Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 7 (1934)
Heft: III

Artikel: Régularités dans la série des masses atomiques
Autor: Jacquerod, Adrien
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110372

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: 11.07.2025

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

Régularités dans la série des masses atomiques

par **Adrien Jaquerod.**

(26. III. 34.)

Depuis un siècle on a constaté que de nombreux poids atomiques présentent entre eux des rapports simples. Rapportés au plus petit d'entre eux, celui de l'hydrogène, ils sont à peu près représentés par des nombres entiers; cette régularité subsiste, et même s'accentue, si l'on prend comme base $O = 16$. Des exceptions assez nombreuses, dont l'une des plus frappantes est celle du chlore, se sont expliquées par l'existence d'isotopes, et par le fait que les poids atomiques déterminés par les méthodes chimiques ou par le moyen des densités gazeuses ne sont que des moyennes.

Depuis que l'on sait déterminer les masses atomiques des isotopes à l'aide du spectrographe de masse, la loi des nombres entiers s'est retrouvée avec une approximation accrue; cependant elle n'est pas rigoureuse et l'on a cherché des relations plus exactes.

On peut arriver à un classement remarquable en utilisant le défaut de masse. L'équivalence de la masse et de l'énergie (Einstein) est exprimée par la relation

$$E = mc^2$$

où c est la vitesse de la lumière. Si l'on admet que tous les atomes sont, en dernière analyse, constitués par les éléments de l'hydrogène, les masses atomiques seront des multiples entiers de H^1, *moins* le défaut de masse Δm équivalent à l'énergie libérée lors de la condensation, et qui mesure l'énergie de liaison des corpuscules formant l'atome, essentiellement le noyau atomique. Ces corpuscules aujourd'hui connus sont: le proton, l'électron, le neutron, l'électron positif ou positron; peut-être en découvrira-t-on encore d'autres. Nous ne nous préoccuperons pas ici de la constitution de ce noyau, mais nous supposerons simplement qu'un atome d'un élément quelconque est constitué de n atomes d'hydrogène H^1, n étant le nombre de masse. Le défaut de masse Δm sera pour cet élément

$$\Delta m = n H^1 - A. \qquad \text{(a)}$$

On pourrait tenir compte des électrons extra-nucléaires et calculer le défaut de masse du noyau lui-même; ce sera nécessaire pour une analyse plus poussée. Nous ne le ferons pas pour l'instant remarquant d'ailleurs que le nombre de ces électrons, égal au nombre atomique z, est à peu près proportionnel au poids atomique; les relations ci-dessous n'en seraient par conséquent qu'insensiblement modifiées.

La base des considérations qui suivent repose sur les déterminations récentes d'Aston et de Bainbridge portant sur 38 atomes dont les masses sont connues avec une précision de l'ordre du dix-millième en général, notablement plus élevée encore dans le cas des éléments légers. Le tableau I reproduit ces valeurs ainsi que le défaut de masse calculé par la relation (a) en prenant $H^1 =$ 1,007775, valeur commune à Aston et à Bainbridge, entachée d'une erreur probable de $\pm$ 0,000035. La valeur arrondie $H^1 =$ 1,0078 souvent utilisée conduirait à des nombres très voisins.

Tableau I.

Elément	masse atomique	Δm	Elément	masse atomique	Δm
H^1	1,007775	0	Cr^{52}	51,948	0,456
H^2	2,01363	0,00192	Zn^{64}	63,937	0,561
He^4	4,00216	0,02894	As^{75}	74,934	0,649
Li^6	6,0145	0,03215	Br^{79}	78,929	0,685
Li^7	7,0146	0,03982	Br^{81}	80,926	0,704
Be^9	9,0155	0,05447	Kr^{78}	77,926	0,680
B^{10}	10,0135	0,0642	Kr^{80}	79,926	0,696
B^{11}	11,0110	0,0745	Kr^{82}	81,927	0,711
C^{12}	12,0036	0,0897	Kr^{83}	82,927	0,718
N^{14}	14,008	0,1008	Kr^{84}	83,928	0,725
O^{16}	16,0000 (base)	0,1244	Kr^{86}	85,929	0,740
F^{19}	19,000	0,1477	Mo^{98}	97,946	0,816
Ne^{20}	19,9967	0,1588	Mo^{100}	99,945	0,833
Ne^{22}	21,9947	0,1763	Sn^{112}	111,918	0,953
P^{31}	30,9825	0,2585	Sn^{120}	119,912	1,021
Cl^{35}	34,9796	0,2925	I^{127}	126,932	1,055
Cl^{37}	36,9777	0,3100	Xe^{134}	133,929	1,113
Ar^{36}	35,976	0,304	Hg^{200}	200,016	1,539
Ar^{40}	39,971	0,340	Pb^{206}	206,016	1,586

Je construis maintenant un graphique en portant en abcisse le nombre de masse n, et en ordonnée le défaut de masse Δm. Une régularité frappante apparaît (figure 1). Les points figuratifs

se placent sur une droite brisée, particulièrement nette entre $n = 20$ et $n = 64$, et qui devient un peu hypothétique dans sa partie supérieure par suite du manque de données expérimentales. Certaines considérations développées plus bas la confirment cependant.

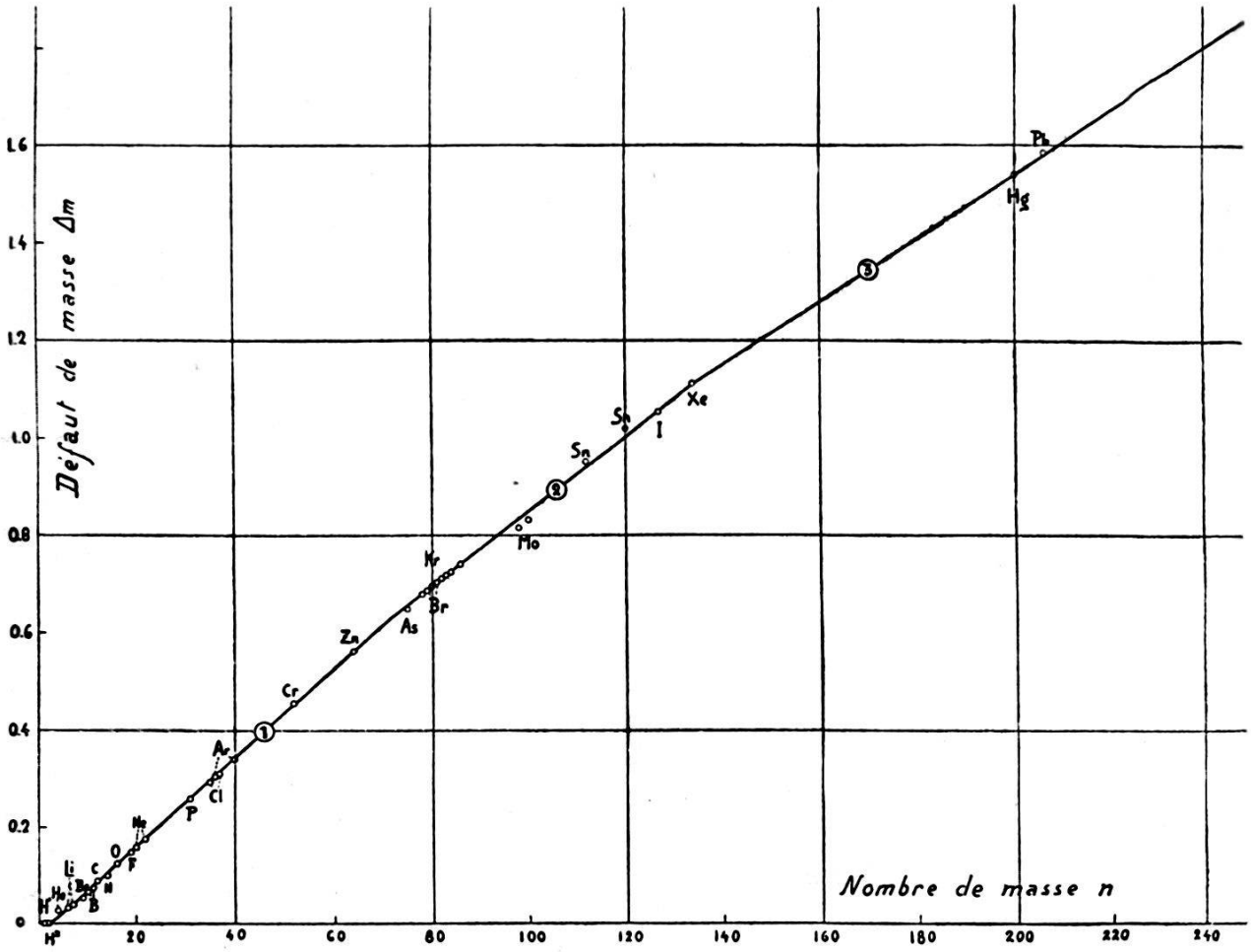

Fig. 1.

Nous nommerons ① ② et ③ les trois fragments de cette droite brisée; leurs équations sont:

① $\Delta m = -0{,}02583 + 0{,}00916\, n$ valable pr. n de 20 à 64

② $\Delta m = 0{,}073 + 0{,}00776\, n$ valable pr. n de 64 à 134

③ $\Delta m = 0{,}245 + 0{,}00648\, n$ valable pr. n de 134 et au dessus.

Le premier coude, qui se produit pour $n = 64$, est bien assuré par la présence d'un assez grand nombre de points figuratifs. Le second, dans le voisinage de $n = 134$ l'est beaucoup moins et pourra se déplacer par la suite. Enfin la droite ③ n'est assurée que par les points relatifs à $X^{134}\, Hg^{200}\, Pb^{206}$; il serait très intéressant de posséder de plus nombreuses données dans cette region.

Droite 1. — Etudions avec quelque détail la partie inférieure du graphique. La courbe doit passer par le point H^1 de coordonnées 1;0. Elle s'incurve donc nécessairement vers le bas et se termine tangentiellement à l'axe des n. Le défaut de masse de H^2 est très petit ce qui expliquerait, par son instabilité, la rareté de l'isotope en question.

La façon frappante dont le point He^4 sort de l'alignement est évidemment en relation avec la stabilité exceptionnelle du noyau d'hélium ou particule α; le défaut de masse est particulièrement grand.

Plus haut les points se placent à peu près sur la droite, mais les atomes C^{12} O^{16} Ne^{20} sont *au dessus* (ces atomes ont aussi une stabilité remarquable comme le prouvent les expériences de désintégration artificielle) et les atomes Be^9 B^{10} B^{11} N^{14} sont *au-dessous* (ils sont effectivement moins stables). Les écarts en question, qui dépassent les erreurs expérimentales probables, semblent donc bien systématiques. Li^6 et Li^7 font exception; remarquons cependant qu'ils tombent dans le voisinage de la partie arrondie de la courbe.

A partir du néon la droite est admirablement réalisée, et les écarts correspondent à des différences inférieures à 1/10000 des masses atomiques, exception faite du chrome. Le tableau II fait ressortir ces particularités.

Tableau II.

Atome	A calculé	A observé	différence A calc. − A obs.	écart en dix-millièmes de la masse atomique
Be^9	9,0134	9,0155	− 0,0021	− 2,3
B^{10}	10,0120	10,0135	− 0,0015	− 1,5
B^{11}	11,0106	11,0110	− 0,0004	—0,36
C^{12}	12,0092	12,0036	+0,0056	+4,7
N^{14}	11,0064	14,008	− 0,0016	− 1,15
O^{16}	16,0037	16,0000	+0,0037	+2,3
F^{19}	18,9995	19,000	− 0,0005	− 0,3
Ne^{20}	19,9981	19,9976	+0,0014	+0,7
Ne^{22}	21,9954	21,9947	+0,0007	+0,3
P^{31}	30,9829	30,9825	+0,0004	+0,1
Cl^{35}	34,9773	34,9796	− 0,0023	− 0,7
Cl^{37}	36,9746	36,9777	− 0,0031	—0,8
Ar^{36}	35,9759	35,976	− 0,0001	− 0,03
Ar^{40}	39,9704	39,971	− 0,0006	− 0,15
Cr^{52}	51,9538	51,948	+0,0058	+1,1
Zn^{64}	63,9372	63,937	+0,0002	+0,03

Droite 2. — Quatre points sortent de l'alignement: ceux relatifs à Mo^{98} Mo^{100} Sn^{112} Sn^{120}. Il pourrait s'agir d'erreurs expérimentales, car il suffirait de modifier d'environ 2/10000 les masses atomiques correspondantes dans le tableau I pour que les points tombent sur la droite. Si les valeurs en question sont confirmées, deux droites secondaires viendraient s'adjoindre à la figure 1: une droite ④ partant de Ar^{36} pour aboutir à Xe^{134} en passant par le molybdène; et une droite ⑤ à très peu près parallèle à la précédente, partant de Zn^{64} et passant par l'étain. Les équations de ces droites seraient:

$$④ \quad \Delta m = 0{,}005 + 0{,}00828\, n$$

$$⑤ \quad \Delta m = 0{,}046 + 0{,}00813\, n.$$

On voit l'intétêt que présenteraient des déterminations nouvelles portant sur les éléments *Mo* et *Sn*, ainsi que sur d'autres de nombre de masse compris entre 40 et 140.

Droite 3. — C'est la moins bien assurée ainsi que je l'ai dit plus haut. J'admets qu'elle se prolonge jusqu'à l'Uranium; un commencement de preuve est fourni par ce qui suit.

Calcul de masses atomiques.

Si l'on admet le graphique 1 valable dans tous les cas, il permet de calculer avec précision la masse atomique d'un élément quelconque, de nombre de masse n donné. On aura:

$$A = n H^1 - \Delta m$$

et, en remplaçant Δm par sa valeur donnée par l'une des droites ① ② ou ③ on obtient directement A en fonction de n. *Toutes les masses atomiques seraient donc fonctions linéaires du nombre de masse,* à condition de répartir ces nombres en *trois régions.* On aurait par exemple entre $n = 20$ et $n = 64$:

$$A = 0{,}02583 + 0{,}998615\, n$$

et deux autres relations semblables qu'il est inutile d'écrire les constantes étant encore incertaines.

J'ai réuni dans le tableau III les données que on l'obtient en supposant justes les considérations qui précèdent. Elles portent tout d'abord sur une première série d'éléments que l'on admet n'avoir pas d'isotopes, dont la masse A serait par conséquent égale à celle déterminée par voie chimique. J'y ai joint une seconde série de quelques éléments à deux isotopes; on peut prévoir les

masses atomiques exactes de chaque isotope et en déduire la proportion qu'ils réalisent dans le mélange en connaissant le poids atomique chimique. Dans le tableau III ces proportions sont exprimées en pour cent.

Tableau III.

Elément	nombre de masse	masse atomique chimique	masse atomique calculée	Proportion des isotops, d. le mélange
Na	23	22,997	22,9939	
Al	27	26,97	26,988	
Ti	48	47,9	47,960	
Mn	55	54,95	54,950	
Co	59	58,94	58,944	
Y	89	88,9	88,928	
In	115	114,8	114,929	
Cs	133	132,93	132,929	
La	139	138,9	138,929	
Pr	141	140,9	140,94	
Bi	209	209,00	209,02	
Ra	226	225,97	226,04	
K	39	39,10	38,9718	93,5%
	41		40,9690	6,5
Ca	40	40,08	39,971	97,3
	44		43,964	2,7
Fe	54	55,84	53,9511	5,5
	56		55,9482	94,5
Ni	58	58,69	57,9454	64,6
	60		59,9427	35,4
Cu	63	63,55	62,9385	69,5
	65		64,9358	30,5
Ga	69	69,72	68,930	60
	71		70,927	40
Rb	85	85,43	84,928	74,9
	87		86,928	25,1
Ag	107	107,88	106,929	52,5
	109		108,929	47,5
Sb	121	121,76	120,929	58,5
	123		122,929	41,5

L'examen de ce tableau suggère les quelques remarques suivantes:

1) Les masses atomiques observées pour la première série d'éléments coïncident en général, à la précision près des détermina-

tions, avec les valeurs calculées, et confirment ainsi l'opinion qu'il n'existe pas d'isotopes. Cependant il semble que les masses atomiques de *Na* et *Al*, peut-être *In*, devraient être révisées. Pour ce dernier on pourrait aussi supposer l'existence d'un isotope présent en très faible quantité.

Le fait que les valeurs prévues pour *Bi* et *Ra* tombent près des valeurs expérimentales prouve que la droite ③ ne présente pas de nouveau coude. Le poids atomique du radium sera probablement revisé.

2) Pour la seconde série d'éléments il n'y a, à ma connaissance pas de vérification possible. On peut souhaiter qu'elle le devienne par la suite grâce à la détermination de la proportion des isotopes dans le mélange. Il est clair que la découverte d'un troisième isotope rendrait le calcul illusoire.

Eléments dont le nombre de masse est un multiple de quatre.

On admet dans ce cas que le noyau est constitué essentiellement de particules α. On peut alors faire le raisonnement suivant: Le défaut de masse pour He^4 est (tableau I): 0,02894. Si l'on nomme n' le nombre de particules α présentes dans le noyau et que l'on soustraie du défaut de masse le produit $0{,}02894\, n'$, on obtiendra un défaut de masse $\Delta' m$ correspondant à l'énergie de liaison des particules α dans le noyau. $\Delta' m$ mesure en effet l'énergie

Tableau IV.

Elément	nombre n' de part. α	Défaut de masse Δm	Défaut de masse pour n' part. α	différence $\Delta' m$
He^4	1	0,02894	0,02894	0
C^{12}	3	0,0897	0,0868	0,0029
O^{16}	4	0,1244	0,1158	0,0086
Ne^{20}	5	0,1588	0,1447	0,0141
Ar^{36}	9	0,3039	0,2604	0,0435
Ar^{40}	10	0,340	0,289	0,051
Cr^{52}	13	0,456	0,376	0,080
Zn^{64}	16	0,561	0,463	0,098
Kr^{80}	20	0,696	0,579	0,117
Kr^{84}	21	0,725	0,608	0,117
Mo^{100}	25	0,833	0,724	0,109
Sn^{112}	28	0,953	0,810	0,143
Sn^{120}	30	1,021	0,868	0,153
Xe^{132}	33	1,097	0,955	0,142
Hg^{200}	50	1,539	1,447	0,092

libérée lors de la genèse de l'atome considéré *à partir de l'hélium.* Le tableau IV a été calculé de cette façon pour tous les atomes du tableau I qui correspondent à la condition énoncée.

Je porte maintenant sur un graphique $\Delta' m$ en fonction de n et j'obtiens la figure 2. Les trois droites de ce graphique ont été calculées à partir de leur définition et des droites ① ② ③. Les points Mo^{100} Sn^{112} et Sn^{120} tombent hors série de façon encore plus manifeste que sur la figure 1, car la sensibilité est augmentée. Les remarques faites plus haut s'appliquent ici au sujet de l'incertitude de la droite ③'. Mais dans l'ensemble on peut, me

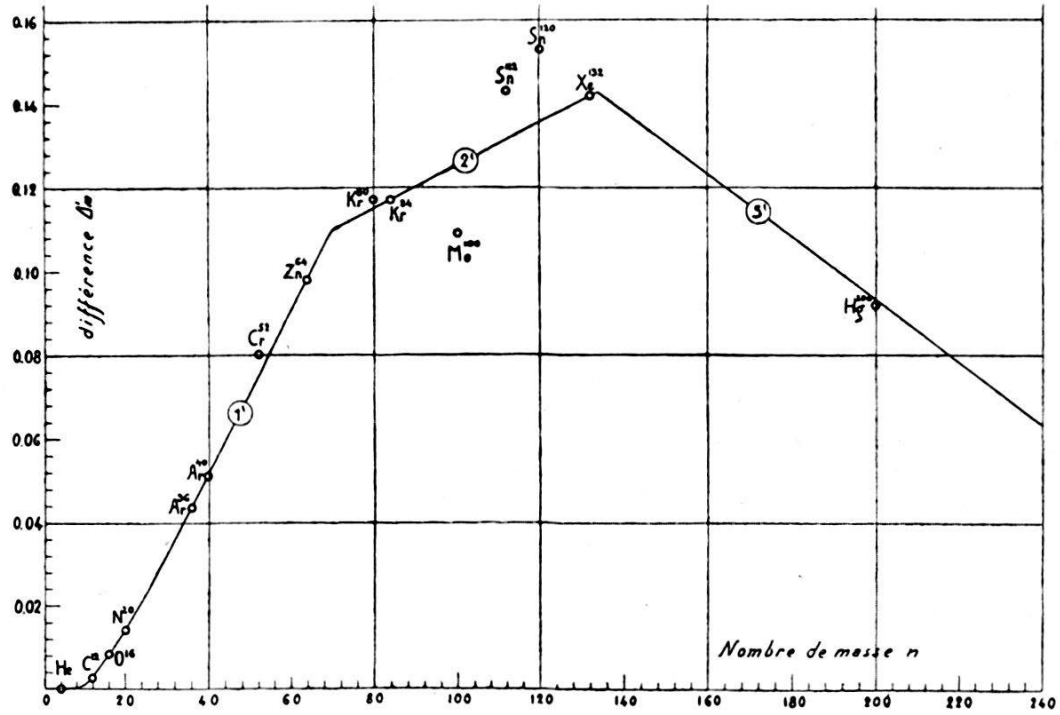

Fig. 2.

semble-t-il, faire à propos du graphique 2 des remarques intéressantes.

1) La droite ①' s'incurve dans le bas comme la droite ① pour passer cette fois-ci par le point He^4 (4;0). On en déduit que l'atome de masse 8, dont le noyau serait composé de deux part α, présenterait un défaut de masse $\Delta' m$ très faible, et qu'il serait particulièrement instable. Cela correspond aux faits. On a souvent discuté l'existence d'un isotope du béryllium, Be^8, dont la réalité est aujourd'hui démontrée. Cet atome est très instable et se décompose en deux atomes d'hélium. On explique ainsi, en particulier, l'existence dans le béryl d'une quantité anormale d'hélium. En outre, lors du bombardement du lithium par des

protons ou rayons H on admet la formation de deux particules α, par la réaction nucléaire:

$$Li^7 + H^1 = 2\,He^4$$

qui trouve encore son interprêtation dans l'instabilité de l'atome de masse 8.

2) Jusqu'à Xe^{134} les droites 1 et 2 ont un coefficient angulaire positif, ce qui signifie que chaque part. α introduite dans le noyau correspond à une certaine énergie libérée. A partir de Xe^{134} ce coefficient devient négatif (droite ③') indice d'une stabilité décroissante et de l'approche de la région des éléments radioactifs, dont la masse atomique dépasse 200 dans la plupart des cas.

3) Les deux coudes — dont le second a une situation incertaine — peuvent être placés à $n = 64$ et $n = 128$. Ce serait l'indice de zones à l'intérieur du noyau, zones dont les deux premières seraient complètes avec respectivement 16 et 32 part. α, et dont l'existence semble être envisagée dans les travaux de Latimer.

Avant de se livrer à des spéculations plus précises il est nécessaire d'être renseigné de façon plus complète au point de vue expérimental.

Neuchâtel, Laboratoire de physique de l'Université.