Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 6 (1933)
Heft: VIII

Artikel: Sur la constitution des noyaux lourds
Autor: Schidlof, A.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110286

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 09.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Sur la constitution des noyaux lourds

par **A. Schidlof.**

(28. X. 33.)

Sommaire. La division des noyaux atomiques en noyaux lourds et en noyaux légers acquiert une signification précise si l'on admet que les noyaux lourds contiennent, à côté des particules α, d'autres groupements stables composés d'un proton et de trois neutrons (pn_3 = particule α_1). Moins stable que la particule α de masse M_α, le groupement pn_3 dont la masse est M_{α_1} tend à se transformer en particule α s'il peut libérer l'excès de masse

$$M_{\alpha_1} - M_\alpha = D.$$

Les considérations des 6 premiers paragraphes ont pour but d'établir à l'aide des données expérimentales la valeur exacte de l'excès de masse D. Trois méthodes indépendantes conduisent d'une façon concordante à la valeur numérique

$$D = 0{,}020 \text{ (en unités atomiques } O = 16{,}000).$$

Dans les deux derniers paragraphes, le lecteur trouvera quelques renseignements sur les propriétés particulières du groupement pn_3 ainsi que la description qualitative de la structure des noyaux lourds basée sur la supposition que les noyaux lourds sont composés en majeure partie de particules α et α_1.

§ 1. Introduction.

On sait que les noyaux atomiques sont composés de deux espèces d'éléments primitifs qui ont des masses approximativement égales, les *protons* que nous désignerons par le symbole p et les *neutrons* n. L'observation a apporté récemment des éclaircissements importants sur la structure et les propriétés du neutron. Toutefois, la nature intime de cet élément fondamental reste mystérieuse, car elle est caractérisée par des propriétés singulières, même contradictoires[1]). D'une part il faut admettre que le neutron est très stable, et d'autre part, qu'il tend à se transformer sous certaines conditions en proton.

On s'accorde généralement à supposer que les protons et les neutrons s'associent en groupes à l'intérieur des noyaux et forment des combinaisons dont la plus importante est la particule α.

[1]) Voir W. Heisenberg, Bau der Atomkerne, I. Z. Phys. **77**, 1 (1932). II. Ibid. **78**, 156 (1932). III. ibid. **80**, 587 (1933). — Cités Heisenberg, l. c. I, II, III.

A l'état libre, la particule α, composée de 2 protons et de 2 neutrons, donc représentée par la formule

$$\alpha = p_2 n_2,$$

constitue le noyau de l'hélium. Elle présente alors le déchet de masse relativement considérable

$$\Delta M_\alpha = 0{,}037$$

qui caractérise la très grande stabilité du groupement $p_2 n_2$.

Les particules α ne sont pas les seules combinaisons qu'on trouve dans les noyaux. Le groupement pn qui constitue le noyau de l'isotope H 2 (demi-hélion de M. F. Perrin) s'associe à la particule α dans les noyaux Li 6 et B 10. D'autres noyaux contiennent un neutron ou deux, associés à une particule α ou à un proton.

En vertu des principes quantiques énoncés par W. Heisenberg[1]), la combinaison de deux neutrons devrait former un système particulièrement stable. Puisque dans les noyaux supérieurs les associations de 4 éléments semblent jouer un rôle particulier, on peut aussi envisager le groupement formé par la réunion de pn et de n_2

$$pn + n_2 = pn_3 = \alpha_1.$$

Nous appellerons cette combinaison hypothétique, qui n'existe en tous cas pas à l'état libre, la *particule* α_1[2]).

Quoique moins exo-énergétique que la particule α, la combinaison en question est stable en vertu des principes quantiques énoncés par Heisenberg[3]), tant qu'on fait abstraction de la possibilité de la transformation

$$\alpha_1 \longrightarrow \alpha.$$

Si, tout au contraire, cette transformation est possible, le groupement en question est nécessairement instable, car il tend à libérer l'excès d'énergie qu'il renferme. Il n'y a aucune indication suggérant l'existence des particules α_1 dans les noyaux dont le nombre atomique est < 17. On peut, par contre, invoquer plusieurs arguments en faveur de l'hypothèse que les groupements pn_3 interviennent en nombre croissant dans les noyaux lourds.

---

[1]) Heisenberg, l. c. I.

[2]) Voir à cet égard: A. Schidlof et H. Saïni, H. P. A. **5**, 73, (1932), cité ultérieurement: Schidlof-Saïni, l. c.

[3]) Heisenberg, l. c. I.

Nous appellerons noyaux lourds les noyaux caractérisés par la propriété que leur poids atomique approximatif P (exprimé en unités protoniques) est nécessairement supérieur au double du nombre atomique Z. Dans le cas des noyaux légers, la condition

$$P = 2Z$$

forme la règle et le cas $P > 2Z$ est plutôt exceptionnel. De plus, les noyaux légers ont peu d'isotopes.

Les isotopes d'un noyau contiennent tous le même nombre de protons, mais un nombre variable de neutrons. Puisque Z signifie le nombre des protons et $P - Z$ le nombre des neutrons du noyau, on trouve le nombre de groupes pn_3 contenus dans un noyau lourd en divisant par 2 le nombre des neutrons «surnuméraires» (non engagés dans des particules α ou dans des groupes pn). On obtient ainsi le nombre

$$n_1 = \frac{P - 2Z}{2}. \tag{1}$$

Si le nombre P est impair, n_1 est demi-entier ce qui obscurcit un peu la signification intuitive du nombre n_1. Nous envisagerons dans la suite surtout des cas où P est un nombre pair, quoique la partie essentielle des considérations s'applique aussi aux noyaux lourds composés d'un nombre impair de particules élémentaires.

Arithmétiquement, une particule α à laquelle on a associé 4 neutrons surnuméraires est équivalente à deux groupements pn_3 selon la formule

$$\alpha + 4n = 2\alpha_1.$$ [1]

On peut donc affirmer, d'un point de vue purement formel, qu'on obtient l'isotope supérieur de poids atomique $P + 4$ en remplaçant dans l'isotope de poids P une particule α par 2 particules α_1. L'isotope $P + 2$ s'obtient en remplaçant $\alpha/2 = pn$ par une particule α_1 et l'isotope $P + 1$ s'obtient en remplaçant le groupement pn_2 par α_1. Cette dernière substitution équivaut à l'adjonction au noyau d'un seul neutron.

§ 2. Quelques arguments en faveur de l'existence des particules α_1.

L'hypothèse de l'existence des particules α_1 est suggérée par certaines difficultés auxquelles on se heurte dans l'interprétation des valeurs numériques précises des masses atomiques. Dans les considérations suivantes qui se rapportent à cet objet, A_{16} signifie

[1]) L'existence possible du groupement $\alpha + 4n$ ou $2pn_3$ dans les noyaux lourds a été suggérée il y a longtemps déjà par Mlle L. Meitner.

la masse atomique d'un atome ou d'un noyau. Les chiffres utilisés sont dus presque exclusivement aux mesures faites par F. W. Aston à l'aide du spectrographe de masse. L'unité employée correspond à la convention

$$O = 16{,}000.$$

L'examen de ces chiffres conduit à des constatations assez surprenantes. Dans certains cas, les différences des masses de deux noyaux lourds sont considérablement supérieures à la masse atomique de l'hélium, ce qui est en contradiction avec la supposition très naturelle que les noyaux sont composés en majeure partie de particules α et de neutrons. Voici un exemple très caractéristique de ce fait:

Xe 124	$(n_1 = 8)$	$A_{16} = 123{,}934$
Sn 120	$(n_1 = 10)$	$A_{16} = 119{,}912$

La différence des masses de ces deux noyaux est 4,022, tandis que la masse de la particule α libre est 4,001.

Très typique est aussi le cas des deux isotopes du Krypton:

Kr 84	$(n_1 = 6)$	$A_{16} = 83{,}928$
Kr 80	$(n_1 = 4)$	$A_{16} = 79{,}926$

La différence des masses est ici presque exactement égale à la masse de la particule α libre. Il semble que le Kr 84 devrait être radioactif. Il pourrait émettre une particule α en se transformant en Kr 80, mais en réalité l'isotope 84 est plus fréquent, donc, probablement, plus stable que l'isotope 80.

Si l'on admet que l'isotope 80 contient 4, l'isotope 84, par contre, 6 particules α_1 et que les particules α_1, tout en contenant plus d'énergie que les particules α sont cependant *stables* au sein d'un noyau lourd, la plus grande stabilité de l'isotope supérieur devient explicable, car il s'agit là d'un système dont la constitution est très différente de celle de l'isotope inférieur. Etant donné la différence de la structure intérieure des deux noyaux, il ne suffit plus de libérer simplement une particule α pour passer de l'isotope 84 à l'isotope 80. La différence relativement grande des deux masses s'explique aussi, car l'isotope 84 contient deux particules α_1 de plus et une particule α de moins que l'isotope 80.

Dans le cas mentionné en premier lieu, tout au contraire, le noyau dont la masse est plus grande renferme 2 particules α_1 de moins que l'autre noyau. Cela montre que la présence des particules α_1 n'augmente pas nécessairement la masse d'un noyau. L'excès de la masse du Xe 124 doit être attribué à la plus grande énergie coulombienne du noyau de nombre atomique plus élevé

qui contient moins de particules α_1. Malgré leur plus grande énergie intérieure, les particules α_1 peuvent produire un effet stabilisant et diminuer la masse totale d'un noyau en atténuant l'énergie coulombienne.

Si l'on suppose que la transformation $\alpha_1 \longrightarrow \alpha$ est possible et que, néanmoins, le groupement α_1 est présent à l'intérieur des noyaux lourds, où il est en équilibre avec les particules α, ces deux suppositions entraînent la conséquence que *dans un noyau lourd, la transformation* $\alpha_1 \longrightarrow \alpha$ *est réversible.* Cette manière de voir est parfaitement compatible avec les idées sur lesquelles repose la théorie des noyaux atomiques de HEISENBERG[1]).

La réversibilité de la transformation $\alpha_1 \longrightarrow \alpha$ admise, on constate qu'une particule α peut entrer en combinaison avec un noyau lourd de deux façons différentes, soit sans subir de changement de charge électrique, soit en perdant la moitié de sa charge, c'est-à-dire en se transformant en particule α_1. C'est le second mode de réunion des deux noyaux qui nous intéresse ici plus particulièrement.

La transformation $\alpha \longrightarrow \alpha_1$ exige un apport d'énergie considérable. Il importe de connaître la grandeur de cet apport d'énergie, soit la valeur de la différence des deux masses

$$M_{\alpha_1} - M_\alpha = D.$$

Les masses M_{α_1}, masse de la particule α_1, et M_α, masse de la particule α, sont prises, toutes les deux, à l'intérieur d'un même noyau lourd.

Pour déterminer D, il faut étudier deux isotopes de poids atomiques voisins. Comme nous avons vu au paragraphe 1, l'isotope $P + 4$ d'un noyau de poids atomique P contient $2\,\alpha_1$ de plus et $1\,\alpha$ de moins que l'isotope P. Soit M la masse du noyau de poids P et M' celle du noyau de poids $P + 4$. Si les particules α ont à l'intérieur des deux isotopes exactement la même masse M_α il vient

$$M' = M + M_\alpha + 2D.$$

Cette équation repose sur la supposition que les particules α ont dans les deux noyaux en question la même stabilité.

Même si cette supposition ne s'appliquait effectivement à aucun exemple concret, il serait néanmoins intéressant d'étudier théoriquement ce cas limite. Mais on peut prévoir que l'égale stabilité des particules se trouvera réalisée en fait avec une approximation plus ou moins grande pour deux isotopes *voisins.*

[1]) HEISENBERG, l. c. I et II.

En vertu de la réversibilité de la transformation $\alpha_1 \rightleftarrows \alpha$ on pourra former effectivement l'isotope supérieur à partir de l'isotope inférieur en adjoignant à celui-ci une particule α de masse M_α. (Si la combinaison avait lieu entre l'isotope inférieur et une particule α *libre* dont la masse M_α' est $> M_\alpha$, cette particule subirait avant tout le déchet de masse $M_\alpha' - M_\alpha$.)

La combinaison du noyau de masse M avec la particule α de masse M_α doit provoquer dans le noyau la mise en liberté d'une certaine quantité d'énergie à laquelle correspond un déchet de masse ΔM.

La masse M' de l'isotope supérieur peut donc être exprimée aussi par la formule

$$M' = M + M_\alpha - \Delta M,$$

et la comparaison avec l'équation précédente montre qu'on doit avoir

$$2D + \Delta M = 0. \tag{3}$$

Evidemment, l'égalité (3) n'est valide qu'à la limite où les particules α ont dans les deux isotropes considérés exactement la même stabilité. Si les particules α ont dans l'isotope supérieur une plus grande stabilité que dans l'isotope inférieur, on a en réalité

$$-\Delta M > 2D.$$

Dans le cas contraire il vient

$$-\Delta M < 2D.$$

La plupart des noyaux dont on connaît les poids atomiques exacts satisfont soit à l'une, soit à l'autre de ces deux inégalités, et les cas auxquels s'applique l'égalité (3) sont exceptionnels.

On peut maintenant utiliser un autre procédé permettant également d'obtenir l'isotope supérieur à partir de l'isotope inférieur. Supposons qu'on réunisse le noyau de masse M avec deux protons libres de masses M_p et avec deux neutrons libres de masse M_n. Il se formera de nouveau le noyau de masse M' qui doit, comme l'on voit immédiatement, satisfaire à la condition d'équilibre

$$2\Delta M_p + 2\Delta M_n + \Delta M = 0. \tag{4}$$

Des deux équations (3) et (4) découle la conséquence

$$2D = \Delta M_p + \Delta M_n. \tag{5}$$

D'après (5), *l'excès de masse D doit être égal au déchet de masse*

moyen subi par les protons et par les neutrons des deux noyaux lourds considérés.

En effet, la relation établie est exacte seulement pour autant que le déchet de masse moyen en question

$$\Delta M_m = \tfrac{1}{2}(\Delta M_p + \Delta M_n) \tag{6}$$

présente la même valeur dans le cas de l'un et de l'autre des deux isotopes de poids P et $P + 4$.

Il est à prévoir, du reste, comme cela a été indiqué plus haut, que la formule (5) est applicable avec une certaine approximation à un noyau lourd quelconque.

§ 3. Détermination de l'excès de masse de la particule α_1.

L'effet de masse moyen ΔM_m des protons et des neutrons d'un noyau peut être déterminé avec précision, étant donné le poids atomique A_{16}, grâce à la formule suivante indiquée par St. Meyer[1]).

$$\Delta M_m = 1{,}0078 - \frac{A_{16}}{P}.$$

Cette formule est exacte si le noyau considéré contient uniquement des particules α ou des demi-hélions ($P = 2Z$), mais s'il s'agit d'un noyau lourd on n'obtient plus le vrai déchet de masse moyen, parce que le noyau ne contient pas un nombre de neutrons égal au nombre des protons. En retranchant du poids atomique A_{16} l'excès de masse $n_1 D$ des n_1 particules α_1 du noyau, on peut calculer le déchet de masse moyen ΔM_m pour un noyau *fictif* composé d'un nombre égal de protons et de neutrons. Ce déchet est exprimé par la formule

$$\Delta M_m = 1{,}0078 - \frac{A_{16} - n_1 D}{P}. \tag{7}$$

A l'aide des équations (5), (6) et (7), on trouve pour D l'expression suivante:

$$D = \frac{2{,}0156 - \frac{2 A_{16}}{P}}{1 - \frac{2 n_1}{P}}. \tag{8}$$

Si on applique cette formule à un noyau lourd quelconque, on trouve toujours à peu près la même valeur pour l'excès de masse D.

---

[1]) St. Meyer, Ber. Wien IIa. **138**, 431 (1929).

Cependant, puisque l'égalité (5) n'est certainement pas rigoureusement applicable à tous les noyaux, nous voulons désigner le membre droit de l'équation (8) par R et établir une distinction entre les valeurs de R et la véritable valeur de D.

Le tableau que voici contient les valeurs du rapport R calculées pour un certain nombre de noyaux.

Tableau.

Noyaux	Z	$R = \dfrac{2{,}0156 - \frac{2 A_{16}}{P}}{1 - \frac{2 n_1}{P}}$	Moyenne D
A 40	18	0,01894	0,01894
Kr 78	36	0,01895	0,01982
Kr 80		0,01933	
Kr 82		0,01985	
Kr 83		0,02005	
Kr 84		0,02018	
Kr 86		0,02055	
Sn 112	50	0,01912	0,02014
Sn 116		0,01980	
Sn 120		0,02051	
Sn 124		0,02115	
Xe124	54	0,01914	0,02021
Xe128		0,01976	
Xe132		0,02035	
Xe136		0,02180	
Hg196	80	0,01890	0,01933
Hg200		0,01940	
Hg204		0,01970	
Pb206	82	0,01937	0,01946
Pb208		0,01956	
Th 232	90	0,01881	0,01881

§ 4. Discussion des résultats numériques.

On trouve dans la troisième colonne du tableau les valeurs de R calculées pour 21 noyaux différents. La quatrième colonne, marquée D, indique les valeurs moyennes. L'accord de ces moyennes est très remarquable. La moyenne générale est

$$0{,}01953.$$

On ne peut douter que la formule (8) met en évidence l'existence d'une grandeur présentant une signification universelle pour la physique des noyaux lourds. D'après les considérations théoriques qui précèdent, cette constante signifie l'excès de masse de la particule α_1 [1]).

Quant aux rapports individuels R, il ne faut pas perdre de vue que l'équation (5) établie au paragraphe 2 n'est pas nécessairement exacte, car elle repose sur la supposition que les particules α de deux isotopes voisins ont la même stabilité. L'égalité (8) ne s'impose donc pas, et elle doit être remplacée, suivant le cas, par les inégalités

$$D > R \quad \text{ou} \quad D < R.$$

La première de ces inégalités signifie que le déchet de masse $|\Delta M|$ dû à la formation de l'isotope supérieur est $> 2D$, la seconde signifie qu'on a, tout au contraire, $|\Delta M| < 2D$.

L'inspection de la troisième colonne du tableau montre que dans chaque série d'isotopes, le rapport R croît régulièrement depuis le début jusqu'à la fin de la série. Cela indique qu'il y a surcompensation de l'excès de masse au début, et compensation insuffisante à la fin de chaque série.

On conçoit qu'au début d'une série d'isotopes, l'énergie des liaisons intérieures est considérable. Si la stabilité des premiers termes de la série est faible, cela tient à la grande énergie coulombienne des particules α des isotopes inférieurs. L'adjonction des particules α_1 augmente le rayon du noyau et diminue, par suite, l'énergie coulombienne, la charge électrique totale restant constante.

D'autre part, l'excès d'énergie intérieure des particules α_1 affaiblit les liaisons de l'ensemble du noyau. Si le nombre des particules α_1 présentes dans le noyau devient trop considérable, l'énergie des liaisons finit par devenir insuffisante pour compenser par sa diminution l'accroissement d'énergie dû à l'introduction dans le noyau d'une nouvelle particule α_1.

Ces réflexions montrent aussi pour quelle raison la série des isotopes ne peut s'étendre au delà de deux limites définies par les conditions énergétiques.

Enfin, on voit pour quelle raison le calcul doit faire paraître trop faibles les valeurs de D fournies par les premiers termes d'une série d'isotopes, et trop fortes, les valeurs calculées pour les derniers termes. Les isotopes qui satisfont le mieux à la condition

---

[1]) Il est à noter que pour des noyaux légers tels que Li7 ou Ne22, le rapport R présente une valeur notablement inférieure à 0,0200, soit 0,016 env.

sur laquelle repose la validité de l'équation (8) se trouvent au milieu de chaque série.

Si l'on applique cette considération aux séries du Krypton, de l'Etain et du Xenon, on trouve une valeur moyenne de D très voisine de

$$0{,}0200.$$

Pour les noyaux très lourds, par contre, pour le Hg, Pb, Th, on obtient une moyenne de

$$0{,}0192.$$

Cela indique que l'excès de masse D n'est pas rigoureusement constant, mais qu'il est une fonction décroissante de la masse du noyau contenant les particules α et α_1.

§ 5. Calcul de D pour les noyaux de très grande masse.

Nous voulons encore calculer l'excès de masse D au moyen de considérations qui sont indépendantes de celles qui précèdent. Cela nous permettra de vérifier le fait que dans les noyaux très lourds D présente effectivement une valeur plus faible que dans les noyaux moyens.

Le calcul actuel est basé sur l'application directe de la condition d'équilibre aux noyaux de la classe du Thorium, pour lesquels P est un entier divisible par 4. Un tel noyau est composé, par hypothèse, de x particules α et de y particules α_1.

Soit $\nu = x + y$ le nombre total des particules du noyau, e le quantum élémentaire de la charge électrique ($e = 4{,}774 \,.\, 10^{-10}$ c.g.s.), Z le nombre atomique, r_0 le rayon du noyau sphérique, N le nombre d'Avogadro ($N = 6{,}06 \,.\, 10^{23}$), c la vitesse de la lumière dans le vide ($c = 3 \,.\, 10^{10}$ cm. sec^{-1}).

Si l'on suppose la charge électrique totale Ze répartie uniformément dans la sphère de rayon r_0, on trouve pour l'énergie coulombienne l'expression que voici:

$$E_c = \frac{3\, e^2 Z^2}{5\, r_0}\,. \tag{9}$$

Or, on a

$$Z = 2x + y = \nu + x.$$

On en déduit l'expression suivante de l'énergie E accumulée dans le noyau considéré:

$$E = \frac{c^2}{N}(x\,M_\alpha + y\,M_{\alpha_1}) + E_c = \frac{c^2}{N}\{\nu\,M_\alpha + (\nu - x)\,D\}$$
$$+ \frac{3\,e^2}{5\,r_0}(\nu^2 + 2\,\nu x + x^2).$$

Supposons le nombre ν donné, tandis que x et y sont variables à volonté. Pour être stable, l'équilibre doit satisfaire à la condition

$$\frac{dE}{dx} = 0.$$

On a donc l'équation

$$-\frac{c^2}{N}D + \frac{6\,e^2}{5\,r_0}(\nu + x) = 0$$

et on trouve, par conséquent,

$$D = \frac{6\,e^2\,NZ}{5\,c^2\,r_0}. \tag{10}$$

La formule (10) permet le calcul de D, si on se sert des valeurs de r_0 indiquées par G. Gamow[1]) pour les noyaux du Th et du Pb.

Noyau	Z	r_0	D
Th 232	90	$9 \cdot 10^{-13}$	0,01892
Pb 208	82	$8 \cdot 10^{-13}$	0,01840

Les chiffres concordants fournis par ce calcul approximatif et assez incertain, à cause de la faible précision avec laquelle on connaît la valeur du rayon r_0, confirment l'idée que D décroît, lorsque la masse du noyau augmente.

§ 6. Corps radio-actifs. Emission des rayons β.

L'hypothèse de l'existence dans les noyaux lourds des particules α_1 a été énoncée pour la première fois dans un mémoire que j'ai publié en collaboration avec M. H. Saini[2]). Cette supposition a permis d'appliquer la théorie du seuil à l'émission des rayons β par les corps radio-actifs. Le lecteur trouvera dans l'article indiqué

[1]) G. Gamow, Der Bau des Atomkerns und die Radioaktivität. 1932.
[2]) Schidlof-Saini, l. c.

la démonstration du fait que la théorie du seuil de GAMOW conduit au calcul de la constante de dissociation du RaE si l'on interprète l'émission β comme un phénomène accessoire accompagnant la transformation d'une particule α_1 en une particule α.

Comme cela a été dit au paragraphe 1, on peut supposer que la particule α_1 est stable tant que les conditions extérieures l'empêchent de perdre l'excès d'énergie qui correspond à l'excès de masse D. Dans les noyaux lourds, la transformation $\alpha_1 \longrightarrow \alpha$ est réversible grâce à l'énergie des liaisons de l'amas nucléaire qui agit comme une tension opposée à la « tension de transformation » de la particule α_1.

Par contre, si la particule α_1 est soustraite aux liaisons qui assurent sa stabilité, elle se transforme en libérant l'énergie intérieure

$$\frac{D c^2}{N}.$$

Une petite fraction de cette énergie est emportée par le rayon β émis. Quantitativement, l'émission β est un effet secondaire.

Les idées actuelles sur la constitution des noyaux sont à beaucoup d'égards plus favorables à cette théorie que celles qui ont présidé à son élaboration. Cependant, on comprend plus facilement la possibilité de l'émission du rayon β si l'on admet que la particule α_1 renferme un électron négatif qui tend à s'échapper. En fait, cette supposition ne joue aucun rôle essentiel dans la théorie actuelle qui repose sur des considérations purement énergétiques.

On est maintenant assuré que les noyaux sont composés uniquement de protons et de neutrons et qu'il n'y a pas d'électrons négatifs dans les noyaux. L'existence de l'électron positif (positron) étant un fait expérimental, on est tenté de baser la théorie des noyaux atomiques sur la supposition que le neutron est un élément simple et que le proton est composé d'un neutron et d'un positron. Cette idée émise par I. CURIE et F. JOLIOT[1]) est confirmée par la remarque tirée des observations que la masse du neutron est supérieure à celle du proton.

Si l'on se tient strictement à cette manière de voir, on rencontre de très grandes difficultés à se rendre compte de l'origine des rayons β. Nous n'avons pas à nous occuper de ce problème, qui ne semble pas rentrer dans le cadre des théories actuelles, problème rattaché à la question de la structure du neutron. Ici, il nous suffit de connaître la valeur de l'énergie totale libérée par

[1]) I. CURIE et F. JOLIOT, Journ. de phys. **4**, 494 (1933).

la transformation du groupement α_1 en groupement α. La grandeur de cette énergie est fournie par la théorie du seuil de GAMOW que nous empruntons au mémoire cité[1]) sans reproduire les considérations détaillées permettant d'établir une relation entre la différence de potentiel du seuil d'un atome radio-actif traversé par une particule α_1 et l'énergie libérée par la transformation $\alpha_1 \longrightarrow \alpha$. Le raisonnement théorique fournit la formule

$$2e\,(V_m - \overline{V}) = \frac{c^2 D}{N}\,, \tag{11}$$

où V_m signifie le potentiel maximum (sommet) du seuil de GAMOW. $\overline{V}$ est le potentiel auquel se trouve la particule α_1 à l'intérieur du noyau radioactif, potentiel qui peut être calculé à partir de la constante de dissociation du corps émetteur de rayons β.

Pour le RaE, le potentiel $\overline{V}$ est de 350.000 volts. Le potentiel maximum du seuil d'un noyau radio-actif de la famille de l'Uranium est, selon l'indication de G. GAMOW[2])

$$V_m \sim 10{,}6 \cdot 10^6 \text{ volts.}$$

Avec ces données, on trouve

$$2\,e\,(V_m - \overline{V}) = \frac{2 \cdot 4{,}774 \cdot 10{,}2 \cdot 10^{-4}}{300} \sim 3{,}25 \cdot 10^{-5} \text{ ergs.}$$

Pour l'excès de masse D on obtient, d'après l'équation (11), le résultat que voici:

$$D \sim \frac{3{,}25 \cdot 6{,}06 \cdot 10^{18}}{9 \cdot 10^{20}} \sim 0{,}021\,.$$

La valeur de D déduite de la théorie du seuil est, comme l'on voit, un peu supérieure aux chiffres précédemment trouvés. Or, l'excès de masse déterminé au moyen de considérations relatives à la radio-activité β se rapporte à la particule α_1 supposée soustraite aux liaisons du noyau atomique, tandis que dans les autres cas, nous avons toujours considéré la particule en équilibre dans un noyau lourd.

Si l'on admet que D est une fonction de la masse M du noyau contenant les particules α_1, et si l'on utilise les valeurs indiquées à la fin du paragraphe 4,

$$D = 0{,}0192 \;\; (M = 213) \qquad \text{et} \qquad D = 0{,}0200 \;\; (M = 110),$$

[1]) SCHIDLOF-SAINI, l. c.

[2]) G. GAMOW, l. c.

pour effectuer l'extrapolation linéaire à la masse $M_0 = 0$, on obtien

$$D_0 = 0{,}0209.$$

La valeur plus élevée trouvée par l'application de la théori du seuil se justifie donc si l'on suppose que D est une fonctio décroissante de la masse du noyau.

§ 7. Energie des liaisons intérieures de la particule α_1.

Pour qu'on ait le droit de considérer la particule α_1 comme u élément stable des noyaux lourds, il est nécessaire que l'énergi totale de ce groupement soit inférieure à la somme des énergie des éléments constituants. Le groupement sera d'autant plus stabl que l'énergie libérée par sa formation est plus grande.

Si l'on admet que la masse du proton libre est

$$M_p = 1{,}007$$

et celle du neutron libre

$$M_n = 1{,}012^{1)}$$

la somme des masses d'un proton et de trois neutrons est

$$M_p + 3\,M_n = 1{,}007 + 3 \cdot 1{,}012 = 4{,}043.$$

Si l'on adopte pour D la valeur calculée en dernier lieu

$$D = 0{,}021,$$

on trouve pour la masse de la particule α_1 (libre)

$$M_{\alpha_1} = M_\alpha + D = 4{,}001 + 0{,}021 = \underline{4{,}022.}$$

La combinaison produit donc le déchet de masse relativemen considérable

$$\Delta M_{\alpha_1} = 4{,}043 - 4{,}022 = 0{,}021.$$

Ce déchet est cependant bien inférieur au déchet de masse de l particule α qui est

$$\Delta M_\alpha = 2\,M_p + 2\,M_n - M_\alpha = 4{,}038 - 4{,}001 = 0{,}037.$$

La formation du groupement α_1 à partir de ses éléments es accompagnée d'un dégagement d'énergie tel qu'il est difficile d concevoir une action capable de le dissocier, mais, d'autre part la transformation de la particule α_1 en particule α libère une quar

---

[1]) D'après I. Curie et F. Joliot (l. c.) la masse du neutron présente e réalité une valeur un peu plus grande que celle indiquée par Chadwick. L expériences parlent actuellement en faveur des nombres ci-dessus indiqués.

tité d'énergie qui est du même ordre de grandeur que l'énergie de formation de la particule α_1. On ne sait pas de quelle façon peut s'opérer la transformation $\alpha_1 \longrightarrow \alpha$, mais la possibilité de cette transformation résulte de l'existence des corps radio-actifs émettant les rayons β.

A l'intérieur des noyaux lourds, les particules α et α_1 se comportent comme deux espèces de molécules composées les unes et les autres de protons et de neutrons et dont les masses sont presque égales. Cependant les molécules α sont stables dans toutes les conditions tandis que les molécules α_1 ne le sont que grâce aux interactions très intenses qui s'exercent entre les éléments du noyau. Si l'on assimile le noyau à un gaz de Fermi, on peut se représenter qu'à la tension de transformation des molécules α_1 s'oppose la tension moléculaire intérieure du gaz.

Toutefois la transformation

$$\alpha_1 \longrightarrow \alpha$$

survient nécessairement dès qu'une molécule α_1 sort du gaz, car alors sa tension de transformation n'est plus annulée par la tension du « milieu ambiant » assurant l'existence d'un état d'équilibre.

Evidemment cette façon de traiter le problème de la constitution des noyaux lourds n'est qu'une représentation schématique et fort imparfaite des véritables conditions qui y règnent.

Pour arriver à une théorie plus satisfaisante, on devra considérer le noyau comme un amas de protons et de neutrons entre lesquels s'exercent des actions électriques et des actions d'échange[1]). Il est à supposer que l'application des lois rigoureuses de la théorie des quanta aux protons et aux neutrons du noyau conduira à des conséquences qui se rapprochent beaucoup de la théorie intuitive ici exposée. En effet, les groupements composés de 4 éléments (protons ou neutrons) doivent présenter une stabilité particulière, et la présence dans le noyau des neutrons surnuméraires, exigée par la condition d'équilibre électrostatique, exclut une répartition uniforme des charges électriques entre tous les groupes formés par 4 éléments nucléaires.

§ 8. Constitution des noyaux lourds. Conclusions.

En résumé, la constitution d'un noyau lourd ($Z > 17$) peut se décrire qualitativement de la façon suivante: le noyau se comporte comme un gaz dont les molécules satisfont à la statistique de Fermi basée sur le principe de Pauli. Il y a surtout deux espèces

[1]) Voir Heisenberg, l. c. III.

de molécules à considérer, les particules α et les particules α_1. Dans beaucoup de noyaux interviennent, sans doute, aussi d'autres groupements, tels que pn ou pn_2, mais ces groupements sont très peu nombreux de sorte qu'on peut en faire abstraction dans la description qualitative des propriétés générales des noyaux lourds.

Les particules α_1 se réunissent en un amas entourant le centre du noyau, car l'énergie coulombienne doit être minimum à l'état d'équilibre. Or, la charge électrique d'une particule α_1 est deux fois plus petite que celle d'une particule α. Il en résulte que l'ensemble des particules α_1 forme une espèce de noyau central qui est entouré d'une couche extérieure composée (principalement) de particules α.

La couche des particules α, qui enveloppe l'amas des particules α_1 comme une membrane tendue, garantit la stabilité du système entier, car elle empêche les particules α_1 d'atteindre la surface du noyau où, soustraites aux forces de liaison, elles subiraient la transformation $\alpha_1 \longrightarrow \alpha$.

Cependant, cette protection n'a rien d'absolu et on ne peut pas considérer que la transformation en question ne puisse avoir lieu en aucun cas. En effet, en vertu des conceptions fondamentales de la mécanique quantique, une particule α_1 peut se trouver à une distance quelconque du centre du noyau. La fonction d'onde qui décrit l'état de la particule α_1 décroit très rapidement lorsque cette distance diffère de sa valeur normale, mais elle s'annule seulement à l'infini. Cela veut dire, si l'on a recours à l'image statistique suggérée par la théorie classique, que la diffusion à la surface de la particule α_1 est extrêmement improbable mais toujours possible. Or, le séjour à l'extérieur du noyau d'une particule α_1 entraîne sa transformation en une particule α, donc un changement du nombre atomique Z et l'émission d'une particule β.

La présente théorie permet ainsi de donner une réponse plus complète à la question de savoir quels noyaux doivent être considérés en principe comme faiblement radio-actifs. En ce qui concerne l'activité α, la question est tranchée par la théorie du seuil de Gamow-Condon-Gurney. Quant à l'activité β, elle ne peut pas intervenir pour les noyaux dont le nombre atomique est < 17, ni pour les noyaux qui satisfont à la condition $P = 2Z$, car ces noyaux ne renferment pas de particules α_1.

Institut de physique de l'Université de Genève.