

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 15 (1933)

Artikel: Sur la constitution des noyaux lourds
Autor: Schidlof, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-740652>

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: 13.01.2026

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

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 (H_2O). 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 précédemment ¹ par le symbole α_1 doit donc présenter la constitution

$$\alpha_1 = pn_3$$

En vertu des principes quantiques énoncés par W. Heisenberg ², 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 cité ³.

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 $\alpha \longrightarrow \alpha_1$.*

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	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	
Xe 124	54	0,01914	0,02021
Xe 128		0,01976	
Xe 132		0,02035	
Xe 136		0,02180	
Hg 196	80	0,01890	0,01933
Hg 200		0,01940	
Hg 204		0,01970	
Pb 206	82	0,01937	0,01946
Pb 208		0,01956	
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.*