delà, nous obtenons la fréquence de révolution

$$\omega = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e(E - es_n)}{ma^3}}.$$

La quantité totale d'énergie W nécessaire transférée au système pour éloigner les électrons à des distances infinies du noyau et les uns des autres est de

$$W = -P - nT = \frac{ne}{2A} (E - es_n) = nT$$

qui est égale à l'énergie cinétique totale des électrons.

On voit que la seule différence entre la formule ci-dessus et celles qui s'appliquent au mouvement d'un électron unique sur une orbite circulaire autour d'un noyau est l'échange de E contre $E - es_n$. On voit aussi immédiatement qu'au mouvement d'un électron sur une orbite elliptique autour d'un noyau correspond un mouvement des n électrons

dans lequel chacun tourne sur une orbite elliptique avec le noyau au foyer, et les n électrons sont à tout moment situés à intervalles angulaires égaux sur un cercle dont le noyau est le centre. Le grand axe et la fréquence de l'orbite des électrons individuels seront donnés pour ce mouvement par les expressions (1) de la page 3 si nous remplaçons E par $E - es_n$, et W par $\frac{W}{n}$. Supposons maintenant que le système de n électrons tournant en anneau autour d'un noyau soit formé d'une manière analogue à celle supposée pour un électron unique tournant autour d'un noyau. On supposera donc que les électrons, avant d'être liés au noyau, se trouvaient à une grande distance de ce dernier et ne possédaient pas de vitesse sensible, et que pendant la liaison, un rayonnement homogène est émis. Comme dans le cas d'un électron unique, nous avons ici l'équivalence entre la quantité totale d'énergie émise lors de la formation du système et l'énergie cinétique finale des électrons. Si nous supposons maintenant que, pendant la formation du système, les électrons sont situés à chaque instant à intervalles angulaires égaux sur la circonférence d'un cercle dont le noyau est le centre, nous sommes amenés, par analogie avec les considérations de la page 5, à admettre l'existence d'une série de configurations stationnaires dans lesquelles l'énergie cinétique par électron est égale à $\tau h \frac{\omega}{2}$, où τ est un nombre entier, h la constante de PLANCK et ω la fréquence de révolution. La configuration dans laquelle la plus grande quantité d'énergie est émise est, comme précédemment, celle dans laquelle $\tau = 1$. Nous supposons que cette configuration est l'état permanent du système si les électrons dans cet état sont disposés en un seul anneau. Comme dans le cas d'un électron unique, nous obtenons que le moment angulaire de chacun des électrons est égal à $\frac{h}{2\pi}$. On peut remarquer qu'au lieu de considérer les électrons individuels, nous aurions pu considérer l'anneau comme une entité. Cela conduirait cependant au même résultat, car dans ce cas la fréquence de révolution ω serait remplacée par la fréquence $n\omega$ du rayonnement de l'anneau entier, calculée à partir de l'électrodynamique ordinaire, et T par l'énergie cinétique totale nT .

Il peut y avoir beaucoup d'autres états stationnaires correspondant à d'autres façons de former le système. L'hypothèse de l'existence de tels états semble nécessaire pour rendre compte des spectres linéaires des systèmes contenant plus d'un électron (p. 11); elle est également suggérée par la théorie de NICHOLSON mentionnée à la p. 3, à laquelle nous reviendrons dans un instant. L'examen des spectres ne donne cependant, à ma connaissance, aucune indication de l'existence d'états stationnaires dans lesquels tous les électrons sont disposés en anneau et qui correspondent à des valeurs plus grandes de l'énergie totale émise que celle que nous avons supposée plus haut être l'état permanent.

En outre, il peut exister des configurations stationnaires d'un système de n électrons et d'un noyau de charge E dans lesquelles tous les électrons ne sont pas disposés en un seul anneau. La question de l'existence de telles configurations stationnaires n'est cependant pas essentielle pour

notre détermination de l'état permanent, tant que nous supposons que les électrons dans cet état du système sont disposés en un seul anneau. Les systèmes correspondant à des configurations plus complexes seront examinés à la page 11.

En utilisant la relation $T = h\frac{\omega}{2}$ on obtient, à l'aide des expressions ci-dessus pour T et ω , des valeurs pour a et ω correspondant à l'état permanent du système qui ne diffèrent de celles données par les équations (3) à la p. 3, que par l'échange de E pour $E - es_n$.

La question de la stabilité d'un anneau d'électrons tournant autour d'une charge positive est examinée en détail par Sir J. J. THOMSON¹⁹. Une adaptation de l'analyse de THOMSON au cas considéré ici d'un anneau tournant autour d'un noyau de dimensions linéaires négligeables est donnée par NICHOLSON²⁰. L'étude du problème en question se divise naturellement en deux parties : l'une concernant la stabilité pour les déplacements des électrons dans le plan de l'anneau ; l'autre concernant les déplacements perpendiculaires à ce plan. Comme le montrent les calculs de NICHOLSON, la réponse à la question de la stabilité est très différente dans les deux cas en question. Alors que l'anneau pour ces derniers déplacements est en général stable si le nombre d'électrons n'est pas grand, l'anneau n'est en aucun cas considéré par NICHOLSON comme stable pour les déplacements du premier type.

Toutefois, selon le point de vue adopté dans le présent document, la question de la stabilité des déplacements des électrons dans le plan de l'anneau est intimement liée à la question du mécanisme de liaison des électrons et, comme cette dernière, elle ne peut être traitée sur la base de la dynamique ordinaire. L'hypothèse que nous utiliserons dans ce qui suit est que la stabilité d'un anneau d'électrons tournant autour d'un noyau est assurée par la condition susmentionnée de la constance universelle du moment angulaire, ainsi que par la condition supplémentaire selon laquelle la configuration des particules est celle par la formation de laquelle la plus grande quantité d'énergie est émise. Comme on le verra, cette hypothèse est, en ce qui concerne la question de la stabilité pour un déplacement des électrons perpendiculaire au plan de l'anneau, équivalente à celle utilisée dans les calculs mécaniques ordinaires.

Revenant à la théorie de NICHOLSON sur l'origine des raies observées dans le spectre de la couronne solaire, nous verrons maintenant que les difficultés mentionnées à la page 7 peuvent n'être que formelles. Tout d'abord, du point de vue considéré ci-dessus, l'objection concernant l'instabilité des systèmes pour les déplacements des électrons dans le plan de l'anneau peut ne pas être valable. En outre, l'objection relative à l'émission du rayonnement en quanta ne s'appliquera pas aux calculs en question si nous supposons que dans le spectre solaire, nous n'avons pas affaire à une véritable émission, mais seulement à une diffusion du rayonnement. En effet, en raison de l'énorme raréfaction

de la matière, il peut y avoir relativement peu de collisions pour perturber les états stationnaires et provoquer une véritable émission de lumière correspondant à la transition entre différents états stationnaires ; d'autre part, dans la couronne solaire, il y aura une intense illumination de lumière de toutes les fréquences qui peut exciter les vibrations naturelles des systèmes dans les différents états stationnaires. Si l'hypothèse ci-dessus est correcte, nous comprenons immédiatement la forme entièrement différente des lois reliant les lignes discutées par NICHOLSON et celles reliant les spectres de lignes ordinaires considérés dans cet article.

En passant à la considération de systèmes de constitution plus compliquée, nous utiliserons le théorème suivant, qui peut être prouvé très simplement :

« Dans tout système composé d'électrons et de noyaux positifs, dans lequel les noyaux sont au repos et les électrons se déplacent sur des orbites circulaires à une vitesse faible comparée à la vitesse de la lumière, l'énergie cinétique sera numériquement égale à la moitié de l'énergie potentielle. »

A l'aide de ce théorème, nous obtenons – comme dans les cas précédents d'un électron unique ou d'un anneau tournant autour d'un noyau – que la quantité totale d'énergie émise, par la formation des systèmes à partir d'une configuration dans laquelle les distances entre les particules sont infiniment grandes et dans laquelle les particules n'ont pas de vitesses les unes par rapport aux autres, est égale à l'énergie cinétique des électrons dans la configuration finale.

Par analogie avec le cas d'un anneau unique, nous sommes amenés à supposer qu'à toute configuration d'équilibre correspond une série de configurations stationnaires géométriquement similaires du système dans lesquelles l'énergie cinétique de chaque électron est égale à la fréquence de révolution multipliée par $\frac{\tau}{2}h$, où τ est un nombre entier et h la constante de PLANCK. Dans une telle série de configurations stationnaires, celle qui correspond à la plus grande quantité d'énergie émise sera celle dans laquelle τ pour chaque électron est égal à 1. Considérant que le rapport de l'énergie cinétique à la fréquence pour une particule tournant sur une orbite circulaire est égal à π fois le moment angulaire autour du centre de l'orbite, nous sommes donc amenés à la généralisation simple suivante des hypothèses mentionnées aux pages 15 et 22.

« Dans tout système moléculaire composé de noyaux positifs et d'électrons dans lequel les noyaux sont au repos les uns par rapport aux autres et les électrons se déplacent sur des orbites circulaires, le moment angulaire de chaque électron autour du centre de son orbite sera, dans l'état permanent du système, égal à $\frac{h}{2\pi}$ où h est la constante de PLANCK. »

19. Loc. cit

20. Loc. cit

En analogie avec les considérations de la page 11, nous supposons qu'une configuration satisfaisant à cette condition est stable si l'énergie totale du système est inférieure à celle de toute configuration voisine satisfaisant à la même condition de moment angulaire des électrons.

Comme mentionné dans l'introduction, l'hypothèse ci-dessus sera utilisée dans une communication suivante comme base d'une théorie de la constitution des atomes et des molécules. Il sera démontré qu'elle conduit à des résultats qui semblent être en conformité avec les expériences sur un certain nombre de phénomènes différents. Le fondement de l'hypothèse a été recherché entièrement dans sa relation avec la théorie du rayonnement de PLANCK ; à l'aide de considérations données plus loin, on essaiera de jeter un peu plus de lumière sur le fondement de l'hypothèse d'un autre point de vue.

3 Systèmes ne contenant qu'un seul noyau ²¹

3.1 Hypothèses générales

En suivant la théorie de Rutherford, nous supposons que les atomes des éléments sont constitués d'un noyau chargé positivement entouré d'un groupe d'électrons. Le noyau est le siège de l'essentiel de la masse de l'atome et a des dimensions linéaires extrêmement faibles par rapport aux distances entre les électrons de l'amas qui l'entoure.

Comme dans le document précédent, nous supposons que l'amas d'électrons est formé par la fixation successive par le noyau d'électrons initialement presque au repos, l'énergie étant en même temps rayonnée. Ce processus se poursuit jusqu'à ce que, lorsque la charge négative totale des électrons liés est numériquement égale à la charge positive du noyau, le système soit neutre et ne puisse plus exercer de forces sensibles sur les électrons situés à des distances du noyau importantes par rapport aux dimensions des orbites des électrons liés. On peut considérer la formation de l'hélium à partir des rayons R comme un exemple observé d'un tel processus, une particule α étant dans cette optique identique au noyau d'un atome d'hélium.

En raison des dimensions réduites du noyau, sa structure interne n'aura pas d'influence sensible sur la constitution du groupe d'électrons et, par conséquent, n'aura pas d'effet sur les propriétés physiques et chimiques ordinaires de l'atome. Ces dernières propriétés, selon cette théorie, dépendront entièrement de la charge et de la masse totales du noyau ; la structure interne du noyau n'aura d'influence que sur les phénomènes de radioactivité.

À partir des résultats d'expériences de diffusion de rayons alpha aux grands angles, RUTHERFORD ²² a trouvé

une charge électrique sur le noyau correspondant par atome à un nombre d'électrons approximativement égal à la moitié du poids atomique. Ce résultat semble être en accord avec le nombre d'électrons par atome calculé à partir d'expériences sur la diffusion du rayonnement de RÖNTGEN ²³. L'ensemble des preuves expérimentales soutient l'hypothèse : ²⁴ que le nombre réel d'électrons dans un atome neutre, à quelques exceptions près, est égal au nombre qui indique la position de l'élément correspondant dans la série des éléments classés par ordre de poids atomique croissant. Par exemple, selon ce point de vue, l'atome d'oxygène, qui est le huitième élément de la série, possède huit électrons et un noyau portant huit charges unitaires.

Nous supposons que les électrons sont disposés à intervalles angulaires égaux dans des anneaux coaxiaux tournant autour du noyau. Pour déterminer la fréquence et les dimensions des anneaux, nous utiliserons l'hypothèse principale du premier article, à savoir que, dans l'état permanent d'un atome, le moment angulaire de chaque électron autour du centre de son orbite est égal à la valeur universelle $\frac{h}{2\pi}$, où h est la constante de PLANCK. Nous prendrons comme condition de stabilité le fait que l'énergie totale du système dans la configuration en question est inférieure à celle de toute configuration voisine satisfaisant à la même condition de moment angulaire des électrons.

Si l'on connaît la charge du noyau et le nombre d'électrons dans les différents anneaux, la condition relative au moment angulaire des électrons déterminera complètement, comme le montre §3.2, la configuration du système, c'est-à-dire la fréquence de révolution et les dimensions linéaires des anneaux. Cependant, en fonction des différentes distributions des électrons dans les anneaux, il y aura en général plus d'une configuration qui satisfera à la condition du moment angulaire et à la condition de stabilité.

En §3.3 et §4, on montrera que, dans la perspective générale de la formation des atomes, nous sommes conduits à des indications sur la disposition des électrons dans les anneaux qui sont cohérentes avec celles suggérées par les propriétés chimiques de l'élément correspondant.

En §5, on montrera qu'il est possible, à partir de la théorie, de calculer la vitesse minimale des rayons cathodiques nécessaires pour produire le rayonnement caractéristique de RÖNTGEN à partir de l'élément, et que cette vitesse est en accord approximatif avec les valeurs expérimentales.

En §6, les phénomènes de radioactivité seront brièvement examinés en relation avec la théorie.

21. Le suite de cet article est traduit de N. BOHR. xxxvii. *On the constitution of atoms and molecules*, 26(153), 476-502. DOI:10.1080/14786441308634993 et mis en page par M. SCHNEIDER

22. Comp. aussi GEIGER & MARSDEN, Phil. Mag. xxv. p.604 (1913).

23. Comp. C. G. BARKLA, Phil. Mag, xxi. p.648 (1911).

24. Comp. A. V. D. BROEK, Phys. Zeitschr. xiv. p.32 (1913)

3.2 Configuration et stabilité des systèmes

Considérons un électron de charge e et de masse m qui se déplace sur une orbite circulaire de rayon a avec une vitesse v faible par rapport à la vitesse de la lumière. Notons la force radiale agissant sur les électrons par $\frac{e^2}{a^2}F$; F dépendra en général de a . La condition d'équilibre dynamique donne

$$\frac{mv^2}{a} = \frac{e^2}{a^2}F.$$

En introduisant la condition de constance universelle du moment angulaire de l'électron, nous avons

$$mva = \frac{h}{2\pi}$$

De ces deux conditions nous obtenons maintenant

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} F^{-1} \text{ et } v = \frac{2\pi e^2}{F}; \quad (5)$$

et par conséquent pour la fréquence de révolution ω

$$\omega = \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3} F^2 \quad (6)$$

Si F est connu, les dimensions et les fréquences des orbites correspondantes sont simplement déterminées par (5) et (6). Pour un anneau de n électrons en rotation autour d'un noyau de charge Ne nous obtenons (comp. Section 2.5, p.9)

$$F = N - S_n, \text{ où } s_n = \frac{1}{4} \sum_{s=1}^{n-1} \frac{s\pi}{n}.$$

Les valeurs de s_n pour $n = 1$ à 16 sont données dans le table 3, p.21

Pour les systèmes composés de noyaux et d'électrons dans lesquels les premiers sont au repos et les seconds se déplacent sur des orbites circulaires avec une vitesse faible par rapport à la vitesse de la lumière, nous avons montré (voir 2.5, p.11) que l'énergie cinétique totale des électrons est égale à la quantité totale d'énergie émise (lors de la formation du système à partir d'une configuration originelle dans laquelle toutes les particules sont au repos et à des distances infinies les unes des autres). En désignant cette quantité d'énergie par W , on obtient donc

$$W = \sum \frac{m}{2} v^2 = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \sum F^2 \quad (7)$$

En prenant dans (5), (6) et (7), $e = 4,7 \times 10^{-10}$, $em = 5,31 \times 10^{17}$ et $h = 6,5 \times 10^{-27}$ nous obtenons

$$a = 0,55 \times 10^{-8} F^{-1}, \quad v = 2,1 \times 10^8 F, \quad \omega = 6,2 \times 10^{15} F^2$$

et

$$W = 2,0 \times 10^{-11} \sum F^2. \quad (8)$$

En négligeant les forces magnétiques dues au mouvement des électrons, nous avons supposé, dans la première partie (Section 2.5), que les vitesses des particules étaient faibles par rapport à la vitesse de la lumière. Les calculs ci-dessus montrent que pour que cela soit vrai, F doit être petit par rapport à 150. Comme on le verra, cette dernière condition sera satisfaite pour tous les électrons des atomes des éléments de faible poids atomique et pour une plus grande partie des électrons contenus dans les atomes des autres éléments.

Si la vitesse des électrons n'est pas petite par rapport à la vitesse de la lumière, la constance du moment angulaire n'implique plus un rapport constant entre l'énergie et la fréquence de révolution. Sans introduire de nouvelles hypothèses, on ne peut donc pas dans ce cas déterminer la configuration des systèmes de tuiles sur la base des considérations de la première partie (Section 2.5). Les considérations données plus loin suggèrent cependant que la constance du moment angulaire est la condition principale. En appliquant cette condition pour des vitesses qui ne sont pas petites par rapport à la vitesse de la lumière, on obtient la même expression pour v que celle donnée par (5), tandis que la quantité m dans les expressions pour a et ω est remplacée par $m(1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$ et dans l'expression pour W par

$$W = 2m \frac{c^2}{v^2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right).$$

Comme nous l'avons dit dans la première partie (Section 2.5), un calcul basé sur la mécanique ordinaire donne le résultat qu'un anneau d'électrons tournant autour d'un noyau positif est en général instable pour des déplacements d'électrons dans le plan de l'anneau. Afin d'échapper à cette difficulté, nous avons supposé que les principes ordinaires de la mécanique ne peuvent pas être utilisés dans la discussion du problème en question, pas plus que dans la discussion du problème connexe du mécanisme de liaison des électrons. Nous avons également supposé que la stabilité de ces déplacements est assurée par l'introduction de l'hypothèse de la constance universelle du moment angulaire des électrons.

Comme il est facile de le montrer, cette dernière hypothèse est incluse dans la condition de stabilité de §3.1. Considérons un anneau d'électrons tournant autour d'un noyau, et supposons que le système est en équilibre dynamique et que le rayon de l'anneau est a_0 , la vitesse des électrons v_0 , l'énergie cinétique totale T_0 , et l'énergie potentielle P_0 . Comme nous l'avons montré dans la première partie (p. 21), nous avons $P_0 = -2T_0$. Considérons ensuite une configuration du système dans laquelle les électrons, sous l'influence de forces étrangères, tournent avec le même moment angulaire autour du noyau dans un anneau de rayon $a = \alpha a_0$. Dans ce cas, nous avons $P = \frac{1}{\alpha} P_0$ et, en raison de l'uniformité du moment angulaire, $v = \frac{1}{\alpha} v_0$ et

$T = \frac{1}{\alpha^2} T_0$. En utilisant la relation $P_0 = -2T_0$, on obtient

$$p + T = \frac{1}{\alpha} P_0 + \frac{1}{\alpha^2} T_0 = P_0 + T_0 + T_0 \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)^2.$$

On constate que l'énergie totale de la nouvelle configuration est supérieure à celle de l'originale. Selon la condition de stabilité en §3.1, le système est donc stable pour le déplacement considéré. A cet égard, on peut remarquer que dans la première partie, nous avons supposé que la fréquence du rayonnement émis ou absorbé par les systèmes ne peut pas être déterminée à partir des fréquences de vibration des électrons dans le plan des orbites, calculées à l'aide de la mécanique ordinaire. Nous avons, au contraire, supposé que la fréquence du rayonnement est déterminée par la condition $h\nu = E$, où ν est la fréquence, h la constante de PLANCK, et E la différence d'énergie correspondant à deux états « stationnaires » différents du système.

En examinant la stabilité d'un anneau d'électrons tournant autour d'un noyau pour des déplacements d'électrons perpendiculaires au plan de l'anneau, imaginons une configuration du système dans laquelle les électrons sont déplacés de $\partial z_1, \partial z_2, \dots, \partial z_n$, respectivement, sous l'influence de forces étrangères, tournent sur des orbites circulaires parallèles au plan d'origine avec les mêmes rayons et le même moment angulaire autour de l'axe du système qu'auparavant. L'énergie cinétique n'est pas modifiée par le déplacement, et en négligeant les termes supérieurs au deuxième ordre des quantités $\partial z_1, \partial z_2, \dots, \partial z_n$, l'augmentation de l'énergie potentielle du système est alors donnée par

$$\frac{e^2}{2a^3} N \sum (\partial z)^2 - \frac{e^2}{32a^3} \left| \sin^{-1} \frac{\pi(r-s)}{n} \right| (\partial z_r - \partial z_s)^2,$$

où a est le rayon de l'anneau, Ne la charge du noyau et n le nombre d'électrons. Selon la condition de stabilité en §3.1, le système est stable pour les déplacements considérés si l'expression ci-dessus est positive pour des valeurs arbitraires de $\partial z_1, \partial z_2, \dots, \partial z_n$. Par un simple calcul, on peut montrer que cette dernière condition est équivalente à la condition

$$N > p_{n,0} - p_{n,m}, \tag{8}$$

où m désigne le nombre entier (plus petit que n) pour lequel

$$p_{n,k} = \frac{1}{8} \sum_{s=1}^{n-1} \cos 2k \frac{s\pi}{n} \sin^{-3} \frac{s\pi}{n}$$

a sa plus petite valeur. Cette condition est identique à la condition de stabilité pour les déplacements des électrons perpendiculaires au plan de l'anneau, déduite à l'aide de considérations mécaniques ordinaires²⁵

Une illustration suggestive est obtenue en imaginant que les déplacements considérés sont produits par l'effet de

forces étrangères agissant sur les électrons dans une direction parallèle à l'axe de l'anneau. Si les déplacements sont produits infiniment lentement, le mouvement des électrons sera à tout moment parallèle au plan initial de l'anneau, et le moment angulaire de chacun des électrons autour du centre de son orbite sera évidemment égal à sa valeur initiale; l'augmentation de l'énergie potentielle du système sera égale au travail effectué par les forces extérieures au cours des déplacements. De telles considérations nous amènent à supposer que la mécanique ordinaire peut être utilisée pour calculer les vibrations des électrons perpendiculaires au plan de l'anneau – contrairement à la facilité des vibrations dans le plan de l'anneau. Cette hypothèse est étayée par l'accord apparent avec les observations obtenues par NICHOLSON dans sa théorie de l'origine des raies dans les spectres de la couronne solaire et des nébuleuses stellaires (voir Partie I. pp. 3 & 11). En outre, nous montrerons plus loin que cette hypothèse semble être en accord avec les expériences sur la dispersion.

Le tableau suivant fournit les valeurs de s_n et $p_{n,0} - p_{n,m}$ pour $n = 1$ à 16.

n	s_n	$P_{n,0} - P_{n,m}$	n	s_n	$P_{n,0} - P_{n,m}$
1	0	0	9	3,328	13,14
2	0,25	0,25	10	3,863	18,13
3	0,577	0,58	11	4,416	23,60
4	0,957	1,41	12	4,984	30,80
5	1,377	2,43	13	5,565	38,57
6	1,828	4,25	14	6,159	48,38
7	2,305	6,35	15	6,764	58,83
8	2,805	9,56	16	7,379	71,65

TABLEAU 1 – *Caption*

Le tableau montre que le nombre d'électrons pouvant tourner en un seul anneau autour d'un noyau de charge Ne n'augmente que très lentement lorsque N augmente; pour $N = 20$, la valeur maximale est $n = 10$; pour $N = 40$, $n = 13$; pour $N = 60$, $n = 15$. Nous constatons en outre qu'un anneau de n électrons ne peut tourner en un seul anneau autour d'un noyau de charge ne , à moins que $n < 8$.

Dans ce qui précède, nous avons supposé que les électrons se déplacent sous l'influence d'une force radiale stationnaire et que leurs orbites sont exactement circulaires. La première condition ne sera pas satisfaite si nous considérons un système contenant plusieurs anneaux d'électrons qui tournent à des fréquences différentes. Toutefois, si la distance entre les anneaux n'est pas faible par rapport à leurs rayons et si le rapport entre leurs fréquences n'est pas proche de l'unité, l'écart par rapport aux orbites circulaires peut être très faible et le mouvement des électrons peut, dans une large mesure, être identique à celui obtenu en supposant que la charge des électrons est uniformément répartie le long de la circonférence des anneaux. Si le rapport entre les rayons des anneaux n'est

25. Comp. J. W. NICHOLSON, Month. Not. Roy. Astr. Soc. 72. p.52(1912).

pas proche de l'unité, les conditions de stabilité obtenues dans cette hypothèse peuvent également être considérées comme suffisantes.

Nous avons supposé en §1 que les électrons dans les atomes tournent dans des anneaux coaxiaux. Le calcul indique que ce n'est que dans le cas de systèmes contenant un grand nombre d'électrons que les plans des anneaux se séparent ; dans le cas de systèmes contenant un nombre modéré d'électrons, tous les anneaux seront situés dans un seul plan passant par le noyau. Par souci de concision, nous ne considérerons donc ici que ce dernier cas.

Considérons une charge électrique E uniformément répartie sur la circonférence d'un cercle de rayon a . En un point distant de z du plan de l'anneau et à une distance r de l'axe de l'anneau, le potentiel électrostatique est donné par

$$U = \frac{-1}{\pi} E \int_0^\pi \frac{d\vartheta}{\sqrt{a^2 + r^2 + z^2 - 2ar \cos \vartheta}}.$$

En remplaçant dans cette expression $z = 0$ et $\frac{r}{a} = \tan^2 \alpha$, et en utilisant la notation

$$K(\alpha) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta \sqrt{1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \vartheta}$$

on obtient pour la force radiale exercée sur un électron en un point du plan de l'anneau

$$e \frac{\partial U}{\partial r} = Eer^2 Q(\alpha),$$

où

$$Q(\alpha) = \frac{2}{\pi} \sin^4 \alpha [K(2\alpha) - \alpha K'(2\alpha)],$$

La force correspondante perpendiculaire au plan de l'anneau à une distance r du centre de l'anneau et à une petite distance ∂z de son plan est donnée par

$$e \frac{\partial U}{\partial z} = Ee\partial z r^2 R(\alpha),$$

où

$$R(\alpha) = 2\pi \sin^6 \alpha [K(2\alpha) + \tan(2\alpha)K'(2\alpha)];$$

Un tableau succinct des fonctions $Q(\alpha)$ et $R(\alpha)$ est donné à la page 16.

Considérons ensuite un système constitué d'un certain nombre d'anneaux concentriques d'électrons qui tournent dans le même plan autour d'un noyau de charge Ne . Soit les rayons des anneaux a_1, a_2, \dots , et le nombre d'électrons sur les différents anneaux n_1, n_2, \dots . En posant $\frac{a_r}{a_s} = \tan^2(\alpha_{r,s})$, on obtient pour la force radiale agissant comme sur un électron dans le $r^{\text{ième}}$ anneau $\frac{e^2}{a_r^2} F_r$, où

$$F_r = N - s_n - \sum n_s Q(\alpha_{r,s});$$

la somme doit être effectuée sur tous les anneaux à l'exception de celui qui est considéré.

Si nous connaissons la distribution des électrons dans les différents anneaux, à partir de la relation (5) de la page 13, nous pouvons, à l'aide de ce qui précède, déterminer a_1, a_2, \dots . Le calcul peut être effectué par approximations successives, en partant d'un ensemble de valeurs pour les α , et en calculant à partir d'elles les F_r , puis en redéterminant les α par la relation (5) qui donne $\frac{F_s}{F_r} = \frac{a_r}{a_s} = \tan^2 \alpha_{r,s}$, et ainsi de suite.

Comme dans le cas d'un seul anneau, on suppose que les systèmes sont stables pour les déplacements des électrons dans le plan de leurs orbites. Dans un calcul tel que celui de la page 14, l'interaction des anneaux doit être strictement prise en compte. Cette interaction implique que les quantités F ne sont pas constantes, comme pour un anneau unique tournant autour d'un noyau, mais varient avec les rayons des anneaux ; la variation de F , cependant, si le rapport entre les rayons des anneaux n'est pas très proche de l'unité, sera trop faible pour avoir une influence sur le résultat du calcul.

En considérant la stabilité des systèmes pour un déplacement des électrons perpendiculaire au plan des anneaux, il est nécessaire de distinguer entre les déplacements dans lesquels les centres de gravité des électrons dans les anneaux individuels sont inchangés, et les déplacements dans lesquels tous les électrons à l'intérieur d'un même anneau sont déplacés dans la même direction. La condition de stabilité pour le premier type de déplacements est donnée par la condition (8) à la page 14, si pour chaque anneau nous remplaçons N par une quantité G_r déterminée par la condition que $\frac{e^2}{a_r^3} G_r \partial z$ soit égale à la composante perpendiculaire au plan de l'anneau de la force – due au noyau et aux électrons dans les autres anneaux – agissant sur l'un des électrons s'il a reçu un petit déplacement ∂z . En utilisant la même notation que ci-dessus, on obtient

$$G_r = N - \sum n_s R(\alpha_{r,s}).$$

Si tous les électrons de l'un des anneaux sont déplacés dans la même direction sous l'effet de forces extérieures, le déplacement produira des déplacements correspondants des électrons des autres anneaux ; et cette interaction aura une influence sur la stabilité. Par exemple, considérons un système de m anneaux concentriques tournant dans un plan autour d'un noyau de charge Ne , et supposons que les électrons dans les différents anneaux sont déplacés perpendiculairement au plan par $\partial z_1, \partial z_2, \dots, \partial z_m$, respectivement. Avec la notation ci-dessus, l'augmentation de l'énergie potentielle du système est donnée par

$$\frac{1}{2} N \sum n_r \frac{e^2}{a_r^3} \partial z_r^2 - \frac{1}{4} \sum \sum n_r n_s \frac{e^2}{a_r^3} R(\alpha_{r,s}) (\partial z_r - \partial z_s)^2.$$

La condition de stabilité est que cette expression soit positive pour des valeurs arbitraires de $\partial z_1, \dots, \partial z_m$. Cette condition peut être calculée simplement de la manière habituelle. Elle n'a pas d'influence sensible par rapport à

la condition de stabilité pour les déplacements considérés ci-dessus, sauf dans les cas où le système contient plusieurs anneaux de quelques électrons. Le tableau suivant, contenant les valeurs de $Q(\alpha)$ et $R(\alpha)$ pour chaque cinquième degré de $\alpha = 20$ à 70° donne une estimation de l'ordre de grandeur de ces fonctions :

α	$\tan^2 \alpha$	$Q(\alpha)$	$R(\alpha)$
20	0,132	10^{-3}	2×10^{-3}
25	0,217	5×10^{-3}	11×10^{-3}
30	0,333	21×10^{-3}	48×10^{-3}
35	0,490	80×10^{-3}	0,217
40	0,704	0,373	1,549
45	1,000		
50	1,420	1,708	4,438
55	2,040	1,233	1,939
60	3,000	1,093	1,301
65	4,599	1,037	1,115
70	7,548	1,013	1,041

TABLEAU 2 – *Caption*

$\tan^2 \alpha$ indique le ratio entre les rayons des anneaux ($\tan^2 \alpha_{r,s} = \frac{a_r}{a_s}$).

Les valeurs de $Q(\alpha)$ montrent qu'à moins que le rapport des rayons des anneaux ne soit presque égal à l'unité, l'effet des anneaux extérieurs sur les dimensions des anneaux intérieurs est très faible, et que l'effet correspondant des anneaux intérieurs sur les anneaux extérieurs est de neutraliser approximativement l'effet d'une partie de la charge sur le noyau correspondant au nombre d'électrons sur l'anneau. Les valeurs de $R(\alpha)$ montrent que l'effet des anneaux extérieurs sur la stabilité des anneaux intérieurs – bien que plus important que l'effet sur les dimensions – est faible, mais qu'à moins que le rapport entre les rayons ne soit très grand, l'effet des anneaux intérieurs sur la stabilité des anneaux extérieurs est considérablement plus important que la neutralisation d'une partie correspondante de la charge du noyau.

Le nombre maximum d'électrons que l'anneau le plus interne peut contenir sans être instable est approximativement égal à celui calculé à la page 21 pour un anneau unique tournant autour d'un noyau. Pour les anneaux extérieurs, cependant, nous obtenons des nombres considérablement plus petits que ceux déterminés par la condition (8) si nous remplaçons Ne par la charge totale sur le noyau et sur les électrons des anneaux intérieurs.

Si un système d'anneaux tournant autour d'un noyau dans un seul plan est stable pour de petits déplacements des électrons perpendiculaires à ce plan, il n'y aura en général pas de configurations stables des anneaux, satisfaisant à la condition de constance du moment angulaire des électrons, dans lesquelles tous les anneaux ne sont pas situés dans le plan. Une exception se produit dans le cas particulier de deux anneaux contenant un nombre égal d'électrons; dans ce cas, il peut y avoir une configuration

stable dans laquelle les deux anneaux ont des rayons égaux et tournent dans des plans parallèles à des distances égales du noyau, les électrons d'un anneau étant situés juste à l'opposé des intervalles entre les électrons de l'autre anneau. Cette dernière configuration est cependant instable si la configuration dans laquelle tous les électrons des deux anneaux sont disposés dans un seul anneau est stable.

3.3 Constitution des atomes contenant très peu d'électrons

Comme indiqué en §3.1, la condition de constance universelle du moment angulaire des électrons, ainsi que la condition de stabilité, ne suffisent pas, dans la plupart des cas, à déterminer complètement la constitution du système. Cependant, en se basant sur la conception générale de la formation des atomes et en utilisant la connaissance des propriétés des éléments correspondants, on tentera, dans cette section et dans la suivante, d'obtenir des indications sur les configurations des électrons que l'on peut s'attendre à trouver dans les atomes. Dans ces considérations, nous supposons que le nombre d'électrons dans l'atome est égal au nombre qui indique la position de l'élément correspondant dans la série des éléments classés par ordre de poids atomique croissant.

Les exceptions à cette règle ne seront supposées se produire qu'aux endroits de la série où l'on observe des déviations par rapport à la loi périodique des propriétés chimiques des éléments. Afin de montrer clairement les principes utilisés, nous examinerons d'abord avec quelques détails les atomes contenant très peu d'électrons.

Par souci de concision, nous désignerons par le symbole $N(n_1, n_2, \dots)$ un système plan d'anneaux d'électrons tournant autour d'un noyau de charge Ne, satisfaisant à la condition du moment angulaire des électrons avec l'approximation utilisée dans §3.2. n_1, n_2, \dots sont les nombres d'électrons dans les anneaux, en commençant par l'intérieur. Par a_1, a_2, \dots et $\omega_1, \omega_2, \dots$, nous désignerons les rayons et la fréquence des anneaux pris dans le même ordre. La quantité totale d'énergie W émise par la formation du système est simplement notée $W[N(n_1, n_2, \dots)]$.

3.3.1 Hydrogène

Dans la première partie 2, nous avons étudié la liaison d'un électron avec un noyau positif de charge e et nous avons montré qu'il est possible de rendre compte du spectre de BALMER de l'hydrogène en supposant l'existence d'une série d'états stationnaires dans lesquels le moment angulaire de l'électron autour du noyau est égal à des multiples entiers de la valeur $\frac{h}{2\pi}$, où h est la constante de PLANCK. La formule trouvée pour les fréquences du spectre est la suivante

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right)$$

où τ_1 et τ_2 sont des nombres entiers. Introduisons les valeurs de e , m , h utilisé en p. 13, nous obtenons pour le facteur entre parenthèses $3,1 \times 10^{15} 2^6$; la valeur observée pour la constante dans le spectre de BALMER est de $3,29 \times 10^{15}$.

Pour l'état permanent d'un atome d'hydrogène neutre, nous avons obtenus à partir des formules (5) et (6) dans §3.2, en prenant $F = 1$,

$$1_{(1)}a = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} = 0,55 \times 10^{-8}, \omega = 6,2 \times 10^{15},$$

$$W = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} = 2,0 \times 10^{-11}$$

Ces valeurs sont de l'ordre de grandeur attendu. Pour $\frac{W}{e}$, nous obtenons 0,043, ce qui correspond à 13 V; la valeur du potentiel d'ionisation d'un atome d'hydrogène, calculée par Sir J. J. THOMSON à partir d'expériences sur des rayons positifs, est de 11 V²⁷. Il n'existe cependant pas d'autres données précises pour les atomes d'hydrogène. Par souci de concision, nous désignerons dans ce qui suit les valeurs de a , ω et W correspondant à la configuration $1_{(1)}$ par a_0 , ω_0 et W_0 . À des distances du noyau importantes par rapport à a_0 , le système $1_{(1)}$ n'exercera pas de forces sensibles sur les électrons libres. Cependant, étant donné que la configuration :

$$1_{(2)} a = 1.33a_0, \omega = 0,563\omega_0, W = 1.13W_0,$$

correspond à une valeur de W supérieure à celle de la configuration $1_{(1)}$, on peut s'attendre à ce qu'un atome d'hydrogène puisse, dans certaines conditions, acquérir une charge négative. Ceci est en accord avec les expériences sur les rayons positifs. Comme $W[1_{(3)}]$ n'est que de 0,54, on ne peut pas s'attendre à ce qu'un atome d'hydrogène puisse acquérir une double charge négative.

3.3.2 Hélium

Comme indiqué dans la partie 2, en utilisant les mêmes hypothèses que pour l'hydrogène, nous devons nous attendre à ce que, lors de la liaison d'un électron par un noyau de charge $2e$, un spectre soit émis, exprimé par

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{(\frac{\tau_2}{2})^2} - \frac{1}{(\frac{\tau_1}{2})^2} \right)$$

Ce spectre comprend le spectre observé par PICKERING dans l'étoile ζ PUPPIS et les spectres récemment observés par FOWLER lors d'expériences avec des tubes à vide remplis d'un mélange d'hydrogène et d'hélium.

26. cette valeur est calculée dans la première partie 2 en utilisant les valeurs $e = 4,78 \times 10^{-10}$ (voir R. A. MILLIKAN, Brit. Assoc. Rep. 1912, p. 410), $\frac{e}{m} = 5,31 \times 10^{17}$ (voir P. GMELIN, Ann. d. Phys. xxviii, p. 1086 (1909) et A. H. BUCHERER, Ann. d. Phys. xxxvii, p. 597 (1912)), et $\frac{e}{h} = 7,27 \times 10^{16}$ (calculé par la théorie de PLANCK de l'expérience de E. WARBURG, G. LEITHÄUSER, E. HUPKA, et C. MÜLLER Ann. d. Phys. xl, p. 611 (1913)) nous obtenons $\frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} = 3,26 \times 10^{15}$ en très bon accord avec les observations

27. J. J. THOMSON, Phil. Mat. xxiv, p. 218 (1912).

28. J. FRANCK et G. HERTZ, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. xv, p. 34 (1913).

29. C. ET M. CUTHBERTSON, Proc. Roy. Soc. A. lxxxiv, p. 13 (1910). (Dans un article précédent (Phil. Mag. janvier 1913), l'auteur a pris les valeurs de l'indice de réfraction de l'hélium, données par M. ET C. CUTHBERTSON, comme correspondant à la pression atmosphérique; ces valeurs se réfèrent cependant à une double pression atmosphérique. Par conséquent, la valeur donnée ici pour le nombre d'électrons dans un atome d'hélium calculé à partir de la théorie de DRUDE doit être divisée par 2.)

Pour l'état permanent d'un atome d'hélium chargé positivement, on obtient

$$2_{(1)} a = \frac{1}{21} a_0, \omega = 4\omega_0, W = 4W_0.$$

À des distances du noyau importantes par rapport au rayon de l'électron lié, le système $2_{(1)}$ agit sur un électron comme un simple noyau de charge e , avec une grande approximation. Pour un système composé de deux électrons et d'un noyau de charge $2e$, on peut donc supposer l'existence d'une série d'états stationnaires dans lesquels l'électron le plus faiblement lié se déplace approximativement de la même manière que l'électron dans les états stationnaires d'un atome d'hydrogène. Une telle hypothèse a déjà été utilisée dans la première partie pour tenter d'expliquer l'apparition de la constante de RYDBERG dans la formule du spectre de raies de n'importe quel élément. Cependant, nous ne pouvons guère supposer l'existence d'une configuration stable dans laquelle les deux électrons ont le même moment angulaire autour du noyau et se déplacent sur des orbites différentes, l'une à l'extérieur de l'autre. Dans une telle configuration, les électrons seraient si proches les uns des autres que les écarts par rapport aux orbites circulaires seraient très importants. Pour l'état permanent d'un atome d'hélium neutre, nous adopterons donc la configuration.

$$2_{(2)} a = 0,571a_0, \omega = 3,06\omega_0, W = 6,13W_0.$$

comme

$$W[2_{(2)}] - W[2_{(1)}] = 2,13W_0,$$

nous avons vu que les deux électrons dans un atome d'hélium neutre sont plus fermement liés que les électrons dans l'atome d'hydrogène. Utilisons les valeurs de la colonne ci-contre et nous trouvons :

$$2,13 \frac{W_0}{e} = 27 \text{ V et } 2,13 \frac{W_0}{h} = 6,6 \times 10^{15} \text{ Hz}$$

ces valeurs sont du même ordre de grandeur que la valeur observée pour le potentiel d'ionisation de l'hélium, 20,5 V²⁸, et la valeur de la fréquence d'absorption de l'ultraviolet dans l'hélium déterminée par des expériences sur la dispersion est de $5,9 \times 10^{15}$ Hz²⁹.

La fréquence en question peut être considérée comme correspondant à des vibrations dans le plan de l'anneau (voir p. 480). La fréquence de vibration de tout l'anneau perpendiculaire au plan, calculée de la manière ordinaire (voir p. 482), est donnée par $\nu = 3,27\omega_0$. Le fait que cette

dernière fréquence soit grande par rapport à celle observée pourrait expliquer que le nombre d'électrons dans un atome d'hélium, calculé à l'aide de la théorie de DRUDE à partir des expériences sur la dispersion, ne représente que les deux tiers environ du nombre attendu. (En utilisant $\frac{e}{m} = 5,31 \times 10^{17}$ la valeur calculée est 1,2.)

Pour une configuration d'un noyau d'hélium et de trois électrons on obtient

$$2_{(3)} a = 0,703a_0, \omega = 2,02\omega_0, W = 6,07W_0.$$

Puisque W pour cette configuration est plus petit que pour la configuration $2_{(2)}$, la théorie indique qu'un atome d'hélium ne peut pas acquérir de charge négative. Ceci est en accord avec les preuves expérimentales, qui montrent que les atomes d'hélium n'ont aucune « affinité » pour les électrons libres³⁰. Dans un article ultérieur, nous montrerons que la théorie offre une explication simple de la différence marquée dans la tendance d'atomes d'hydrogène et d'hélium pour se combiner en molécules.

3.3.3 Lithium

Par analogie avec les cas de l'hydrogène et de l'hélium, nous devons nous attendre à ce que, lors de la fixation d'un électron par un noyau de charge $3e$, un spectre soit émis, donné par

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{\left(\frac{\tau_2}{3}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{\tau_1}{3}\right)^2} \right)$$

En raison de la grande énergie à dépenser pour enlever tous les électrons liés à un atome de lithium (voir ci-dessous), le spectre considéré ne peut être observé que dans des cas extraordinaires. Dans une note récente, NICHOLSON³¹ a attiré l'attention sur le fait que dans les spectres de certaines étoiles, qui montrent le spectre de PICKERING avec une luminosité particulière, certaines raies apparaissent dont les fréquences peuvent être exprimées, avec une approximation proche, par la formule suivante

$$\nu = K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{\left(m \pm \frac{1}{3}\right)^2} \right)$$

où K est la même constante que dans le spectre de BALMER de l'hydrogène. Par analogie avec les spectres de BALMER et de PICKERING, NICHOLSON a suggéré que les raies en question sont dues à l'hydrogène.

On voit que les lignes discutées par NICHOLSON sont données par la formule ci-dessus si l'on met $\tau_2 = 6$. Les raies en question correspondent à $\tau_1 = 10,13$ et 14 ; si nous mettons $\tau_2 = 6$ et $\tau_1 = 9, 12$ et 15 , nous obtenons des raies coïncidant avec les raies du spectre de BALMER ordinaire de l'hydrogène. Si, dans la formule ci-dessus, nous mettons $\tau = 1, 2$ et 3 , nous obtenons des séries de raies

dans l'ultraviolet. Si nous mettons $\tau_2 = 4$, nous n'obtenons qu'une seule raie dans le spectre visible, à savoir : pour $\tau_1 = 5$ qui donne $\nu = 6,662 \times 10^{14}$, ou une longueur d'onde $\lambda = 4 503 \times 10^{-8}$ cm coïncidant étroitement avec la longueur d'onde $4 504 \times 10^{-8}$ cm d'une des raies d'origine inconnue du tableau cité par NICHOLSON. Or, dans ce tableau, on ne trouve pas de raies correspondant à $\tau_2 = 5$.

Pour l'état permanent d'un atome de lithium avec deux charges positives, nous obtenons une configuration

$$3_{(1)} a = \frac{1}{3}a_0, \omega = 9\omega_0, W = 9W_0.$$

La probabilité d'une configuration permanente dans laquelle deux électrons se déplacent sur des orbites différentes l'un autour de l'autre doit être considérée pour le lithium comme encore moins probable que pour l'hélium, car le rapport entre les rayons des orbites serait encore plus proche de l'unité. Pour un atome de lithium avec une seule charge positive, nous adopterons donc la configuration :

$$3_{(2)} a = 0,364a_0, \omega = 7,56\omega_0, W = 15,13W_0.$$

Comme $W[3_{(2)}] - W[3_{(1)}] = 6,13W_0$, on constate que les deux premiers électrons d'un atome de lithium sont très fortement liés par rapport à l'électron d'un atome d'hydrogène; ils sont encore plus rigidement liés que les électrons d'un atome d'hélium. En tenant compte des propriétés chimiques, nous devrions nous attendre à la configuration suivante pour les électrons d'un atome de lithium neutre :

$$3_{(2,1)} a_1 = 0,362a_0, \omega_1 = 7,56\omega_0 \\ a_2 = 1,182a_0, \omega_2 = 0,716\omega_0, W = 16,02W_0.$$

Cette configuration peut être considérée comme très probable, y compris d'un point de vue dynamique. L'écart de l'électron le plus externe par rapport à une orbite circulaire sera très faible, en partie à cause des grandes valeurs du rapport entre les rayons et du rapport entre les fréquences des orbites des électrons internes et externes, en partie aussi à cause de la disposition symétrique des électrons internes. En conséquence, il semble probable que les trois électrons ne se disposeront pas en un seul anneau et ne formeront pas le système :

$$3_{(3)} a = 0,413a_0, \omega = 5,87\omega_0, W = 17,61W_0.$$

bien que W pour cette configuration soit supérieure à la configuration $3_{(2,1)}$.

Étant donné que $W_{3_{(2,1)}} - W_{3_{(2)}} = 0,89W_0$, nous constatons que l'électron externe de la configuration $3_{(2,1)}$ est lié encore plus légèrement que l'électron d'un atome d'hydrogène. La différence de fermeté de la liaison correspond à une différence de $1,4$ V dans le potentiel d'ionisation. Une différence marquée entre l'électron de l'hydrogène et l'électron externe du lithium réside également dans la plus grande tendance de ce dernier à quitter le plan des orbites. La quantité G considérée en p.15, qui donne une sorte de

30. Voir J. FRANCK, Verh. d. Deutseh. Phys. Ges. xii. p. 613 (1910).

31. J. W. NICHOLSON Month. Not. Roy. Astr. Soc. lxxiii, p.382 (1913).

mesure de la stabilité des déplacements perpendiculaires à ce plan, n'est donc pour l'électron externe du lithium que de 0,55, alors qu'elle est de 1 pour l'hydrogène. Ceci peut expliquer la tendance apparente des atomes de lithium à prendre une charge positive dans les combinaisons chimiques avec d'autres éléments. Pour un éventuel atome de lithium chargé négativement, on peut s'attendre à la configuration :

$$\begin{aligned} 3_{(2,2)} a &= 0,362a_0, \omega_1 = 7,64\omega_0 \\ a_2 &= 1,516a_0, \omega_2 = 0,436\omega_0, W = 16,16W_0. \end{aligned}$$

Il convient de noter que nous n'avons pas de connaissance détaillée des propriétés à l'état atomique, que ce soit pour le lithium ou l'hydrogène, ou pour la plupart des éléments considérés ci-dessous.

3.3.4 Béryllium

Pour des raisons analogues à celles envisagées pour l'hélium et le lithium, on peut supposer que la formation d'un atome neutre de béryllium se déroule selon les étapes suivantes :

$$\begin{aligned} 4_{(1)} a &= 0,25a_0\omega &= 16\omega_0 W = 16W_0, \\ 4_{(2)} a &= 0,267a_0\omega &= 14,06\omega_0 W = 28,13W_0, \\ 4_{(2,1)} a_1 &= 0,263a_0\omega_1 &= 14,46\omega_0 W = 31,65W_0, \\ a_2 &= 0,605a_0\omega_2 &= 2,74\omega_0 \\ 4_{(2,2)} a_1 &= 0,262a_0\omega_1 &= 14,60\omega_0 W = 33,61W_0, \\ a_2 &= 0,673a_0\omega_2 &= 2,21\omega_0, \end{aligned}$$

même si les configurations :

$$\begin{aligned} 4_{(3)} a &= 0,292a_0\omega &= 11,71\omega_0 W = 35,14W_0, \\ 4_{(4)} a &= 0,329a_0\omega &= 9,26\omega_0 W = 37,04W_0, \end{aligned}$$

correspondent à des valeurs d'énergie totale inférieures à celles des configurations $4_{(2,1)}$ et $4_{(2,2)}$.

Par analogie, nous obtenons la configuration d'un atome possiblement chargé négativement,

$$\begin{aligned} 4_{(2,3)} a_1 &= 0,263a_0\omega_1 &= 14,51\omega_0 W = 33,66W_0, \\ a_2 &= 0,803a_0\omega_2 &= 1,55\omega_0 \end{aligned}$$

En comparant l'anneau externe de l'atome considéré avec l'anneau d'un atome d'hélium, on constate que la présence de l'anneau interne de deux électrons dans l'atome de béryllium modifie nettement les propriétés de l'anneau externe, d'une part parce que les électrons externes dans la configuration adoptée pour un atome neutre de béryllium sont plus faiblement liés que les électrons d'un atome d'hélium, et d'autre part parce que la quantité G , qui

pour l'hélium est égale à 2, pour l'anneau externe dans la configuration $4_{(2,2)}$ n'est égale qu'à 1,12.

Comme $W_{4(3,2)} - W_{4(2,2)} = 0,05W_0$ l'atome de béryllium aura en outre une affinité certaine, bien que très faible, pour les électrons libres.

3.4 Atomes contenant un plus grand nombre d'électrons

Les exemples examinés dans la section précédente montrent que le problème de la disposition des électrons dans les atomes est intimement lié à la question de la confluence de deux anneaux d'électrons tournant autour d'un noyau à l'extérieur l'un de l'autre et satisfaisant à la condition de la constance universelle du moment angulaire. En dehors des conditions de stabilité nécessaires pour les déplacements des électrons perpendiculaires au plan des orbites, la théorie actuelle ne donne que très peu d'informations sur ce problème. Il semble cependant possible, à l'aide de considérations simples, de jeter un peu de lumière sur la question.

Considérons deux anneaux tournant autour d'un noyau dans un seul plan, l'un à l'extérieur de l'autre. Supposons que les électrons d'un anneau agissent sur les électrons de l'autre comme si la charge électrique était uniformément répartie le long de la circonférence de l'anneau, et que les anneaux avec cette approximation satisfont la condition du moment angulaire des électrons et de la stabilité pour des déplacements perpendiculaires à leur plan.

Supposons maintenant qu'à l'aide de forces extranéoniques imaginaires appropriées agissant parallèlement à l'axe des anneaux, nous tirions lentement l'anneau intérieur vers un côté. Au cours de ce processus, en raison de la répulsion exercée par l'anneau intérieur, l'anneau extérieur se déplacera vers le côté opposé du plan initial des anneaux. Pendant les déplacements des anneaux, le moment angulaire des électrons autour de l'axe du système reste constant, et le diamètre de l'anneau intérieur augmente tandis que celui de l'anneau extérieur diminue. Au début du déplacement, l'ampleur des forces extérieures à appliquer à l'anneau intérieur d'origine augmentera, mais diminuera par la suite, et à une certaine distance entre les plans des anneaux, le système se trouvera dans une configuration d'équilibre. Cet équilibre, cependant, ne sera pas stable, si nous laissons les anneaux revenir lentement, ils atteindront leur position initiale, ou ils arriveront à une position dans laquelle l'anneau, qui était à l'origine l'extérieur, est maintenant l'intérieur, et vice versa.

Si la charge des électrons était uniformément répartie sur la circonférence des anneaux, on pourrait, par le procédé considéré, obtenir tout au plus un échange des anneaux, mais évidemment pas une jonction de ceux-ci. En tenant compte cependant de la distribution discrète des électrons, on peut montrer que, dans le cas particulier où le nombre d'électrons sur les deux anneaux est égal, et où les anneaux tournent dans le même sens, les anneaux s'uniront

par le procédé, à condition que la configuration finale soit stable. Dans ce cas, les rayons et les fréquences des anneaux seront égaux dans la configuration instable ou l'équilibre mentionné ci-dessus. Pour atteindre cette configuration, les électrons de l'un des anneaux seront en outre situés juste en face des intervalles entre les électrons de l'autre, puisqu'une telle disposition correspondra à l'énergie totale la plus faible. Si nous laissons maintenant les anneaux revenir à leur plan d'origine, les électrons d'un anneau passeront dans les intervalles entre les électrons de l'autre et formeront un seul anneau. Il est évident que l'anneau ainsi formé répondra à la même condition de moment angulaire des électrons que les anneaux d'origine.

Si les deux anneaux contiennent des nombres inégaux d'électrons, le système se comportera très différemment au cours d'un processus tel que celui envisagé et, contrairement au premier cas, nous ne pouvons pas nous attendre à ce que les anneaux s'écoulent ensemble si, à l'aide de forces étrangères agissant parallèlement à l'axe du système, ils sont lentement déplacés de leur plan d'origine. On peut remarquer à ce propos que la caractéristique des déplacements considérés n'est pas l'hypothèse spéciale concernant les forces étrangères, mais seulement l'invariance du moment angulaire des électrons autour du centre des anneaux; les déplacements de ce genre prennent dans la présente théorie une position analogue à celle des déplacements arbitraires dans la mécanique ordinaire.

Les considérations qui précèdent peuvent être considérées comme une indication que la tendance à la confluence de deux anneaux est plus grande lorsque chacun d'eux contient le même nombre d'électrons. Si l'on considère la fixation successive des électrons par un noyau positif, on en conclut que, à moins que la charge du noyau ne soit très élevée, les anneaux d'électrons ne se rejoindront que s'ils contiennent un nombre égal d'électrons; et que, par conséquent, les nombres d'électrons sur les anneaux intérieurs ne seront que de 2, 4, 8, ... Si la charge du noyau est très élevée, les anneaux d'électrons d'abord liés, s'ils sont peu nombreux, seront très proches les uns des autres, et nous devons nous attendre à ce que la configuration soit très instable, et qu'un échange progressif d'électrons entre les anneaux soit grandement facilité.

Cette hypothèse concernant le nombre d'électrons dans les anneaux est fortement étayée par le fait que les propriétés chimiques des éléments de faible poids atomique varient avec une période de 8. En outre, il s'ensuit que le nombre d'électrons sur l'anneau le plus externe sera toujours pair ou impair, selon que le nombre total d'électrons dans l'atome est pair ou impair. Ceci a une relation suggestive avec le fait que la valence d'un élément de faible poids atomique est toujours paire ou impaire selon que le numéro de l'élément dans la série périodique est pair ou impair.

Pour les atomes des éléments considérés dans la section précédente, nous avons supposé que les deux électrons liés en premier sont disposés dans un seul anneau et que les

deux électrons suivants sont disposés dans un autre anneau. Si $N \geq 4$, la configuration $N_{(4)}$ correspondra à une valeur plus petite de l'énergie totale que la configuration $N_{(2,2)}$. Plus la valeur de l'énergie totale est élevée, plus le rapport entre les rayons des anneaux de la configuration $N_{(2,2)}$ se rapproche de l'unité, et plus l'énergie émise par une éventuelle confluence des anneaux est importante. La théorie ne permet pas de déterminer le membre particulier de la série des éléments pour lequel les quatre électrons les plus internes seront disposés pour la première fois dans un seul anneau. Si l'on considère les propriétés chimiques, on ne peut guère s'attendre à ce que cela se produise avant le bore ($N = 5$) ou le carbone ($N = 6$), en raison de la trivalence et de la tétravalence observées respectivement pour ces éléments; d'autre part, le système périodique des éléments suggère fortement que le néon ($N = 10$) présente déjà un anneau intérieur de huit électrons. Sauf pour $N \geq 14$, la configuration $N_{(4,4)}$ correspond à une valeur plus faible de l'énergie totale que la configuration $N_{(8)}$ déjà pour $N \geq 10$ cette dernière configuration, cependant, sera stable pour des déplacements des électrons perpendiculaires au plan de leurs orbites. Un anneau de 16 électrons ne sera stable que si N est très grand; mais dans ce cas, les considérations simples mentionnées ci-dessus ne s'appliquent pas.

La confluence de deux anneaux de même nombre d'électrons, qui tournent autour d'un noyau de charge Ne en dehors d'un anneau de n électrons déjà liés, devrait se produire plus facilement que la confluence de deux anneaux similaires tournant autour d'un noyau de charge $(N-n)e$; car la stabilité des anneaux pour un déplacement perpendiculaire à leur plan sera (voir §2) plus faible dans le premier cas que dans le second. Cette tendance à la diminution de la stabilité pour des déplacements perpendiculaires au plan de l'anneau sera particulièrement marquée pour les anneaux extérieurs des électrons d'un atome neutre. Dans ce dernier cas, il faut s'attendre à ce que la confluence des anneaux soit grandement facilitée et, dans certains cas, il peut même arriver que le nombre d'électrons dans l'anneau extérieur soit supérieur à celui de l'anneau suivant et que l'anneau extérieur présente des écarts par rapport à l'hypothèse de 1, 2, 4, 8 électrons dans les anneaux, par exemple les configurations $5_{(2,3)}$ et $6_{(2,4)}$ au lieu des configurations $5_{(2,2,1)}$ et $6_{(2,2,2)}$. Nous ne discuterons pas plus avant la question complexe de la disposition des électrons dans l'anneau extérieur. Dans le schéma ci-dessous, le nombre d'électrons dans cet anneau est arbitrairement fixé à la valence normale de l'élément correspondant, c'est-à-dire, pour les éléments électronégatifs et électropositifs respectivement, au nombre d'atomes d'hydrogène et au double du nombre d'atomes d'oxygène avec lesquels un atome de l'élément se combine.

Une telle disposition des électrons externes est suggérée par des considérations sur les volumes atomiques. Comme on le sait, le volume atomique des éléments est une fonction périodique des poids atomiques. S'ils sont disposés

de la manière habituelle selon le système périodique, les éléments à l'intérieur d'une même colonne ont approximativement le même volume atomique, alors que ce volume change considérablement d'une colonne à l'autre, étant le plus grand pour les colonnes correspondant à la plus petite valence 1 et le plus petit pour la plus grande valence 4. Une estimation approximative du rayon de l'anneau externe d'un atome neutre peut être obtenue en supposant que la force totale due au noyau et aux électrons internes est égale à celle d'un noyau de charge ne , où n est le nombre d'électrons dans l'anneau. En plaçant $F = n - s_n$ dans l'équation (1) de la page 478, et en désignant la valeur de a pour $n = 1$ par a_0 , on obtient pour $n = 2$, $a = 0,57a_0$; pour $n = 3$, $a = 0,41a_0$; et pour $n = 4$, $a = 0,33a_0$. En conséquence, l'arrangement le plus proche pour les électrons impliquera une variation des dimensions de l'anneau extérieur similaire à la variation des volumes atomiques des éléments correspondants. Il faut cependant garder à l'esprit que les déterminations expérimentales des volumes atomiques sont, dans la plupart des cas, déduites de la prise en compte de molécules plutôt que d'atomes.

Ce qui précède nous amène au schéma suivant pour la disposition des électrons dans les atomes légers

1 ₍₁₎	9 _(4,4,1)	17 _(8,4,4,1)
2 ₍₂₎	10 _(8,2)	18 _(8,8,2)
3 _(2,1)	11 _(8,2,1)	19 _(8,8,2,1)
4 _(2,2)	12 _(8,2,2)	20 _(8,8,2,2)
5 _(2,3)	13 _(8,2,3)	21 _(8,8,2,3)
6 _(2,4)	14 _(8,2,4)	22 _(8,8,2,4)
7 _(4,3)	15 _(8,4,3)	23 _(8,8,4,3)
8 _(4,2,2)	16 _(8,4,2,2)	24 _(8,8,4,2,2)

TABLEAU 3 – *Caption*

Sans plus de précisions, il ne semble pas improbable que cette constitution des atomes corresponde à des propriétés des éléments similaires à celles observées.

En outre, la liaison des électrons externes dans chaque série horizontale du schéma ci-dessus deviendra plus faible avec l'augmentation du nombre d'électrons par atome, ce qui correspond à l'augmentation observée du caractère électropositif pour toute augmentation du poids atomique des éléments dans chaque groupe du système périodique. Un accord correspondant s'applique à la variation des volumes atomiques.

Dans le cas d'atomes de poids atomique plus élevé, les hypothèses simples utilisées ne s'appliquent pas. Quelques indications sont cependant suggérées par l'examen des variations des propriétés chimiques des éléments. À la fin de la troisième période de 8 éléments, nous rencontrons le groupe du fer. Ce groupe occupe une place particulière dans le système des éléments, car c'est la première fois que des éléments de poids atomiques voisins présentent des

propriétés chimiques similaires. Cette circonstance indique que les configurations des électrons dans les éléments de ce groupe ne diffèrent que par la disposition des électrons internes. Le fait que la période dans les propriétés chimiques des éléments après le groupe du fer ne soit plus de 8, mais de 18, suggère que les éléments de poids atomique plus élevé contiennent une configuration récurrente de 18 électrons dans les anneaux les plus internes. L'écart par rapport à 2, 4, 8, 16 peut être dû à un échange progressif d'électrons entre les anneaux, comme indiqué à la page 20. Comme un anneau de 18 électrons n'est pas stable, les électrons peuvent être disposés en deux anneaux parallèles (voir p. 16). Une telle configuration des électrons internes agira sur les électrons externes pratiquement de la même manière qu'un noyau de charge $(N-18)e$. Il est donc possible qu'avec l'augmentation de N , une autre configuration du même type se forme à l'extérieur de la première, comme le suggère la présence d'une deuxième période de 18 éléments.

Dans le même ordre d'idées, la présence du groupe des terres rares indique que pour des valeurs encore plus grandes de N , une autre altération graduelle des anneaux les plus internes se produira. Cependant, étant donné que pour les éléments de poids atomique plus élevé que ceux de ce groupe, les lois reliant la variation des propriétés chimiques au poids atomique sont similaires à celles des éléments de faible poids atomique, nous pouvons conclure que la configuration des électrons les plus internes sera à nouveau répétée. La théorie, cependant, n'est pas suffisamment complète pour donner une réponse définitive à de tels problèmes.

3.5 Rayonnement de Röntgen caractéristique

Selon la théorie de l'émission de rayonnement exposée dans la première partie, le spectre linéaire ordinaire d'un élément est émis pendant la reformation d'un atome lorsqu'un ou plusieurs des électrons des anneaux extérieurs sont enlevés. Par analogie, on peut supposer que le rayonnement caractéristique de RÖNTGEN est émis lors de la décantation du système si les électrons des anneaux intérieurs sont éliminés par un agent quelconque, par exemple par l'impact des particules de la cathode. Ce point de vue sur l'origine du rayonnement caractéristique de RÖNTGEN a été proposé par Sir J. J. THOMSON³².

Sans hypothèse particulière sur la constitution du rayonnement, nous pouvons, à partir de ce point de vue, déterminer la vitesse minimale des rayons cathodiques nécessaire pour produire le rayonnement RÖNTGEN caractéristique d'un type particulier, en calculant l'énergie nécessaire pour enlever un des électrons des différents anneaux. Même si nous connaissions le nombre d'électrons dans les anneaux, un calcul rigoureux de cette énergie minimale pourrait encore être compliqué, et le résultat

32. Comp. J. J. THOMSON, Phil. Mag. xxiii, p. 456 (1912).

dépendrait largement des hypothèses utilisées ; car, comme mentionné dans la Partie I, p. 9, le calcul ne peut pas être effectué entièrement sur la base de la mécanique ordinaire. Nous pouvons cependant obtenir très simplement une comparaison approximative avec les expériences si nous considérons l'anneau le plus interne et si, en première approximation, nous négligeons la répulsion des électrons par rapport à l'attraction du noyau. Considérons un système simple constitué d'un électron lié tournant sur une orbite circulaire autour d'un noyau positif de charge Ne . A partir des expressions (5) de la page 13, nous obtenons pour la vitesse de l'électron, en posant $F = N$,

$$v = \frac{2\pi e^2}{h} N = 2,1 \times 10^8 N.$$

L'énergie totale à transférer au système pour éloigner l'électron à une distance infinie du noyau est égale à l'énergie cinétique de l'électron lié. Si, par conséquent, l'électron est éloigné du noyau par l'impact d'un autre électron en mouvement rapide, la plus petite énergie cinétique possédée par ce dernier lorsqu'il est à une grande distance du noyau doit nécessairement être égale à l'énergie cinétique de l'électron lié avant la collision. La vitesse de l'électron libre doit donc être au moins égale à v .

D'après les expériences de WHIDDINGTON³³, la vitesse des rayons cathodiques juste capables de produire le rayonnement RÖNTGEN caractéristique du type K – le type de rayonnement le plus dur observé – à partir d'un élément de poids atomique A est, pour les éléments de Al à Se, approximativement égale à $A \times 10^8$ cm s⁻¹. Comme on le voit, cette valeur est égale à la valeur calculée ci-dessus pour v , si l'on met $N = \frac{A}{2}$.

Puisque nous avons obtenu un accord approximatif avec l'expérience en attribuant le rayonnement RÖNTGEN caractéristique du type K à l'anneau le plus interne, on peut s'attendre à ce qu'il n'y ait pas de rayonnement caractéristique d'un type plus difficile. Ceci est fortement indiqué par les observations du pouvoir de pénétration des rayons γ .

Il est à remarquer que la théorie donne non seulement la valeur presque exacte de l'énergie nécessaire pour enlever un électron de l'anneau extérieur, mais aussi l'énergie nécessaire pour enlever un électron de l'anneau le plus intérieur. L'accord approximatif entre les valeurs calculées et expérimentales est d'autant plus frappant que les énergies requises dans les deux cas pour un élément de poids atomique 70 diffèrent dans un rapport de 1000.

A cet égard, il convient de souligner que l'homogénéité remarquable du rayonnement caractéristique de RÖNTGEN – indiquée par les expériences sur l'absorption des rayons, ainsi que par l'interférence observée dans les expériences récentes sur la diffraction des rayons de RÖNTGEN dans les cristaux – est en accord avec l'hypothèse principale utilisée dans la première partie (voir p. 7) lors de l'examen de l'émission des spectres de raies, à savoir que le rayon-

nement émis lors du passage des systèmes entre différents états stationnaires est homogène.

En appliquant (8) $F = N$, nous obtenons pour le diamètre de l'anneau le plus interne environ $2a = \frac{1}{N} 10^{-8}$ cm. Pour $N = 100$, cela donne $2a = 10^{-10}$ cm, une valeur très petite par rapport aux dimensions atomiques ordinaires, mais encore très grande par rapport aux dimensions attendues pour le noyau. Selon les calculs de RUTHERFORD, les dimensions de ce dernier sont du même ordre de grandeur que 10^{-12} cm.

3.6 Phénomènes radioactifs

Selon la présente théorie, l'amas d'électrons entourant le noyau se forme par émission d'énergie, et la configuration est déterminée par la condition que l'énergie émise soit maximale. La stabilité impliquée par ces affirmations semble être en accord avec les propriétés générales de la matière. Elle est cependant en opposition frappante avec les phénomènes de radioactivité et, selon la théorie, l'origine de ces derniers doit donc être recherchée ailleurs, c'est-à-dire dans la distribution électronique autour du noyau.

Une conséquence nécessaire de la théorie de RUTHERFORD sur la structure des atomes est que les particules α ont leur origine dans le noyau. Selon la théorie actuelle, il semble également nécessaire que le noyau soit le siège de l'expulsion des particules β à grande vitesse. Tout d'abord, l'expulsion spontanée des particules β de l'amas d'électrons entourant le noyau serait quelque chose de tout à fait étranger aux propriétés supposées du système. En outre, l'expulsion d'une particule α ne peut guère produire d'effet durable sur la stabilité de l'amas d'électrons. L'effet de l'expulsion sera de deux types différents. D'une part, la particule peut entrer en collision avec les électrons liés lors de son passage à travers l'atome. Cet effet sera analogue à celui produit par le bombardement d'atomes d'autres substances par des rayons α et on ne peut s'attendre à ce qu'il donne lieu à une expulsion ultérieure de rayons β . L'expulsion de la particule implique en partie une modification de la configuration des électrons liés, puisque la charge restant sur le noyau est différente de la charge d'origine. Pour examiner ce dernier effet, considérons un anneau unique d'électrons tournant autour d'un noyau de charge Ne , et supposons qu'une particule α soit expulsée du noyau dans une direction perpendiculaire au plan de l'anneau. L'expulsion de la particule ne produira évidemment aucune altération du moment angulaire des électrons ; et si la vitesse de la particule α est petite par rapport à la vitesse des électrons – comme ce sera le cas si nous considérons les anneaux intérieurs d'un atome de poids atomique élevé – l'anneau pendant l'expulsion se dilatera continuellement, et après l'expulsion prendra la position revendiquée par la théorie d'un anneau stable tournant autour d'un noyau de charge $(N-2)e$. L'examen de ce cas simple indique fortement que l'expulsion d'une

33. R. WHIDDINGTON, Proc. Roy. Soc. A. lxxxv, p. 323 (1911).

particule n'aura pas d'effet durable sur la stabilité des anneaux internes d'électrons dans l'atome résiduel.

La question de l'origine des particules β peut également être envisagée d'un autre point de vue, en se basant sur les propriétés chimiques et physiques des substances radioactives. Comme on le sait, plusieurs de ces substances ont des propriétés chimiques très semblables et ont résisté jusqu'à présent à toutes les tentatives de séparation par des moyens chimiques. Il existe également des preuves que les substances en question présentent le même spectre linéaire³⁴. Plusieurs auteurs ont suggéré que ces substances ne diffèrent que par leurs propriétés radioactives et leur poids atomique, mais qu'elles sont identiques à tous les autres égards physiques et chimiques. Selon la théorie, cela signifierait que la charge du noyau, ainsi que la configuration des électrons qui l'entourent, sont identiques dans certains éléments, la seule différence étant la masse et la constitution interne du noyau. D'après les considérations de §4, cette hypothèse est déjà fortement suggérée par le fait que le nombre de substances radioactives est supérieur au nombre de places dont nous disposons dans le système périodique. Si cette hypothèse est correcte, le fait que deux éléments apparemment identiques émettent des particules β de vitesses différentes montre que les rayons β comme les rayons α ont leur origine dans le noyau.

Cette conception de l'origine des particules alpha et bêta explique très simplement la façon dont la modification des propriétés chimiques des substances radioactives est liée à la nature des particules émises. Les résultats des

expériences sont exprimés par les deux règles³⁵ :

1. Lorsqu'une particule α est expulsée, le groupe du système périodique auquel appartient le produit résultant est inférieur de deux unités à celui auquel appartient le corps d'origine.
2. Chaque fois qu'une particule β est expulsée, le groupe du corps résultant est supérieur d'une unité à celui du parent.

Comme on le verra, c'est exactement ce à quoi on peut s'attendre d'après les considérations de §4.

En s'échappant du noyau, on peut s'attendre à ce que les rayons β entrent en collision avec les électrons liés dans les anneaux intérieurs. Il en résultera l'émission d'un rayonnement caractéristique du même type que le rayonnement caractéristique de RÖNTGEN émis par les éléments de poids atomique inférieur lors de l'impact des rayons cathodiques. L'hypothèse selon laquelle l'émission de rayons γ est due à des collisions de rayons β avec des électrons liés est proposée par RUTHERFORD³⁶ pour expliquer les nombreux groupes de rayons β homogènes émis par certaines substances radioactives.

Dans le présent document, nous avons tenté de montrer que l'application de la théorie du rayonnement de PLANCK au modèle atomique de RUTHERFORD, par l'introduction de l'hypothèse de la constance universelle du moment angulaire des électrons liés, conduit à des résultats qui semblent être en accord avec les expériences.

Dans un article ultérieur, la théorie sera appliquée à des systèmes contenant plus d'un noyau.

34. Voir A. S. RUSSELL et R. ROSSI, Proc. Roy. Soc. A. lxxxvii. p. 478 (1912).

35. Voir A. S. RUSSEL, Chem. News, cvii. p. 49 (1913); G. V. HEVESY, Phys. Zeitschr. xiv. p. 49 (1913); K. FAJANS, Phys. Zeitschr. xiv. pp. 131 & 136 (1913); Verh. d. deutsch. Phys. Ges. xv. p. 240 (1913); F. SODDY, Chem. News, cvii. p. 97 (1913).

36. E. RUTHERFORD, Phil. Mag. xxiv. pp. 453 & 893 (1912).