

ANNALES DE L'I. H. P.

G. GAMOW

Les Noyaux Atomiques

Annales de l'I. H. P., tome 5, n° 2 (1935), p. 89-114

http://www.numdam.org/item?id=AIHP_1935__5_2_89_0

© Gauthier-Villars, 1935, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales de l'I. H. P. » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

Les Noyaux Atomiques

PAR

G. GAMOW

Constitution générale des noyaux

I. — Le premier problème qui se pose dans la physique nucléaire est celui de la détermination précise des parties constitutives du noyau. Jusqu'à ces derniers temps on acceptait habituellement l'idée que les particules élémentaires des noyaux de tous les atomes étaient des protons et des électrons. On admettait aussi le fait d'expérience, que ces parties élémentaires pouvaient se grouper à l'intérieur du noyau pour former des unités complexes stables, les particules α , constituées par quatre protons et deux électrons. D'après cette hypothèse, chaque noyau est constitué par un certain nombre de particules α , et par les protons et les électrons dits « libres », qui ne peuvent plus former de nouvelles particules α . Par exemple, pour le noyau de bismuth, la formule de constitution était la suivante :

$$(1) \quad \text{Bi} = 52 \alpha + 1 p + 22 e$$

En se plaçant à ce point de vue, il était très difficile de comprendre la relation entre les particules lourdes et les particules légères dans les noyaux. En effet, nous savons que la vitesse d'une particule dans une région de dimensions linéaires r_0 (rayon du noyau $\sim 10^{-12}$ cm) est donnée par la relation d'incertitude :

$$(2) \quad \frac{v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \sim \frac{h}{mrc}$$

En prenant pour m , dans cette formule, la masse des particules lourdes (α ou p) on obtient une valeur de v qui est petite par rapport à la vitesse de la lumière, ce qui montre qu'on peut appliquer dans ce cas la mécanique ondulatoire de SCHRÖDINGER. On constate que tous les processus nucléaires faisant intervenir des particules lourdes (la désintégration α , l'émission de protons sous l'action des bombardements par particules α , etc.) sont en bon accord avec les équations de la mécanique ondulatoire de SCHRÖDINGER, ainsi que nous le vérifierons plus loin.

Si, au contraire, nous égalons m dans l'équation (2) à la masse de l'électron, nous en déduisons une valeur de v peu différente de la vitesse de la lumière, ce qui nous montre que pour les électrons nucléaires nous devons nécessairement appliquer les lois de la mécanique ondulatoire *relativiste*. D'autre part, les distances entre électrons dans le noyau sont comparables au rayon classique de l'électron, et, par conséquent, on devrait également tenir compte de la structure de l'électron, laquelle nous est totalement inconnue.

Les faits expérimentaux nous montrent que lorsque des électrons interviennent dans les processus nucléaires, les phénomènes observés sont assez différents des phénomènes connus jusqu'à présent : on n'observe pas les discontinuités d'énergie caractéristiques des processus quantiques ordinaires, et même la validité de la loi de conservation de l'énergie devient problématique.

Le modèle de noyau constitué par des particules α , des protons et des électrons « libres » a été étudié par GAMOW, qui a pu expliquer l'allure de la variation des défauts de masse, ainsi que l'apparition des noyaux instables pour les numéros atomiques élevés. Mais ces considérations ne s'appliquent qu'aux particules lourdes des noyaux, et elles ne permettent pas de comprendre pourquoi les propriétés des électrons nucléaires n'interviennent pas et ne modifient en aucune manière les lois de mouvement de ces particules.

II. — La situation a été complètement changée par la découverte des particules d'un genre nouveau, les *neutrons*, qui jouent certainement un rôle important dans la constitution des noyaux.

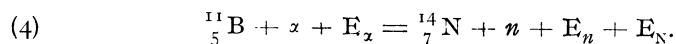
Si l'on suppose que les noyaux ne sont formés que de protons et de neutrons, on peut écrire par exemple pour le bismuth :

$$(3) \quad \text{Bi} = 83 p + 126 n.$$

LES NOYAUX ATOMIQUES

Les deux particules étant des particules « lourdes », on peut employer en toute sécurité les équations de la mécanique ondulatoire de SCHRÖDINGER pour décrire le mouvement des parties constitutives du noyau. Mais, comme il faut tenir aussi compte de l'existence des désintégrations β , on doit admettre la possibilité pour l'une de ces particules de se transformer en l'autre, avec naissance d'un électron. Il y a ici deux alternatives possibles. On peut dire que le neutron est formé par un proton et un électron liés par certaines forces et formant une particule stable et très petite, mais pouvant se désintégrer dans certaines conditions. On peut, au contraire, faire une hypothèse plus compliquée, suivant laquelle le neutron serait la particule élémentaire et le proton serait la particule complexe, formée par un neutron et un électron positif. Dans ce dernier cas, on doit se représenter le processus de désintégration β comme dû à la naissance d'une paire d'électrons, un électron positif et un électron négatif, avec fixation du premier sur un neutron.

Pour choisir entre ces deux possibilités, il est très important de connaître la masse du neutron. Si cette masse est plus petite que la somme des masses du proton et de l'électron, on peut dire que le neutron est complexe et expliquer le défaut de masse par l'énergie de liaison. Si, au contraire, la masse du proton est plus petite que la somme des masses du neutron et de l'électron, c'est le proton qui doit être considéré comme complexe. Malheureusement, les expérimentateurs ne sont pas d'accord actuellement sur la masse du neutron. CHADWICK calcule la masse du neutron à partir du bilan énergétique dans la réaction d'émission de neutrons par les noyaux de bore, bombardés par des particules α , en supposant que c'est l'isotope le plus lourd du bore ($^{11}_5\text{B}$) qui est désintégré. Il écrit la réaction ainsi :



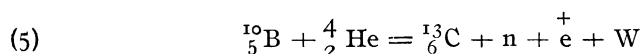
Comme les masses exactes de ^{11}B et ^{14}N sont connues par les mesures d'ASTON, on peut, à partir du bilan énergétique de cette réaction, calculer la masse du neutron. CHADWICK obtient la valeur :

$$n = 1,0066 \quad ({}^{16}\text{O} = 16,000)$$

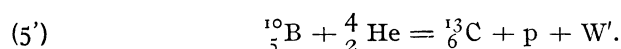
valeur qui est plus petite que la somme des masses d'un proton et d'un électron. Partant de cette valeur, on obtient pour l'énergie interne

de liaison du neutron, à peu près un million d'électron-volts, valeur trop petite pour qu'elle puisse expliquer la stabilité des neutrons dans les noyaux. Une difficulté très sérieuse se présente lorsqu'on envisage la stabilité du glucinium. En effet, en acceptant comme valeur de la masse de ce noyau celle mesurée par BAINBRIDGE, et en admettant que le noyau de cet élément soit constitué par deux particules α et un neutron, nous trouvons pour l'énergie de liaison une valeur positive et très grande ($+ 4,7 \times 10^6$ électron-volts). Le glucinium devrait donc être un élément instable et se désintégrer en deux particules α et un neutron avec une vitesse considérable ; or, nous savons que cet élément n'est pas radioactif.

M^{me} I. CURIE et M. JOLIOU ont proposé de considérer le proton comme particule complexe, en donnant une autre interprétation de la réaction d'émission neutronique du bore. Se basant sur leurs expériences qui mettent en évidence l'émission d'électrons positifs par un certain nombre d'éléments légers sous l'action des particules α , ils proposent de considérer la réaction observée comme l'émission simultanée d'un neutron et d'un électron positif provenant du noyau de l'isotope le plus léger du bore :



ou bien avec émission d'un proton :



Des valeurs expérimentales trouvées pour l'énergie de réaction (W et W'), on a déduit que la masse du proton est inférieure à la somme des masses d'un neutron et d'un électron d'une quantité égale à $4,5 \times 10^6$ eV, ce qui donne pour la masse du neutron :

$$n = 1,011.$$

Cette valeur, appliquée au glucinium, montre que le noyau de cet élément doit être stable, puisque l'énergie de liaison est négative.

Une valeur plus grande pour la masse du neutron paraît aussi plus raisonnable pour expliquer certains phénomènes réguliers observés dans l'émission des neutrons et des rayons γ par les noyaux de glucinium sous l'action des particules α . On doit aussi remarquer que,

d'après les dernières mesures de STERN, le moment magnétique du proton est quelquefois plus grand qu'il ne devrait être d'après la théorie de DIRAC, si on le considère comme particule élémentaire ; L'attitude la plus raisonnable serait, semble-t-il, de considérer comme dénuée de sens toute affirmation tendant à attribuer à l'une des deux particules le caractère de particule complexe. On peut concevoir que les neutrons peuvent se transformer en protons et vice-versa, avec émission d'électrons négatifs ou positifs, ces deux formes, — neutrons et protons, — n'étant autre chose que deux états quantiques différents d'une seule particule lourde fondamentale.

III. — HEISENBERG, a étudié le premier les conséquences de l'hypothèse suivant laquelle les noyaux seraient formés uniquement de neutrons et de protons. Indépendamment de la question de savoir si c'est le proton ou le neutron qui est complexe, nous devons, dans ce cas, admettre que les forces qui s'exercent entre ces deux particules ont le caractère de forces d'échange ; par analogie avec le cas correspondant de l'interaction entre atomes, les forces seront beaucoup plus grandes entre un neutron et un proton qu'entre deux neutrons ou deux protons ; dans ce dernier cas, on doit aussi tenir compte des forces de répulsion électrostatique. Pour les noyaux légers, ces forces de Coulomb étant comparativement petites, l'état le plus stable (pour un nombre total de particules donné) sera celui où le nombre de neutrons sera égal au nombre de protons. Pour les noyaux plus lourds, l'énergie positive des forces de répulsion entre les protons va intervenir, et l'état le plus stable correspondra au plus petit nombre de protons. Cette prévision théorique est confirmée exactement par les faits expérimentaux : pour les éléments plus légers que l'argon le nombre atomique est égal à la moitié du poids atomique (nombre égal de neutrons et de protons), tandis que pour les éléments plus lourds le nombre atomique est inférieur à la moitié du poids atomique (nombre de protons inférieur au nombre de neutrons). L'écart va en augmentant. Les idées de HEISENBERG ont été précisées par MAJORANA, qui a appliqué au calcul d'un modèle de noyau formé de neutrons et de protons la méthode statistique de FERMI. En faisant certaines hypothèses générales sur les lois d'interaction entre neutrons et protons (échange des spins) MAJORANA obtient comme premier résultat, que la distribution des neutrons et des protons dans le noyau doit être

approximativement uniforme et que la densité doit être constante dans tout le noyau, ce qui est bien en accord avec les résultats expérimentaux.

Si l'on admet que l'énergie mutuelle est donnée en fonction de la distance par :

$$(6) \quad I(r) = a \cdot e^{-br}$$

on obtient pour l'énergie totale du noyau formé de n_1 neutrons et de n_2 protons l'expression :

$$(7) \quad E = \frac{\hbar^2}{m} \frac{4\pi}{5} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{5/3} (n_1^{5/3} + n_2^{5/3}) V^{-5/3} - Vf\left(\frac{n_1}{V}, \frac{n_2}{V}\right) + \frac{3}{5} (n_2 e)^2 \left(\frac{3v}{4\pi} \right)^{-1/3}$$

ou

$$(7') \quad f\left(\frac{n_1}{v}, \frac{n_2}{v}\right) = a \frac{b^3}{b\pi^3} \left\{ 4NP + [1 + 3(N^2 + P^2)] \lg \frac{1 + (N - P)^2}{1 + (N + P)^2} + 4(N^3 + P^3) \operatorname{arc} \lg(N + P) - 4N^3 - P^3 \operatorname{arc} \lg(N - P) \right\}$$

$$(7'') \quad W = \frac{1}{b} \sqrt[3]{\frac{3\pi^2 n_1}{V}} \quad P = \frac{1}{b} \sqrt[3]{\frac{3\pi^2 n_2}{V}}$$

Ainsi qu'il a été dit plus haut, le volume V du noyau varie proportionnellement au nombre total $n_1 + n_2$ de particules nucléaires. Les valeurs de l'énergie de liaison calculées d'après la formule (7) sont d'une façon générale en accord avec les mesures des défauts de masse.

Si nous admettons que la condition nécessaire et suffisante pour qu'il y ait désintégration spontanée d'un noyau, est l'obtention d'une valeur positive du bilan énergétique de la réaction, nous pouvons écrire comme condition de stabilité, par rapport à la désintégration α :

$$(8) \quad -2 \left(\frac{\partial E}{\partial n_1} + \frac{\partial E}{\partial n_2} \right) > \Delta M_\alpha,$$

où ΔM_α est le défaut de masse d'une particule α , ce qui signifie que l'énergie d'extraction de deux protons et de deux neutrons doit être plus petite que l'énergie de liaison de ces particules au sein d'un corpuscule α .

Pour la condition de stabilité par rapport à la désintégration β , nous écrivons :

$$(9) \quad \frac{\partial E}{\partial n_1} - \frac{\partial E}{\partial n_2} < \Delta M_n,$$

LES NOYAUX ATOMIQUES

ΔM_n étant le défaut de masse d'un neutron. En effet la soustraction d'un neutron suivie de l'addition d'un proton équivaut à la soustraction d'un électron.

On peut tracer les courbes d'égale énergie de désintégration :

$$(8') \quad E_x = \Delta M_x + 2 \left(\frac{\partial E}{\partial n_1} + \frac{\partial E}{\partial n_2} \right) \quad (\Delta M_x = 1 \times 10^6 eV)$$

$$(9') \quad E_\beta = \frac{\partial E}{\partial n_1} - \frac{\partial E}{\partial n_2} - \Delta M_n \quad (\Delta M_n = 1 \times 10^6 eV).$$

Les courbes de stabilité ($E_x = 0$, $E_\beta = 0$) se croisent, délimitant une région stable par rapport à ces deux genres de désintégration. Les points expérimentaux sont distribués dans une région tout à fait semblable à la région stable définie par les courbes théoriques ; le fait que ces deux régions ne coïncident pas sur le diagramme peut être expliqué par le caractère approximatif du calcul théorique précédent.

Les éléments radioactifs doivent évidemment correspondre à des numéros atomiques plus grands que celui qui correspond au croisement des deux courbes ; si les calculs étaient plus exacts qu'ils ne le sont actuellement, les deux courbes se croiseraient pour

$$n_2 \approx 82.$$

IV. — Puisque les forces d'interaction entre neutrons et protons ont le caractère de forces d'échange, on peut s'attendre à trouver dans les noyaux des phénomènes analogues à ceux qu'on rattache à la valence chimique. On peut montrer que chaque neutron peut être relié à deux protons, et par conséquent, nous devons nous attendre à trouver dans les noyaux des configurations saturées formées par deux neutrons et deux protons, c'est-à-dire des particules α .

L'énergie de liaison interne des particules α est beaucoup plus grande que l'énergie d'interaction entre ses composants, calculée d'après le défaut de masse des noyaux lourds ; on peut donc s'attendre à ce que ces particules existent dans le noyau comme des unités indivisibles. Cependant, un examen plus détaillé des conditions énergétiques rend cette existence beaucoup moins probable. Il est vrai que l'énergie cinétique des particules α dans le noyau, dont l'ordre de grandeur n'est que de $1 \times 10^6 eV$, se trouve être considérablement inférieure à l'éner-

gie de liaison des particules α (26×10^6 eV). Cependant, si nous calculons l'énergie cinétique moyenne des neutrons nucléaires nous obtenons une valeur neuf fois plus grande, ce qui est déjà très dangereux pour l'existence des particules α . On peut aussi ajouter que les calculs récents de ELSASSER montrent que, si l'on admet les forces d'échange entre les protons et les neutrons, le nombre de particules α formé dans les noyaux lourds ne doit pas être très grand.

Transformations nucléaires qui font intervenir des particules lourdes.

I. — Considérons maintenant les processus de transformation nucléaire avec intervention de particules lourdes. Ainsi que nous l'avons déjà vu, le noyau à trop grande charge ($Z > 82$) devient instable, prêt à émettre des particules α , et, en fait, on observe pour ces éléments une désintégration spontanée par particules α . La propriété la plus caractéristique de la désintégration radioactive de ce type est le temps très long (par rapport à la période d'oscillation des particules nucléaires), nécessaire à la particule α pour s'échapper du noyau. Ces périodes de vie des noyaux radioactifs sont indépendantes des conditions extérieures et dépendent uniquement de l'énergie des particules émises. Ainsi qu'il a été remarqué par GEIGER et NUTTAL, le logarithme de la constante de désintégration radioactive (inverse de la vie moyenne) est, en première approximation, une fonction linéaire de l'énergie de la particule α . L'explication des longues périodes radioactives, proposée par GAMOW et par GURNEY et CONDON, consiste à admettre que la particule α doit, pour quitter le noyau, traverser une barrière de potentiel entourant chaque noyau et ayant une « transparence » très réduite. En effet, considérons les forces nucléaires qui agissent sur une particule α : pour les grandes distances, les forces prépondérantes sont les forces répulsives de Coulomb, tandis que pour des distances comparables au rayon du noyau, seules jouent les forces d'attraction dues à certains phénomènes d'échange entre la particule α et le noyau. L'existence de telles forces peut être démontrée expérimentalement au moyen de la diffusion anormale des particules α . La distribution d'énergie potentielle autour du noyau est donnée par la

LES NOYAUX ATOMIQUES

courbe représentée sur la figure 1. La loi exacte des forces d'attraction n'est pas connue actuellement (on peut seulement dire que ces forces varient très rapidement avec la distance); dans ces conditions, il est raisonnable de simplifier le modèle de barrière de potentiel en admettant que celui-ci varie d'abord en raison inverse de la distance jusqu'à une certaine valeur r_0 et qu'ensuite il tombe brusquement ainsi qu'on l'a figuré sur la courbe (fig. 1) en pointillé. L'énergie de la particule α étant plus petite que la hauteur de la barrière de potentiel, il faudra nécessairement faire intervenir la mécanique ondulatoire pour trouver les lois d'après lesquelles la particule peut s'échapper du noyau. Pour calculer la constante de désintégration λ , en fonction de la vitesse v de la particule α et du nombre atomique Z du noyau

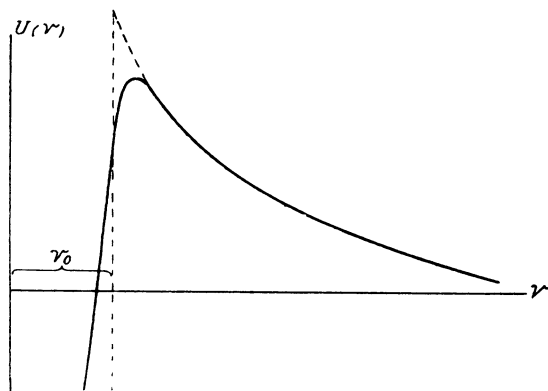


FIG. 1.

désintégré et du rayon nucléaire r_0 , GAMOW a donné la formule suivante qui représente précisément la loi empirique de GEIGER et NUTTAL

$$(10) \quad \lg \lambda = \lg \frac{4h}{mV_0^2} - \frac{8\pi^2 e^2 (Z-2)}{h} \frac{1}{v} + \frac{16\pi e \sqrt{m}}{h} \sqrt{Z-2} \sqrt{r_{\text{eff}}},$$

où

$$(10') \quad \sqrt{r_{\text{eff}}} = \sqrt{r_0} \left[1 - \frac{\hbar^2}{32\pi^2 m e^2 r_0 (Z-2)} \right].$$

D'après cette formule (10'), si la particule α émise a, par rapport au noyau, un nombre quantique azimutal j différent de zéro, à la barrière

de potentiel s'ajoutera le potentiel des forces centrifuges, augmentant sa hauteur, et réduisant donc les chances de la particule de s'échapper du noyau. On peut voir que l'effet du nombre quantique azimutal j est équivalent à une variation du rayon nucléaire de la quantité :

$$(10'') \quad \Delta r = - \frac{\hbar^2}{64\pi^2 m e^2} \frac{j(j+1)}{Z-2} \sim 0,04 j(j+1) \times 10^{-13} \text{ cm.}$$

En utilisant les valeurs expérimentales trouvées pour les vitesses des particules α et les constantes de désintégration des différents éléments radioactifs, on peut calculer le rayon nucléaire correspondant.

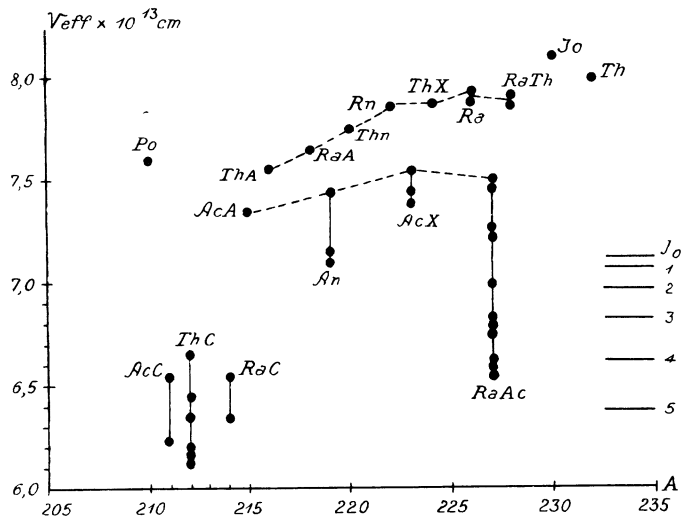


FIG. 2.

Sur la figure 2, sont portés les rayons effectifs des différents noyaux radioactifs en fonction des poids atomiques. On voit que les rayons nucléaires des éléments de la famille Uranium-Radium et de la famille du Thorium sont du même ordre de grandeur et varient très régulièrement, tandis que pour la famille de l'Actinium, les rayons effectifs sont plus petits et varient très irrégulièrement. Cette irrégularité de la famille de l'Actinium peut être expliquée, par l'hypothèse que, dans ce cas, les particules α s'échappent des noyaux avec des nombres quantiques azimutaux différents de zéro. En effet, la formule (10'') nous

LES NOYAUX ATOMIQUES

montre que pour expliquer l'oscillation de rayon calculé, il suffit de supposer que le moment angulaire j de la particule α émise peut s'élever jusqu'à 5 ou 6 unités. On ne connaît malheureusement pas les moments magnétiques des noyaux, mais dans la région des éléments stables, nous savons que des paires de noyaux, ne différant que d'une particule α , peuvent avoir des spins très différents ; par exemple :

$${}^{205}_{81}\text{Tl} \quad \text{qui a :} \quad i = \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad {}^{209}_{83}\text{Bi} \quad \text{qui a :} \quad i = \frac{9}{2}$$

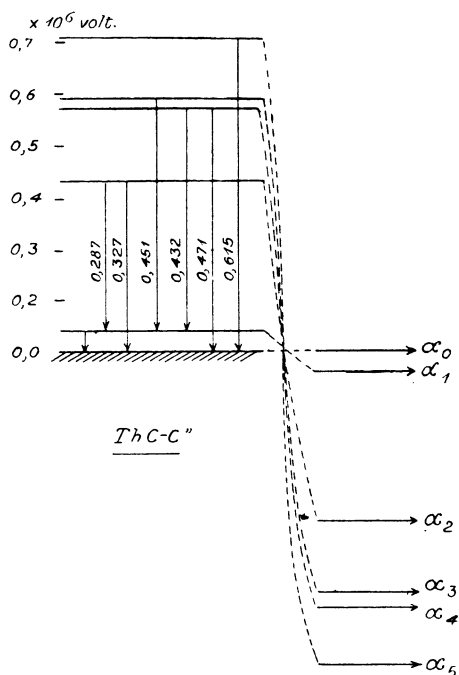


FIG. 3.

II. — Un certain nombre d'éléments radioactifs se désintégrant par particules α possèdent un rayonnement γ plus ou moins intense, ce qui nous montre que la particule α après s'être échappée du noyau peut le laisser à l'état excité. Si ceci était vrai, on serait en droit de prévoir l'existence de groupes α de vitesse inférieure à la vitesse des groupes normaux. L'intensité de ces groupes devrait diminuer très rapidement

avec l'énergie ; on ne doit donc pouvoir observer que les groupes très voisins des groupes normaux. Des groupes ainsi ralentis ont été observés avec certitude par ROSENBLUM, pour toutes les désintégrations α qui donnent en même temps naissance à des rayonnements γ ; on les appelle les composantes de structure fine des rayons α . D'après l'interprétation de GAMOW, ces groupes résulteraient de l'excitation du noyau par le processus d'émission des particules α ; ils représentent donc directement le système des niveaux quantiques du noyau résultant de la désintégration. Par exemple, les groupes de structure fine des rayons α du ThC nous donnent les niveaux nucléaires du ThC'' (fig. 3). Il s'ensuit que les différences entre les diverses composantes de structure fine doivent correspondre à différentes raies du spectre γ du noyau résultant. On peut effectivement trouver dans le spectre γ du Th C'', des raies dont l'énergie peut être prévue de cette manière, ainsi que le montre la figure 3.

Si l'on calcule, en utilisant les valeurs trouvées expérimentalement pour les intensités des différents groupes α , les rayons effectifs correspondants, on obtient de grands écarts entre les valeurs des différents groupes (fig. 2). Ceci nous montre, que les particules α des différents groupes sont émises avec des nombres azimutaux différents, ce qui est bien plausible. Comme le moment cinétique de la particule α émise est relié directement au nombre azimutal du niveau excité, nous nous trouvons ici en présence d'une nouvelle méthode pour obtenir des renseignements sur les nombres quantiques des niveaux nucléaires. Malheureusement, les données expérimentales sur l'intensité relative des différents groupes α ne sont pas assez précises actuellement pour que l'on puisse voir si la formule (10'') s'accorde avec l'expérience et s'il n'existe pas d'autres facteurs qui interviennent pour modifier, d'une façon indépendante l'intensité de ces groupes.

III. — Il existe une autre catégorie de radiations α à structure complexe, à savoir les groupes de long parcours. Si le noyau est dans un état excité, il existe deux possibilités de libération pour l'énergie en surplus. Ou bien cette énergie est émise sous forme de rayons γ , ou bien elle peut être communiquée à la particule α qui vient d'être expulsée ; dans cette dernière alternative, nous devons pouvoir observer des groupes de particules d'énergie très élevée. Comme la probabilité d'émission de rayons γ est beaucoup plus grande que la proba-

LES NOYAUX ATOMIQUES

bilité de traverser la barrière de potentiel, même pour ces grandes énergies, le nombre de particules α de long parcours est relativement très petit, et on ne peut les observer que si la probabilité de s'échapper du niveau normal est elle-même très grande. Il faut aussi, comme deuxième condition, bien naturelle, que l'excitation du niveau soit

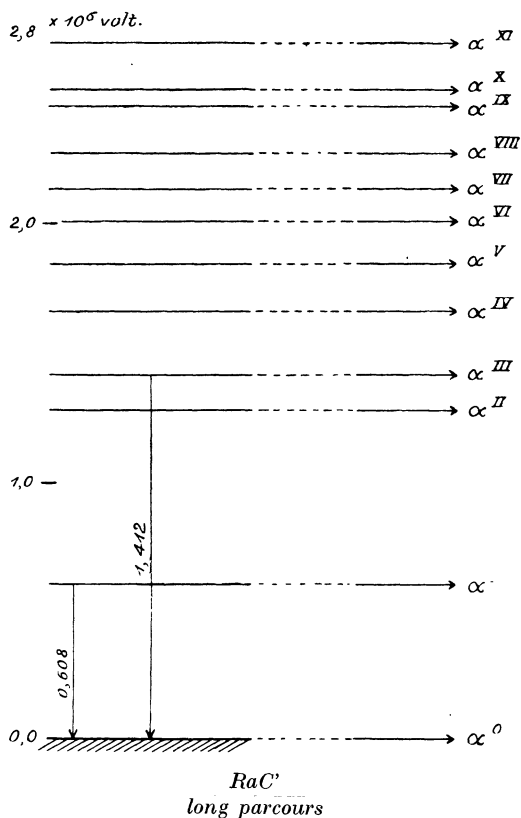


FIG. 4.

très forte, ce qui n'arrive que pour les cas des transformations s'accompagnant de désintégrations β . C'est pourquoi l'on n'a pu observer des groupes de rayons α de long parcours que pour le $Th C'$ et le $Ra C'$. Les différences énergétiques entre les groupes α de long parcours donnent directement le système de niveaux quantiques du noyau désintégré. La figure 4 indique les niveaux excités du $Ra C'$ d'après les mesures

effectuées par RUTHERFORD sur les particules α de long parcours de cet élément. On peut voir que les rayons γ , observés par ELLIS pour ce même élément, sont en bon accord avec le système de niveaux donnés. En calculant par la formule (10) la probabilité d'émission de la particule α de long parcours et en connaissant le nombre relatif de ces particules, ainsi que le nombre de rayons γ correspondants, on peut estimer la probabilité d'émission des rayons γ . DELBRÜCK et GAMOW ont montré que cette probabilité est beaucoup plus petite que celle correspondant à une radiation de dipôle ; ils en concluent que le moment dipolaire dans le noyau est très petit, en admettant que les transitions dipolaires et quadripolaires soient également probables. D'autre part, les recherches de MOTT et TAYLOR sur les conversions internes de rayons γ montrent que l'on doit considérer le nombre de rayons γ observés comme correspondant à des transitions de quadripôles.

IV. — Si nous bombardons un noyau quelconque avec des particules rapides, il peut y avoir transmutation artificielle. La particule de bombardement peut provoquer la transformation du noyau qu'elle traverse en perdant au passage une partie de son énergie, ou bien nous pouvons nous trouver en présence d'un processus de *capture* avec émission d'autres particules, processus tout à fait analogue à celui d'une réaction chimique. Mais pour qu'un processus du premier type puisse se réaliser on devrait disposer de particules d'énergie excessivement élevée (plus grande que celle dont nous disposons actuellement dans nos laboratoires) ; c'est donc la deuxième espèce de transmutation artificielle que seule nous connaissons jusqu'à présent.

La probabilité de ce deuxième genre de désintégration artificielle est régie par deux facteurs importants : la transparence de la barrière de potentiel pour la particule incidente et sa transparence pour la particule expulsée. D'après GAMOW, la probabilité totale sera donnée par l'expression :

$$W = \frac{\pi h^2}{2m_a E_a} e^{-\frac{2\pi^2 e^2 \sqrt{2m_a z_a Z}}{h \sqrt{E_a}}} + \frac{8\pi e \sqrt{2m_a}}{h} \sqrt{Z z_a} \sqrt{r_0} \\ \times e^{-\frac{2\pi^2 e^2 \sqrt{2m_b z_b Z}}{h \sqrt{E_a + Q}}} + \frac{8\pi e \sqrt{2m_b}}{h} \sqrt{(Z + z_a - z_b) z_b} \sqrt{r_0},$$

LES NOYAUX ATOMIQUES

où l'indice a correspond à la particule incidente, l'indice b à la particule expulsée et où Q est l'énergie résultant du bilan énergétique de réaction en question. La situation est simplifiée si Q est positif et assez grand pour que la particule puisse surmonter la barrière de potentiel ; en effet, dans ce cas, le deuxième facteur de (II) est égal à l'unité : c'est ce qui a lieu, par exemple, pour le lithium désintégré par les protons. Le développement moderne de la physique nucléaire nous fournit plusieurs exemples de transformations nucléaires par des

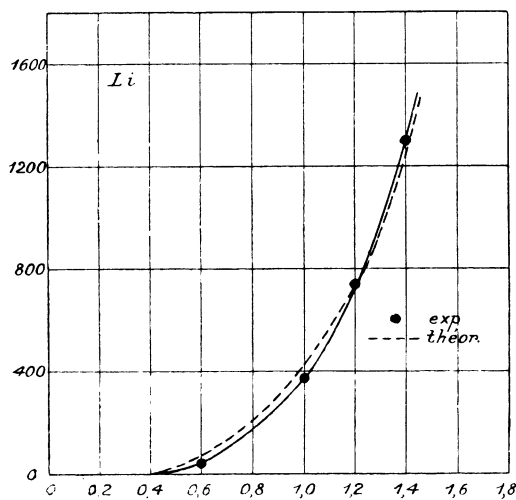
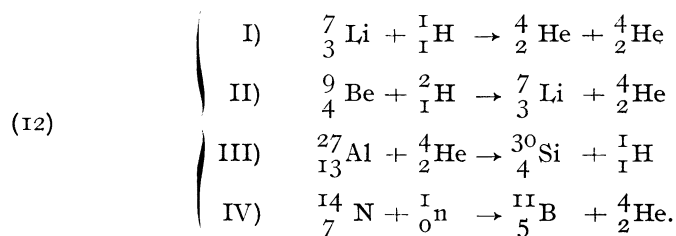


FIG. 5.

particules lourdes. Voici quelques exemples parmi les plus caractéristiques :



La formule (II) nous montre que la probabilité de désintégration décroît très vite avec le nombre atomique de l'élément bombardé,

ce qui est en accord avec le fait que les transformations artificielles n'ont été observées que pour les éléments légers.

D'autre part, notre formule permet de calculer la variation du nombre de désintégrations avec l'énergie du projectile. La figure 5 représente en traits pleins la courbe expérimentale de désintégration du lithium, d'après COCKROFT et LAWRENCE, pour des protons de différentes énergies ; en pointillé on a représenté les valeurs calculées par la formule (11), et l'on peut ainsi voir que l'accord entre les expériences et la théorie est très satisfaisant.

Pour terminer avec les questions de cet ordre, nous devons ajouter que le processus de pénétration des particules de bombardement dans les noyaux étant gouverné par les lois de la mécanique ondulatoire, il est naturel de constater l'existence de phénomènes de résonance. Cet effet, annoncé par GURNEY, a pu être effectivement observé par CHADWICK, qui a trouvé pour l'aluminium et le fluor plusieurs valeurs d'énergie des particules α pour lesquelles le nombre de protons émis présente des maxima bien définis.

Transformations nucléaires qui font intervenir des particules légères

On peut appliquer aux électrons qui se meuvent dans une région relativement étendue avec une vitesse petite par rapport à la vitesse de la lumière (cas des électrons dans les atomes), la mécanique ondulatoire ordinaire de SCHRÖDINGER.

Si les dimensions de la région dans laquelle a lieu le mouvement deviennent plus petites que :

$$(13) \quad d_1 = \frac{h}{mc} = 3 \times 10^{-11} \text{ cm}$$

la vitesse des particules s'approche de la vitesse de la lumière et, il est indispensable d'avoir recours aux équations relativistes. La généralisation des équations de la mécanique ondulatoire à ce cas a été proposée par DIRAC, qui a donné la seule forme d'équation possible (du point de vue mathématique) qui satisfasse à la condition d'invariance relativiste. Grâce à l'équation de DIRAC, il devient possible d'expliquer certains effets, dus à la relativité, comme par exemple la structure

fine du spectre de l'hydrogène et, ce qui est très important, l'existence du moment magnétique de l'électron. Les développements récents de la théorie de DIRAC ont aussi permis de prévoir l'existence d'états inoccupés dans la distribution continue des électrons d'énergie négative, autrement dit l'existence de « trous » qui doivent se mouvoir comme des particules ayant même masse que l'électron, mais possédant une charge positive. Un tel électron positif ne peut avoir une existence stable au sein de la matière ; en effet, au moment de sa rencontre avec un électron négatif ordinaire, il doit se produire un processus d'annihilation avec émission de photons :

$$(14) \quad e^+ + e^- \rightarrow 2h\nu.$$

D'autre part, on doit aussi observer le processus inverse par lequel un quantum de lumière de grande énergie peut produire une paire d'électrons de matérialisation, l'un positif, l'autre négatif. Cette prévision de la théorie de DIRAC a été brillamment confirmée par les recherches expérimentales de ces dernières années. ANDERSON et, plus tard, BLACKETT et OCCHIALINI ont pu observer les électrons positifs produits par les radiations cosmiques. Puis, M^{lle} MEITNER a réussi à prouver que l'on pouvait produire dans la matière même de ces paires d'électrons positifs et négatifs par l'action de certaines radiations γ très pénétrantes émises par certains corps radioactifs. JOLIOU a pu observer une radiation γ , d'énergie égale à $mc^2 = 0,5 \times 10^6$ Volt due à l'annihilation d'un faisceau d'électrons positifs tombant sur une plaque de plomb.

Malgré que le processus de formation des paires d'électrons ait lieu au voisinage du noyau, il n'est pas, à proprement parler, un processus nucléaire. Le noyau sert uniquement à prendre le surplus de moment ; la formation de la paire d'électrons est localisée dans une région dont les dimensions sont données par l'expression (13), région beaucoup plus étendue que le noyau. OPPENHEIMER et PLESSET ont calculé la probabilité de ces processus et les valeurs trouvées sont en accord avec les résultats expérimentaux.

Décrire, en théorie, les propriétés des électrons des deux signes, en adoptant les hypothèses indiquées plus haut, est une question beaucoup plus difficile. Dans ce cas, la région dans laquelle la parti-

cule se meut est de même grandeur que le rayon classique de l'électron

$$(15) \quad d_2 = \frac{e^2}{mc^2} = 3 \times 10^{-14} \text{ cm}$$

et l'on ne peut plus appliquer la théorie de DIRAC parce qu'il serait nécessaire de connaître la structure même de l'électron. Nous sommes ici à la frontière d'un domaine totalement inconnu, dont l'investigation serait pourtant très importante pour la connaissance de la matière. Les faits expérimentaux connus concernant les électrons nucléaires ne sont pas pour l'instant très nombreux, mais ce que nous savons ne laisse pas d'être très surprenant. La question la plus importante est de savoir si les lois fondamentales communes à la mécanique classique et à la mécanique ondulatoire ordinaire et relativiste restent correctes pour ces régions. L'expérience semble montrer qu'il n'en est pas ainsi.

On sait, par les mesures de structure hyperfine du spectre optique, que le moment cinétique des noyaux est défini uniquement par le nombre de particules lourdes du noyau : pour les poids atomiques pairs, ce moment est entier, pour les impairs, demi-entier. Considérons maintenant le processus de désintégration β ; nous pouvons dire que le moment du noyau change par nombre entiers (puisque le poids atomique ne change pas), tandis que le moment de l'électron émis est demi-entier (moment orbital plus spin d'électron). Donc, dans la désintégration β , il n'y a pas conservation du moment cinétique.

Du point de vue de l'énergie, nous savons aussi que l'existence du spectre continu de rayons β , ainsi que l'identité des noyaux avant et après la désintégration, ne s'accorde pas avec la loi de conservation de l'énergie. De tels faits expérimentaux ont obligé BOHR à admettre que la mécanique future des processus électroniques dans le noyau ne tiendrait compte ni de la loi de conservation des moments, ni de la loi de conservation de l'énergie. Une autre interprétation de ces difficultés, un peu osée peut-être, a été proposée par PAULI et consiste à introduire de nouvelles particules, qu'on a appelées *neutrinos*, et qui auraient une masse égale à celle de l'électron et une charge zéro. D'ailleurs, il faut dire que, même si ces neutrinos avaient vraiment une existence réelle il serait presque impossible de la mettre en évidence expérimentalement.

Quoique la désintégration β présente des différences fondamentales

LES NOYAUX ATOMIQUES

d'avec le processus de désintégration par rayons α , on peut trouver cependant aussi plusieurs points d'analogie. Le fait le plus important, mis en évidence par SARGEANT, est l'existence d'une limite supérieure bien définie des spectres continus β . La distribution de l'intensité dans le spectre possède une forme bien définie, passant par un maximum pour une distance égale à peu près au tiers de la limite supérieure. ELLIS et MOTT ont montré que, dans le cas où l'émission cause une excitation vraiment considérable du noyau, le spectre continu observé peut être divisé en différents constituants correspondant aux différents niveaux excités. L'analyse du spectre continu β du Ra C est indiquée sur la figure 6 et montre l'analogie profonde avec le phénomène de structure fine des rayons α . Les différences entre les limites supérieures

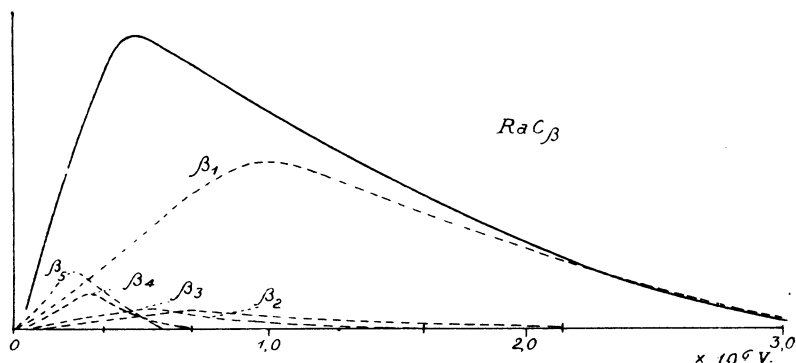


FIG. 6.

des différents groupes sont égales aux énergies des divers niveaux excités du Ra C' (calculés d'après les données des rayons α de long parcours et des rayons γ de ce même élément) et les intensités relatives des différents groupes sont proportionnelles aux excitations des niveaux correspondants.

Un autre point très intéressant est l'existence d'une corrélation entre la constante de désintégration λ et la limite supérieure du spectre continu, tout à fait analogue à la loi de GEIGER-NUTTAL. Si nous portons sur une courbe (fig. 7), les logarithmes de λ en fonction des logarithmes des énergies maxima des spectres β , les points se distribuent sur deux courbes régulières.

Pour expliquer cette régularité et comprendre en général la raison

de la longue durée des vies moyennes des éléments radioactifs, nous devons accepter l'idée de l'existence de barrières de potentiel empêchant les électrons de s'échapper du noyau. Une barrière unique de ce genre, à laquelle nous pouvons penser pour les particules β , est la barrière constituée par les forces répulsives centrifuges

$$(16) \quad U(r) = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{j(j+1)}{r^2},$$

où j est le nombre quantique azimutal des électrons émis.

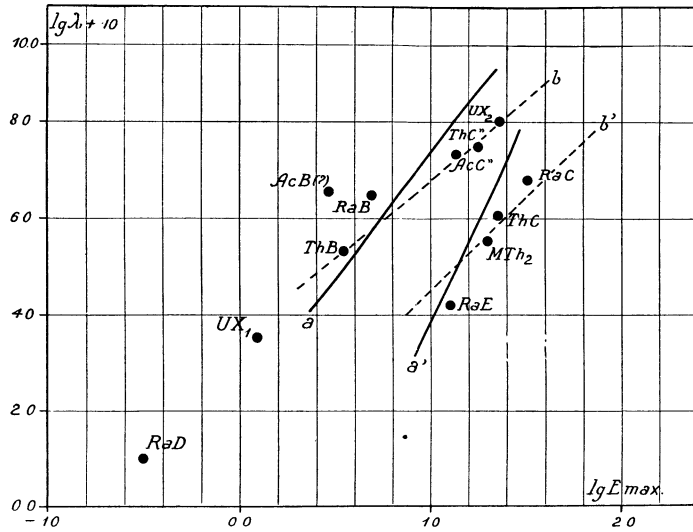


FIG. 7.

Les formules donnant la constante de désintégration β auxquelles conduit l'hypothèse d'une telle barrière ont été développées par KUDAR et plus récemment par BECK. D'après ces calculs, il est nécessaire d'admettre des valeurs assez considérables pour les moments angulaires des particules β émises, — environ 7 unités, — si l'on veut pouvoir rendre compte des valeurs que l'expérience fournit pour les vies moyennes des noyaux.

G. BECK a proposé une nouvelle théorie de la désintégration β fondée sur les idées modernes concernant la formation de paires d'électrons positifs et négatifs. D'après sa théorie, l'émission d'une particule β doit être considérée comme résultant de la naissance d'une

LES NOYAUX ATOMIQUES

telle paire au voisinage du noyau et au dépens de l'énergie de ce dernier, ainsi que de l'absorption consécutive de l'électron positif par le noyau. BECK admet que l'énergie et le spin de l'électron positif disparaissent complètement dans le processus d'absorption (ce qui revient à admettre que les principes de conservation ne sont pas respectés, ainsi que nous l'avons mentionné plus haut).

En admettant l'existence d'une très petite interaction entre les électrons et le noyau, BECK trace la courbe de la distribution d'énergie des électrons négatifs émis et trouve qu'elle coïncide approximativement avec la courbe expérimentale si l'on admet que le spin j de la particule β émise est égal à 2 ou 3 unités.

Pour ces valeurs et en prenant comme énergie d'interaction $1,4 \times 10^{16}$ erg, il calcule la constante de désintégration des divers noyaux radioactifs. Le résultat des calculs sont représentés sur la figure 7 (la courbe a correspond à $j = 2$ et a' à $j = 3$) et on peut voir qu'ils sont en bon accord avec les chiffres expérimentaux obtenus par SARGENT (1).

Applications astrophysiques

Nous avons étudié différents processus de transformations nucléaires, et nous pouvons nous demander s'il n'existe pas des régions

(1) *Note ajoutée à la correction.* — E. FERMI a proposé une nouvelle théorie de la désintégration β qui semble donner une explication beaucoup plus satisfaisante de ce phénomène et conduire à des conséquences très importantes. D'après Fermi, la formation d'un électron émis dans le processus de désintégration résulte du passage d'une particule nucléaire d'un état dans lequel elle nous apparaît sous la forme d'un neutron, à un second état où elle se présente comme un proton; ce processus est tout à fait analogue à celui de la naissance d'un quantum de lumière par suite de la transition entre deux états quantiques de l'atome émetteur. Ce processus est radicalement différent de celui de la formation de paires (par exemple sous l'action d'un rayonnement γ) et pour en évaluer la probabilité on est obligé d'introduire une nouvelle constante multiplicative dans l'expression de l'énergie d'interaction entre les particules lourdes et légères.

Pour pouvoir appliquer correctement la mécanique quantique relativiste de DIRAC, laquelle suppose essentiellement la validité du principe de conservation de l'énergie, FERMI introduit d'une façon d'ailleurs assez formelle, un neutrino émis simultanément avec l'électron et dont le rôle est de prendre le surplus d'énergie et de moment angulaire et d'assurer de cette façon la validité des principes de conservation.

Dans cette théorie, comme dans celle de Beck, on rend compte de la valeur réduite de la probabilité des transformations β , en prenant de très petites valeurs pour les constantes g , caractéristiques de ces processus (5×10^{-50} erg-cm⁻³). Cependant, cette fois-ci, le moment angulaire de la particule β émise peut prendre toutes les valeurs à partir de 0. Dans la figure 7, les courbes b et b' donnent les résultats de la théorie de Fermi pour les valeurs $j = 0$ et $j = 1$ de ce moment (pour des valeurs plus élevées de j les courbes sont disposées encore plus bas que les précédentes); on peut voir que les deux premières courbes sont en accord assez satisfaisant avec les nombres de Sargent.

de l'univers où ces transformations s'opèrent spontanément sur une grande échelle ; cette question est en relation étroite avec celle de l'origine des éléments, et le problème de l'origine des éléments radioactifs en est un cas particulier.

Il est clair que, dans les conditions ordinaires comme par exemple sur la terre, ces processus de transformation sont très rares ; pour émettre une hypothèse plausible sur l'endroit exact de formation des différents noyaux connus, nous devons penser aux régions qui sont ordinairement le siège d'actions violentes comme par exemple l'intérieur des étoiles. Sous l'action des températures et des pressions très élevées qui règnent dans ces régions, les chocs violents entre atomes peuvent produire des réactions nucléaires très rapides. La réaction la plus probable est celle des transformations nucléaires provoquées par chocs contre des protons animés d'un rapide mouvement thermique. La mécanique ondulatoire nous permet d'obtenir la formule suivante pour la vitesse de réactions :

$$(17) \quad \omega = N h^{\frac{5}{3}} \frac{(4\pi Z e^2)^{\frac{1}{3}}}{m^{\frac{3}{4}} (kT)^{\frac{2}{3}}} e^{-\frac{3}{2} \left(\frac{m}{kT}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{2\pi Z e^2}{h}\right)^{\frac{2}{3}}},$$

où Z est le nombre atomique de l'élément en question, T la température et N le nombre de protons par unité de volume. De cette formule, nous pouvons déduire que la vitesse de transformation des éléments légers est considérable à la température habituellement admise pour l'intérieur des étoiles, 40×10^6 degrés, et que, par conséquent, la quantité relative des différents éléments légers dans les étoiles est soumise à une certaine loi d'équilibre statistique. Pour les éléments plus lourds, même aux températures extrêmement élevées des étoiles les transformations ne sont pas suffisamment rapides ; par exemple, pour le fer, la période de transformation est elle-même plus grande que la vie des étoiles. Pour comprendre l'origine des éléments lourds, nous devons analyser plus en détail ce qui se passe à l'intérieur des étoiles. Les considérations suivantes, dues à LANDAU, nous montrent que dans les régions centrales des étoiles la matière se trouve dans un état singulier, tout à fait différent de l'état ordinaire,

Représentons-nous l'état de la matière sous l'action de températures très élevées et de très fortes pressions. Nous devons admettre que dans

LES NOYAUX ATOMIQUES

ces conditions les molécules matérielles sont complètement dissociées et que même les atomes n'existent plus comme tels, car tous les électrons doivent être arrachés des noyaux par l'action des chocs thermiques. Nous avons donc un mélange de gaz électronique et d'un gaz formé par les noyaux des différents éléments. Comme la pression est donnée par la loi de DALTON, c'est-à-dire par le nombre relatif des particules des différents gaz du mélange, et comme le nombre des électrons, dans notre cas, est beaucoup plus grand que le nombre des noyaux, c'est la pression du gaz électronique qui sera prépondérante.

Cette pression est donnée par la formule bien connue :

$$(18) \quad P = \frac{1}{3} \frac{1}{l^3} N \frac{v}{l} p,$$

où N est le nombre total de particules dans le volume l^3 , $\left(\frac{V}{l^3}\right)$ est la densité), v la vitesse des particules $\left(\frac{V}{l}\right)$ le nombre de chocs) et p la quantité de mouvement.

Pour des densités relativement petites, nous pouvons considérer le processus isothermique :

$$v = \text{constante}, \quad p = mv = \text{constante}$$

ce qui nous donne :

$$(18') \quad P \approx \frac{1}{l^3} \approx \rho.$$

Quand la densité augmente (quand l devient petit), les lois de la mécanique quantique interviennent parce que les vitesses possibles sont données par la relation :

$$(19) \quad v = \frac{nh}{ml}; \quad p = mv = \frac{nh}{l} \quad (n = \text{nombre entier})$$

Pour l petit, il y a de grandes distances entre les divers états possibles et la distribution des électrons est telle qu'il se trouve dans notre gaz deux électrons par niveau quantique (gaz de FERMI).

Si l devient encore plus petit, le processus de compression isothermique n'est plus possible et les vitesses des électrons vont augmenter

G. GAMOW

selon la formule (19). Pour ces densités, la formule (18) devient donc :

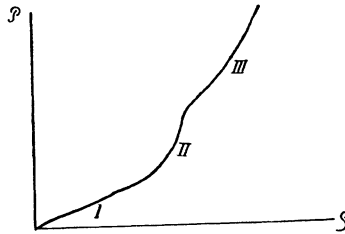
$$(18'') \quad P \approx \frac{I}{l_2} \frac{e}{l} \frac{I}{l} \approx \rho^{3/3}.$$

Pour des valeurs encore plus petites de l , les vitesses des électrons s'approchant de la vitesse de la lumière, la formule (19) n'est plus applicable. Nous devons écrire :

$$(19') \quad p = \frac{mc}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{nh}{l}, \quad v = c$$

et la formule (18) devient :

$$(18''') \quad P \approx \frac{I}{l^2} \cdot \frac{I}{l} \cdot \frac{I}{l} \approx \rho^{4/3}.$$



I. Gaz classique. — II. Gaz de Fermi ordinaire. — III. Gaz de Fermi relativiste.

FIG. 8.

La variation de pression du gaz idéal électronique suit une loi représentée par la courbe de la figure 8.

D'autre part, la pression externe due aux forces gravifiques est donnée par l'expression :

$$(20) \quad P' = C(M) \cdot \rho^4,$$

où le coefficient C dépend de la masse totale de l'étoile.

Considérons maintenant l'état d'équilibre de notre étoile. Si sa masse M est très petite, la pression extérieure P' sera toujours plus

LES NOYAUX ATOMIQUES

petite que la pression du gaz électronique. L'étoile vient alors de passer par une phase d'expansion, sa densité diminue de plus en plus et finalement il y aura formation d'atomes et de molécules.

Si la masse M est plus grande, les courbes P et P' peuvent se croiser et l'état final donnera un corps contenant le gaz de Fermi non relativiste à l'intérieur.

Si la masse est encore plus grande, c'est-à-dire supérieure à la limite :

$$21) \quad M_0 = \frac{3,1}{m^2} \left[\frac{hc}{G} \right]^{3/2} = 1,5 \quad (\text{masse du soleil}),$$

où m est le poids atomique moyen et G la constante gravifique, P' sera toujours plus grand que P et l'étoile se contractera sans cesse, jusqu'à devenir un point. Néanmoins sa contraction sera arrêtée parce que le gaz intérieur, à l'étoile ne peut pas être considéré comme un gaz idéal : d'une part entre ses particules (électrons libres et noyaux) il y a toujours des forces de cohésion et, d'autre part, les particules ont en réalité des rayons finis (tout à fait comme pour la formule de VAN DER WAALS pour les gaz réels). L'existence de forces de cohésion fait que la limite supérieure de la masse M est quelquefois inférieure à celle donnée par la formule (21). Le rayon de la particule étant fini, la contraction ne peut pas être infinie, et le processus s'arrête quand la densité du centre de l'étoile se rapproche de la densité nucléaire (10^{12} par rapport à l'eau).

Nous obtenons donc comme résultat un modèle d'étoile consistant en un noyau très dense, entouré d'une enveloppe de matière ordinaire. Ce noyau des étoiles n'est pas très différent en principe des noyaux atomiques, mais il est beaucoup plus grand (quelques kilomètres de diamètre). Comme les conditions d'existence du noyau d'étoile coïncident à peu près avec la limite inférieure réalisée dans les étoiles connues (on ne connaît en effet pas d'étoiles dont la masse serait plus petite que la moitié de la masse du soleil), on peut en conclure que l'existence du noyau est la condition nécessaire à la luminosité de l'étoile, c'est-à-dire que ces noyaux sont les sources de l'énergie stellaire. BOHR admet que l'énergie fournie par le noyau constitue le surplus résultant de la non-conservation de l'énergie dans les processus d'échange d'électrons entre le noyau et le corps de l'étoile. Il est également possible

G. GAMOW

que l'énergie gravifique de contraction jusqu'à ces grandes densités puisse expliquer la luminosité des étoiles.

L'existence des noyaux des étoiles nous permet aussi de comprendre l'origine des éléments lourds et des éléments radioactifs. De petits morceaux peuvent être arrachés au noyau ; en pénétrant dans les régions de moindre densité, ils se désintègrent et forment les noyaux des différents atomes.

Espérons qu'une analyse plus précise de ces processus nous permettra de calculer les quantités relatives des différents éléments présents dans l'Univers.