

Sur la constitution des noyaux lourds

Autor(en): **Schidlof, A.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **15 (1933)**

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-740652>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

D'autre part, on peut par la connaissance du nombre d'Avogadro évaluer très exactement le nombre de molécules contenues dans un volume déterminé; dans le cas de l'eau ce nombre est d'environ 33,7 milliards au micron cube: ce qui pour une épaisseur de $1/20000$ de mm donne 161 rangées de molécules, supposées, par raison de simplicité, de la formule (H₂O). On a donc raison dans ce cas de supposer que le *rayon d'action sensible d'une molécule englobe un grand nombre de molécules*. Mais pour les grosses molécules, dont les dimensions sont de l'ordre de grandeur du rayon d'action sensible des atomes ou des radicaux qui les constituent, il n'en est vraisemblablement plus de même; et la couche d'action sensible doit se réduire alors à la ou aux premières assises de grosses molécules.

A. Schidlof. — *Sur la constitution des noyaux lourds.*

Les éléments primitifs de tous les noyaux atomiques sont le proton p et le neutron n . Le groupement désigné précédemment¹ par le symbole α_1 doit donc présenter la constitution

$$\alpha_1 = pn_3$$

En vertu des principes quantiques énoncés par W. Heisenberg², un tel groupement doit, en se formant, libérer de l'énergie, mais il sera néanmoins *instable*, car il tend à se transformer en une particule α avec émission d'un rayon β . Ce sont là précisément les hypothèses énoncées dans le travail cité³.

Plusieurs raisons font supposer que le groupement α_1 intervient effectivement dans les noyaux lourds et que le nombre des particules α_1 présentes dans un noyau est une fonction croissante de la masse du noyau. Nous appelons noyaux « lourds » les noyaux dont le nombre atomique ne doit pas être < 17 et qui, de plus, ne satisfont pas à la condition $P = 2Z$, P signifiant le nombre total des particules (protons et neutrons) d'un noyau et Z le nombre atomique.

¹ A. SCHIDLOF et H. SAINI. H. P. A. 5, 73, 1933. C. R. Soc. Phys. 49, 33, 1933.

² W. HEISENBERG. Z. Phys. 77, 1, 1932, *ibid.* 78, 156, 1932, 80, 587, 1933.

³ SCHIDLOF SAINI, *l. c.*

Cette supposition fondamentale admise, il en résulte que dans un noyau lourd la particule α_1 doit être stable et que, par suite, la transformation $\alpha_1 \rightleftharpoons \alpha$ est réversible. De là découle la conséquence suivante: *une particule α mise en contact avec un noyau de poids atomique approximatif (exprimé en unités protoniques) P, peut produire, par sa combinaison avec le noyau considéré, l'isotope supérieur de poids atomique P + 4, la particule α subissant à l'intérieur du noyau la transformation $\alpha \rightarrow \alpha_1$.*

Soit alors

$$M_{\alpha_1} - M_{\alpha} = D \quad (1)$$

l'excès de masse que présente la particule α_1 par rapport à la particule α .

Nous désignerons par M_p la masse du proton libre, par M_n celle du neutron libre, par ΔM_p et ΔM_n les déchets de masse subis par les protons et par les neutrons de l'isotope P + 4. Cet isotope peut se former également si on réunit deux protons et deux neutrons avec le noyau de poids atomique P. On montre alors facilement que si les deux isotopes en question présentent exactement la même stabilité, on doit avoir

$$D = \Delta M_p + \Delta M_n = 2 \Delta M, \quad (2)$$

ΔM signifiant le déchet de masse *moyen* subi par les protons et par les neutrons des deux noyaux considérés.

L'égalité (2) se rapporte à un cas exceptionnel qui, cependant, est intéressant comme cas limite. Si l'isotope supérieur est plus stable que l'isotope inférieur, on aura

$$D < 2 \Delta M. \quad (3)$$

et s'il est moins stable, on aura

$$D > 2 \Delta M. \quad (3')$$

Ce sont naturellement les inégalités (3) et (3') qui se trouveront effectivement réalisées dans un cas concret. Le déchet

de masse moyen ΔM se calcule aisément, étant donné le poids atomique exact A_{16} d'un noyau, au moyen de la formule suivante indiquée par St. Meyer ¹.

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

A_{16} signifiant le poids atomique du noyau rapporté à la base $O = 16,000$, connu avec une très grande précision pour un grand nombre de noyaux, grâce aux recherches de F.-W. Aston.

La formule de St. Meyer s'applique à un noyau contenant un nombre de protons égal à celui des neutrons. On ne peut pas s'en servir dans le cas des noyaux lourds pour lesquels $P > 2Z$, mais on peut alors calculer le déchet ΔM pour un noyau *fictif* composé exclusivement de particules α (ou de groupements pour lesquels $P = 2Z$) en retranchant d'abord de A_{16} l'excès de masse dû aux n_1 groupes pn_3 contenus dans le noyau.

Le nombre n_1 s'obtient au moyen de la formule

$$n_1 = \frac{P - 2Z}{2}, \quad (4)$$

et on trouve alors

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

Grâce à l'égalité (2) supposée applicable, on peut, par suite, calculer D au moyen de la formule

$$D = \frac{2,0156 - \frac{A_{16}}{P}}{1 - \frac{2n_1}{P}}. \quad (5)$$

Les résultats du calcul effectué pour 21 noyaux lourds distincts sont réunis dans le tableau que voici:

¹ ST-MEYER. Ber. Wien. IIa 138, 431 (1929).

TABLEAU.

Noyaux	Z	$R = \frac{2,0156 - \frac{2A_{16}}{P}}{1 - \frac{2n_1}{P}}$	Moyenne D
A 40	18	0,01894	0,01894
Kr 78		0,01895	
Kr 80		0,01933	
Kr 82	36	0,01985	0,01982
Kr 83		0,02005	
Kr 84		0,02018	
Kr 86		0,02055	
Sn 112		0,01912	
Sn 116	50	0,01980	0,02014
Sn 120		0,02051	
Sn 124		0,02115	
Xe 124		0,01914	
Xe 128	54	0,01976	0,02021
Xe 132		0,02035	
Xe 136		0,02180	
Hg 196		0,01890	
Hg 200	80	0,01940	0,01933
Hg 204		0,01970	
Pb 206		0,01937	
Pb 208	82	0,01956	0,01946
Th 232	90	0,01881	0,01881

La moyenne générale des valeurs de D (4^{me} colonne du tableau) est

$$0,01953 .$$

Ce calcul met en évidence l'existence d'une constante présentant une signification universelle pour la physique des noyaux lourds. Dans une série d'isotopes, les rapports individuels (désignés dans le tableau par R au lieu de D) augmentent régulièrement depuis le début jusqu'à la fin de la série. Cela indique que l'égalité (2) n'est pas rigoureusement satisfaite.

On prévoit théoriquement qu'on doit avoir $D > R$ au début et $D < R$ à la fin de chaque série, ce qui est conforme au sens de l'augmentation des nombres calculés. L'égalité (2) s'appliquera avec la meilleure approximation aux isotopes qui se trouvent au milieu de chaque série.

Si on calcule, en se basant sur cette supposition, la valeur moyenne de D pour les séries du Kr, Sn, Xe, on trouve

$$D = 0,0200 .$$

Pour les noyaux de nombre atomique très élevé (Hg, Pb, Th), par contre, on trouve

$$D = 0,0192 .$$

Cela semble indiquer que l'excès de masse D n'est pas rigoureusement constant, mais qu'il est une fonction décroissante de la masse du noyau. La plus faible valeur de D calculée pour les noyaux les plus lourds est confirmée par une évaluation faite antérieurement¹ basée sur des considérations différentes de celles qui viennent d'être exposées.

La même supposition expliquerait aussi pour quelle raison l'application de la théorie du seuil à l'émission des rayons β par le RaE a fourni pour D une valeur supérieure aux nombres ci-dessus indiqués². En effet, les présentes considérations se rapportent aux groupements pn_3 se trouvant en équilibre avec les particules α à l'intérieur d'un noyau lourd. La théorie du seuil, par contre, a fourni la valeur de D pour la particule α_1 séparée du noyau. Cette dernière valeur doit être supérieure aux chiffres actuellement calculés, si D est en réalité une fonction décroissante de la masse totale du noyau contenant les particules α_1 .

¹ A. SCHIDLOF, *C. R. Soc. Phys.* 49, 77, 1932. La formule (4) indiquée dans cette note n'est pas correcte, et elle doit être remplacée par la suivante.

$$D = \frac{6e^2 AZ}{5c^2 r_0} .$$

La moyenne des valeurs calculées pour le Th et le Pb au moyen de la formule corrigée est 0,0186.

² SCHIDLOF-SAINI, *l. c.*