



HAL
open science

Sur le principe de Pauli dans les noyaux

W. M. Elsasser

► **To cite this version:**

W. M. Elsasser. Sur le principe de Pauli dans les noyaux. *Journal de Physique et le Radium*, 1933, 4 (10), pp.549-556. 10.1051/jphysrad:01933004010054900 . jpa-00233175

HAL Id: jpa-00233175

<https://hal.science/jpa-00233175>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

SUR LE PRINCIPE DE PAULI DANS LES NOYEAUX

Par W. M. ELSASSER.

Sommaire. — En suivant un procédé introduit par Bartlett on établit un système d'enveloppes protoniques et neutroniques et on attribue des nombres quantiques à ces particules, au moins pour les éléments légers. Les enveloppes fermées sont caractérisées par des énergies de liaison spécialement grandes. Ce schéma permet l'explication d'un plus grand nombre de propriétés nucléaires que l'hypothèse du noyau composé de particules α . Dans le cadre de cette structure nucléaire la formation d'une particule α est due à une sorte de conversion interne qui précède l'émission. Il est possible d'avoir une indication sur la répartition de l'énergie cinétique et l'énergie potentielle d'une particule nucléaire. On aboutit de cette manière à des énergies potentielles particulièrement grandes.

1. Introduction. — Nous précisons d'abord les idées sur la structure du noyau qui sont à la base des raisonnements suivants et qui sont d'ailleurs à peu près généralement acceptées. Il s'agit surtout de l'hypothèse que les électrons n'existent pas à l'état libre à l'intérieur du noyau. Nous nous représentons donc le noyau comme exclusivement composé de deux sortes de particules lourdes, protons et neutrons. Pour expliquer les faits expérimentaux, on aura à attribuer au neutron la statistique antisymétrique et le spin $1/2$, comme l'a montré Heisenberg (1). La vitesse de ces particules n'est pas aussi voisine de la vitesse de la lumière que le serait celle d'un électron libre dans le noyau, mais elle n'est pas négligeable par rapport à celle-ci; elle s'élève à $1/4$ environ de la vitesse de la lumière, comme nous le verrons plus tard. Quand on suppose que les noyaux sont composés des particules α (hélium), la vitesse de ces derniers est naturellement moins grande. Il en est de même pour les demi-hélium, (liaison étroite d'un proton et d'un neutron), dont F. Perrin (2) a étudié le rôle dans la structure des noyaux plus complexes. Les effets provenant de la relativité ne seraient donc importants que pour la structure intérieure des hélium et demi-hélium. Quand on fait abstraction de ces unités intermédiaires et qu'on considère le noyau comme un système homogène composé de protons et de neutrons, les effets d'ordre relativiste interviennent pour tous les noyaux. Mais ils ne jouent probablement pas encore un rôle fondamental pour les vitesses mentionnées.

2. La masse du neutron. — Le poids atomique du glucinium récemment mesuré par Bainbridge (3) et s'élevant à 9,0155 met en défaut l'hypothèse d'un noyau constitué de deux particules α et d'un neutron. La masse de l'hélium étant 4,0021 et celle du neutron d'après Chadwick (4) de 1,0067, on obtient pour la somme de deux particules α et d'un neutron un nombre qui est beaucoup moins grand que la valeur expérimentale. Pour éviter cette difficulté Curie et Joliot (5) ont envisagé la possibilité que la masse du neutron soit plus grande que celle que donne Chadwick. Celle-ci a été tirée de l'équation

$$B^{11} + \alpha = N^{11} + \nu.$$

(1) W. HEISENBERG, *Z. Phys.*, **77** (1932), 1; **78** (1932), 156; **80** (1933), 587.

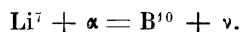
(2) F. PERRIN, *C. R.*, **194** (1932), 1343.

(3) K. BAINBRIDGE, *Phys. Rev.* **43** (1933), 367.

(4) I. CHADWICK, *Proc. Roy. Soc.*, **136** (1933), 692.

(5) I. CURIE et F. JOLIOT, *C. R.*, **197** (1933), 237.

Avec les valeurs connues de B^{11} et de N^{14} Chadwick obtient $1,0067 \pm 0,0010$, valeur qui, — pourvu que cette équation soit juste, — peut être regardée comme une limite supérieure de la masse du neutron, puisque celle-ci devrait diminuer, si une émission γ intervenait dans le processus mentionné. Bainbridge a remarqué que l'exactitude de cette valeur peut être confirmée par un autre calcul — qui donne aussi une limite supérieure, — tiré de la transformation ⁽¹⁾



cette valeur étant $1,0063 \pm 0,0008$. On peut donc croire qu'une masse de $1,0065$ pour le neutron ne s'éloigne pas trop de la vérité. Du reste, de la masse connue de l'isotope H^2 , il résulte que $1,0037 \pm 0,0002$ constitue une limite inférieure pour la masse du neutron.

Bien que la stabilité du glucinium soit encore un problème mystérieux, les difficultés ne feraient qu'augmenter considérablement si les hélions, produits de la décomposition, étaient déjà préformés dans le noyau.

3. Energies de liaison. — Dans le tableau I. nous donnons les poids atomiques exacts des noyaux légers. Le tableau est dû à Aston et a été récemment publié par Mott ⁽²⁾. Nous y avons remplacé les valeurs du lithium par les valeurs nouvelles données par Bainbridge ⁽³⁾. (Les chiffres donnés sont les poids atomiques et non pas les poids des noyaux nus). On voit d'après ce tableau que l'allure des poids atomiques subit de grandes fluctuations au commencement de la série et devient ensuite un peu plus régulière à partir de l'azote. En utilisant la valeur $1,0065$ pour le poids du neutron on peut calculer l'énergie qui va être libérée quand on ajoute au système nucléaire du N^{14} un neutron, puis un proton, puis un neutron, etc. Les énergies de liaison pour la dernière particule ajoutée sont en millions de volts :

N^{15}	O^{16}	O^{17}	O^{18}	F^{19}	Ne^{20}	—	Ne^{22}
7,0	13,8	3,4	2,7	13,4	10,3	7,0	7,0

Pour compléter la série on a ajouté la valeur d'un Ne^{21} comme moyenne arithmétique entre celles du Ne^{20} et du Ne^{22} . L'énergie moyenne s'élève à $8,1$ millions de volts. On voit d'ailleurs que les protons sont plus fortement liés que les neutrons, la moyenne de l'énergie des protons étant $12,5$, celle des neutrons $5,4$ millions de volts. Comparons à ces chiffres l'énergie moyenne que l'on obtient en répartissant l'énergie de liaison d'un noyau d'hélium sur les quatre particules qui le constituent. Cette énergie s'élève à $6,9$ millions de volts. Or Ehrenfest et Oppenheimer ⁽⁴⁾ ont montré d'une façon générale qu'il n'est permis de regarder les noyaux plus complexes comme composés de particules α indépendantes et obéissant à la statistique de Bose qu'en admettant une certaine condition : la partie de l'énergie de liaison absorbée à l'intérieur des particules α doit être grande par rapport à l'énergie supplémentaire qui sert à lier des particules α et quelques autres particules dans le système nucléaire complexe. Mais comme nous venons de le voir l'énergie avec laquelle un neutron supplémentaire — dont, faute d'un proton correspondant, on ne peut pas supposer la liaison dans une particule α — est lié à l'ensemble du noyau ne diffère guère de l'énergie de liaison d'un neutron à l'intérieur d'une particule α . Evidemment dans un tel cas il ne semble pas qu'on puisse considérer, avec une approximation raisonnable, e noyau comme un système composé de particules α et de quelques neutrons libres.

⁽¹⁾ I. CURIE et F. JOLIOT, *J. Phys.*, **4** (1933), 21; M. DE BROGLIE et L. LEPRINCE RINGUET, *C. R.*, **194** (1932) 1616.

⁽²⁾ *Handbuch der Physik*, 2^e éd. vol. 24.

⁽³⁾ K. BAINBRIDGE, *Phys. Rev.*, **44** (1933), 57.

⁽⁴⁾ EHRENFEST et OPPENHEIMER, *Phys. Rev.*, **37** (1931), 333.

TABLEAU I.

ÉLÉM.	POIDS ATOMIQUE	ERREUR $\times 10^4$	$P - 0.999333 N$ $\times 10^4$
H	1,00778	1	85
H	2,01351	1	148
He	4,00216	0,5	48
Li	6,0145	3	185
Li	7,0146	6	193
Be	9,0155	6	215
B	10,0135	0,5	202
B	11,0110	0,5	183
C	12,0036	0,3	116
C	13,0039	5	126
N	14,008	1	~ 170
N	15,007	?	~ 170
O	16,0000	—	107
O	17,0029	0,2	142
O	18,0065	0,2	185
F	19,0000	0,3	127
Ne	19,9967	9	100
Ne	21,9947	9	94

4. **Nombres quantiques.** — Nous traiterons donc tous les neutrons et de même tous les protons comme équivalents entre eux, en n'admettant aucun autre groupement des particules que celui qui résulte de l'application du principe de Pauli. Cette méthode est due à Bartlett (¹). Représentons-nous un noyau quelconque et ajoutons une nouvelle particule, soit un proton, soit un neutron, pour obtenir un système nucléaire plus complexe. Dans le champ produit par le noyau primaire la nouvelle particule se mouvra dans une certaine orbite, caractérisée par quatre nombres quantiques. Nous ne tenons compte que de deux de ces nombres quantiques, le nombre quantique principal et le nombre quantique azimutal. Une condition nécessaire pour pouvoir introduire ces nombres quantiques est évidemment que le champ produit par $(N - 1)$ particules nucléaires et agissant sur la N ième particule puisse être considéré comme ayant une symétrie sphérique, ce qui est sans doute une approximation raisonnable. En cela, les particules du noyau se comportent d'une manière analogue au système des enveloppes électroniques de Bohr. Cette analogie provient de la validité du principe de Pauli dans les deux cas. Mais un centre de force n'existe pas pour les particules du noyau et c'est cette force qui maintient pour les électrons extérieurs l'ordre des nombres quantiques à peu près inchangé à travers le système périodique. La raison est qu'en général les électrons adjoints les derniers ont une énergie de liaison faible par rapport à celle des électrons antérieurement liés et par conséquent ils influencent très peu ceux-ci. Pour cela, les regroupements des électrons sont des événements assez rares dans le système périodique. Quant au noyau on n'a pas de raisons de croire que l'énergie de liaison dépende d'une manière aussi étroite des nombres quantiques de la particule. On pourra donc s'attendre à ce que les particules nucléaires puissent plus aisément subir des regroupements correspondant à une répartition nouvelle des nombres quantiques. Pour les éléments légers un tel cas devra être assez rare, puisque le nombre des nombres quantiques disponibles est très restreint, mais dans les noyaux plus lourds de tels regroupements peuvent arriver et nous en mentionnons pour le moment le cas le plus important, c'est la formation des hélions à l'intérieur des noyaux radioactifs.

(¹) J. H. BARTLETT, *Phys. Rev.*, **41** (1932), 370; **42** (1932), 145; Cf. E. GAPON, *Z. Physik*, **79** (1932), 676.

TABLEAU II.

ÉLÉM.	Z	N_I	$M_{fr.}$	$M_{min.}$	$M_{max.}$
H.....	1	2	-1	-1	0
He.....	2	1	0	0	0
Li.....	3	2	1	0	1
Be.....	4	2	1	0	1
B.....	5	2	1	0	1
C.....	6	2	0	0	1
N.....	7	2	0	0	1
O.....	8	3	0	0	2
F.....	9	1	1	0	0
Ne.....	10	3	0	0	2
Na.....	11	1	1	0	0
Mg.....	12	3	0	0	2
Al.....	13	1	1	0	0
Si.....	14	3	0	0	2
P.....	15	1	1	0	0
S.....	16	3	0	0	2
Cl.....	17	3	1	1	5
Ar.....	18	2	4	0	4
K.....	19	2	1	1	3
Ca.....	20	2	0	0	4
Sc.....	21	1	3	3	3
Ti.....	22	2	4	4	6
V.....	23	1	5	5	5
Cr.....	24	4	4	2	6
Mn.....	25	1	5	5	5
Fe.....	26	2	4	2	4

N_I Nombre total des isotopes ;

$M_{fr.}$ Différence du nombre des neutrons et des protons pour l'isotope le plus fréquent ;

$M_{min.}$ Même nombre pour l'isotope le plus léger ;

$M_{max.}$ Même nombre pour l'isotope le plus lourd.

Pour pouvoir attribuer des nombres quantiques aux particules, on aura à relier des indications d'ordre expérimental. Or, Bartlett a remarqué certaines régularités dans la succession des éléments légers jusqu'à l'argon que l'on retrouvera aisément dans notre tableau II. Pour obtenir les éléments situés entre l'hélium et l'oxygène, on ajoute à l'hélium un neutron, puis un proton, puis un neutron, puis un proton, etc., en changeant régulièrement jusqu'à l'oxygène. On continue en ajoutant deux neutrons, l'un après l'autre, puis deux protons, puis deux neutrons, etc., jusqu'à l'argon 36. A l'exception du He³, tous les noyaux obtenus par ce procédé existent et seulement ceux ayant des masses inférieures à 36. Les trois dernières colonnes du tableau II donnent le nombre des neutrons diminué du nombre des protons, calculé pour l'isotope le plus fréquent, l'isotope le plus léger et l'isotope le plus lourd. On notera tout spécialement les régularités dans la dernière colonne qui correspondent à une partie de la règle de Bartlett. Le fait que les régularités cessent avant la fin des périodes indiquées s'explique aisément par la remarque que les

derniers éléments des périodes possèdent des isotopes plus lourds appartenant déjà à la période suivante, mais figurant dans le tableau au même endroit que les isotopes appartenant à la période précédente. En regardant le nombre des particules adjointes, on voit que l'oxygène contient 6 protons et 6 neutrons de plus que l'hélium et que l'argon contient 10 protons et 10 neutrons de plus que l'oxygène. En désignant comme d'ordinaire une particule ayant le nombre quantique principal n et le nombre quantique azimutal l par le symbole n_l , on prendra donc les protons de l'hélium comme des protons 1_0 et de même pour les neutrons de l'hélium. Les protons et les neutrons ajoutés jusqu'à l'oxygène auront le symbole 2_1 et ceux qui sont ajoutés jusqu'à l'argon seront caractérisés par 3_2 . Le système des enveloppes des protons est considéré comme complètement indépendant de celui des neutrons, de sorte que pour une certaine combinaison n_l , il existe toujours une enveloppe de neutrons et une de protons. Le nombre des neutrons (ou protons) ayant le même symbole n_l s'élève à $2(2l + 1)$, en accord avec le degré de dégénérescence des fonctions sphériques de l'indice l et aussi en accord avec l'hypothèse que le neutron tout autant que le proton possède un moment intrinsèque $1/2$ (1).

5. **Energie des enveloppes.** — Dans la troisième colonne du tableau I, on a comparé les poids atomiques avec ceux qui correspondraient à une croissance linéaire des énergies

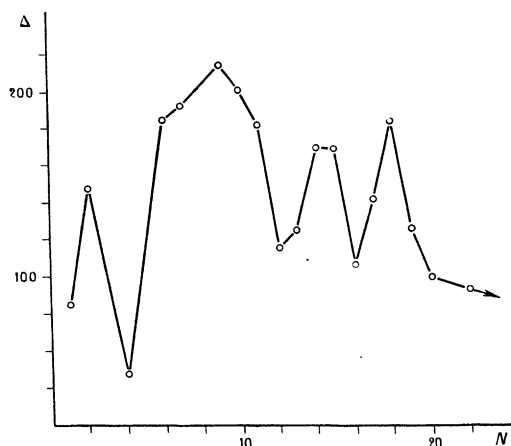


Fig. 1.

de liaison. Pour fixer la pente d'une ligne droite, on la fait passer par le point donné par l'argon en prenant 35,9760 comme poids atomique de l'argon. On a donc formé l'expression

$$\Delta = P - N \frac{35,9760}{36}$$

que nous avons graphiquement représentée dans la figure 1. P désigne le poids atomique et N le nombre total de protons et de neutrons. On voit que les points qui correspondent aux enveloppes fermées, c'est-à-dire l'hélium et l'oxygène sont caractérisés, par une énergie de liaison spécialement élevée, tandis que les éléments qui suivent ceux-ci présentent une énergie de liaison beaucoup plus faible. On peut interpréter ces phénomènes en accord avec l'hypothèse des enveloppes nucléaires en admettant que les protons et neutrons adjoints comme les premiers constituants d'une nouvelle couche ne se lient que

(1) Pour enveloppes neutroniques cf. L. LANDÉ, *Phys. Rev.* **43** (1933), 620 et 624.

faiblement au reste du noyau, tandis que l'ensemble des particules d'une enveloppe fermée constitue un système d'une stabilité énergétique considérable — en analogie avec les enveloppes électroniques. Par ailleurs on voit que le noyau du carbone se distingue aussi par une grande énergie de liaison, fait dont on ignore les raisons dans le cadre de nos considérations.

6. Modèle du noyau. — On essaiera naturellement de pousser plus loin dans le système périodique le schéma des nombres quantiques établis avec une certaine sûreté jusqu'à l'argon. On remarque d'abord que l'élément qui suit l'argon, le potassium, jouit d'une propriété remarquable, c'est sa radioactivité naturelle. Sans vouloir insister sur les causes encore complètement inconnues de ce phénomène, nous pouvons bien admettre que cette instabilité de l'un des isotopes du potassium est en relation avec l'énergie de liaison réduite au commencement d'une nouvelle période. A partir de l'argon, la façon régulière suivant laquelle les neutrons sont adjoints, disparaît et on a toujours un surplus de neutrons plus ou moins élevé. Nous nous bornons ici à attribuer des nombres quantiques aux protons. Dans ce but, on essaiera d'utiliser les nombres quantiques les plus bas possibles. A chaque forme de potentiel nucléaire (potentiel dans lequel se meut un proton ou un neutron sous l'influence des autres) correspond un certain ordre des énergies des orbites, caractérisées par une paire n_l de nombres quantiques. Or, nous remarquons que l'ordre que nous avons donné pour le commencement du système des noyaux diffère de celui qui existe dans le système des enveloppes électroniques. On sait que dans le dernier, l'ordre énergétique des nombres quantiques est le suivant

$$1_0, 2_0, 2_1, 3_0, 3_1, 4_0, 3_2, 4_1, 5_0 \quad (1)$$

L'ordre que nous trouvons dans les noyaux correspond à un potentiel dont la forme est plus plate que celle d'un potentiel Coulombien. Nous avons choisi comme premier modèle extrêmement simplifié la forme d'un simple « pot », de sorte qu'à l'intérieur d'une certaine sphère de rayon R_0 le potentiel a une valeur constante et négative, $-U$, et qu'à l'extérieur de cette sphère le potentiel est nul ⁽¹⁾. Les solutions de ce problème sont notamment les fonctions de Bessel multipliées par une fonction sphérique,

$$\frac{1}{\sqrt{r}} J_{l+\frac{1}{2}}(kr) P_l(\theta, \varphi),$$

le nombre quantique principal n étant donné par le numéro du zéro qui coïncide avec le rayon R_0 de la sphère, augmenté du nombre l . Pour ranger les fonctions d'après leurs valeurs propres, il faut calculer les zéros des fonctions de Bessel qui sont donnés dans le tableau suivant.

Soit X la valeur d'un certain zéro, on a alors

$$k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U - E_l)} = \frac{X}{R_0} \quad (2)$$

où E désigne la valeur propre de l'énergie. On obtient donc l'ordre suivant pour les énergies appartenant aux divers nombres quantiques

$$1_0, 2_1, 3_2, 2_0, 4_3, 3_1, 5_4, 4_2, 6_5, 3_0 \quad (3)$$

Une enveloppe avec le nombre quantique azimutal l contient au maximum 2 ($2l + 1$) particules. De la succession (3), il résulte la possibilité d'arranger les particules dans des enveloppes contenant 2, 6, 10 individus. En identifiant les protons et les neutrons comme ayant les nombres quantiques $1_0, 2_1, 3_2$, on peut tirer la conclusion que le potentiel dans lequel une particule nucléaire se meut a une forme relativement plate.

(1) Un tel potentiel a été considéré pour les particules α par GAMOW, *Nature*, **431** (1933), 433.

TABLEAU III. — Zéros des fonctions de Bessel.

INDICE	1 ZÉRO	2.	3.	4.
$\frac{1}{2}$	3.14	6.28	9.42	12.57
$\frac{3}{2}$	4.49	7.72	10.90	
$\frac{5}{2}$	5.76	9.09	12.32	
$\frac{7}{2}$	6.98	10.41		
$\frac{9}{2}$	8.18	11.71		
$\frac{11}{2}$	9.35			

En continuant ces considérations pour les éléments au delà de l'argon, il semble plausible d'attribuer aux protons ajoutés dans le K et Ca le symbole 2_0 . Si maintenant on donnait aux protons suivants les nombres 4_3 comme dans la succession (3), on arriverait au Sélénium à une enveloppe protonique fermée. Cependant, il serait préférable de considérer le Rubidium comme étant le début d'une nouvelle période, parce qu'il montre une radioactivité analogue à celle du K et l'on supposera que cette propriété appartient à des éléments homologues. On peut réaliser ce schéma en attribuant aux protons du Sc jusqu'au Fe le symbole 3_1 et à ceux du Co jusqu'au Kr le symbole 4_2 . Ceux du Rb et du Sr auraient probablement 3_0 . En faveur de ce groupement, on peut mentionner que les éléments Ca et Fe ayant les enveloppes fermées sont, comme on le sait, d'une fréquence très élevée dans l'univers.

7. **Noyaux lourds.** — L'hypothèse que les protons et les neutrons sont groupés dans des enveloppes et non dans des particules α peut expliquer la stabilité des noyaux lourds. Comme on le sait, la courbe des pertes de masse (énergies de liaison) ne décroît que jusqu'au milieu du système périodique et croît dans la deuxième moitié de ce système. Or, beaucoup d'éléments plus légers que les éléments radioactifs devraient se désintégrer par émission de particules α , s'il ne s'agissait que du bilan de l'énergie. Du point de vue établi ici, on supposera donc que l'émission d'une particule α doit être précédée par la formation d'une telle particule à la suite d'une sorte de conversion interne — processus d'une probabilité extrêmement restreinte qui semble cependant être réalisé chez quelques terres rares. A partir du plomb, cette probabilité devient beaucoup plus grande et on obtient les phénomènes connus de désintégration α . Sans connaissance plus approfondie de la structure des noyaux lourds, on n'en pourra pas dire davantage.

8. **Potentiels nucléaires** (1). — La formule (2) qui détermine les grandeurs caractéristiques pour une orbite contient encore deux constantes arbitraires, le potentiel U et le

(1) Pour la question des forces intranucléaires abordée dans ce paragraphe voir : J. SOLOMON, *J. Phys.* 4 (1933), 210; J. L. DESTOUCHES, *C. R.*, 194 (1932), 1909 et « Etat de la théorie du neutron », Paris 1932.

rayon R_0 que l'on peut considérer comme déterminant la largeur du « pot » de potentiel comparé à sa profondeur. Nous cherchons maintenant à fixer la proportion de ces deux grandeurs. L'ensemble des orbites correspondant aux dix zéros les plus bas de ceux qui sont énumérés dans le tableau III, a une capacité de 92 particules, c'est le nombre des protons de l'uranium. Or, d'après les travaux de Gamow, on sait que le rayon caractéristique de l'uranium, pour lequel la loi de Coulomb cesse d'être valable — et que l'on peut identifier avec le rayon maximum pour les couches protoniques dans notre modèle — est de la grandeur de $9,5 \cdot 10^{-13}$ environ. Le plus grand des zéros en question est 9,5 environ. Nous admettons donc $X/R_0 = 10^{13}$ dans l'équation (2), ce qui nous permet de calculer l'énergie cinétique d'une particule nucléaire qui se trouve sous le radical de cette équation. On obtient une valeur de 18 millions de volts pour cette énergie. Dans ce calcul, nous n'avons tenu compte que des protons dans le noyau. Si l'on admet que les neutrons ont une influence sur le rayon caractéristique prévu par Gamow, on prendra un plus grand nombre de zéros pour faire le même calcul, ce qui augmentera évidemment la valeur de l'énergie. Sans vouloir attacher trop d'importance à ce résultat grossier, on peut en tirer la conséquence que la valeur de l'énergie cinétique est très probablement plus grande que la valeur de l'énergie de liaison totale, — tandis qu'on sait que ces deux valeurs sont égales, au signe près, dans le cas où il s'agit exclusivement de forces coulombiennes attractives. Pour l'énergie de liaison d'un proton, nous avons trouvé environ 13 millions de volts. Cette valeur, établie pour les éléments légers, peut être appliquée aux éléments lourds puisque l'énergie de liaison est la même en première approximation, comme on le voit du fait que les poids atomiques par rapport à $O = 16$ des éléments lourds sont presque des nombres entiers. En combinant les deux nombres, on aboutit à une valeur de l'énergie potentielle pour un proton, voisine de 31 millions de volts. Ce chiffre extrêmement grand s'accorde bien du reste avec les résultats de Taylor ⁽¹⁾ sur les énergies d'interaction entre deux hélions lors de la diffusion anormale et qui sont aussi très grandes.

En terminant j'exprime ma vive reconnaissance à M. le Professeur Jean Perrin, ainsi qu'à M. F. Perrin, M. et M^{me} Joliot à qui je dois de pouvoir poursuivre mes travaux à Paris.

(1) H. M. TAYLOR, *Proc. Roy. Soc.*, **134** (1931), 103 ; **136** (1932), 605.