

DIGITHÈQUE

Université libre de Bruxelles

Citation APA :

Institut international de physique Solvay (1934). *Structure et propriétés des noyaux atomiques: rapports et discussions du septième Conseil de physique tenu à Bruxelles du 22 au 29 octobre 1933*. Paris: Gauthier-Villars.

Disponible à / Available at permalink :

https://dipot.ulb.ac.be/dspace/bitstream/2013/234807/3/DL2257142_000_f.pdf

(English version below)

Cette œuvre littéraire est soumise à la législation belge en matière de droit d'auteur.

Elle a été éditée par l'Université libre de Bruxelles et les Instituts Internationaux de Physique et de Chimie Solvay, et numérisée par les Bibliothèques de l'ULB.

Malgré tous leurs efforts, les Bibliothèques de l'ULB n'ont pu identifier le titulaire des droits sur l'œuvre ici reproduite. Dans l'hypothèse où le titulaire de droits sur celle-ci s'opposerait à sa mise en ligne, il est invité à prendre immédiatement contact avec la Direction des bibliothèques, à l'adresse bibdir@ulb.ac.be, de façon à régulariser la situation.

Les règles d'utilisation des copies numériques des œuvres sont visibles sur le site de DI-fusion <http://difusion.ulb.ac.be>

L'ensemble des documents numérisés par les Bibliothèques de l'ULB sont accessibles à partir du site de la Digithèque <http://digitheque.ulb.ac.be>

This work is protected by the Belgian legislation relating to authors' rights.

It has been edited by the Université libre de Bruxelles and the Solvay International Institutes of Physics and Chemistry, and has been digitized by the Libraries of ULB.

Despite all their efforts, the ULB Libraries have not been able to identify the owner of the rights in the work reproduced herein. In the event that the rights holder over this work objects to its posting online, he/she is invited to immediately contact the Director of the Libraries at bibdir@ulb.ac.be, in order to settle the situation.

The general terms of use of the present digital copies are visible on DI-fusion website: <http://difusion.ulb.ac.be>

All the documents digitized by the ULB Libraries are accessible from the website of the Digithèque <http://digitheque.ulb.ac.be>

530.63

B 839

cop 2

7^e CONS.

STRUCTURE ET PROPRIÉTÉS
DES
NOYAUX ATOMIQUES

IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS

98000 Quai des Grands-Augustins, 55.

IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS

INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

STRUCTURE ET PROPRIÉTÉS

DES

NOYAUX ATOMIQUES

RAPPORTS ET DISCUSSIONS

DU

SEPTIÈME CONSEIL DE PHYSIQUE

TENU A BRUXELLES DU 22 AU 29 OCTOBRE 1933

SOUS LES AUSPICES

DE L'INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

Publiés par la Commission administrative de l'Institut.



530.63
B839
7^e CONS.
cop 2

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR

LIBRAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

55, Quai des Grands-Augustins, 55

1934



Tous droits de traduction, de reproduction et d'adaptation réservés
pour tous pays.

SEPTIÈME CONSEIL INTERNATIONAL DE PHYSIQUE

La séance d'ouverture commence le lundi 23 octobre 1933
à 10 heures.

M. ROLIN, Vice-Président de l'Université libre de Bruxelles.

Monsieur le Président,
Mesdames,
Messieurs,

Le nom d'Ernest Solvay reste indissolublement attaché à la naissance et à la croissance de l'Institut international de Physique. L'œuvre du fondateur, comme vous le savez, est continuée dans des vues hautes et généreuses par M^{me} Ernest Solvay et par ses enfants. Il convient de rappeler également que parmi les premiers collaborateurs s'est trouvé le D^r Paul Héger qui, avec Lorentz, a rédigé vos statuts dans leur forme originelle. Héger, Solvay, ce sont des noms que dans ces lieux l'on ne saurait prononcer sans émotion. Nous révérons leur mémoire, dont le culte nous est commun; je ne m'abuse pas, je pense, en disant que ce culte crée entre nous tous, entre l'Institut international de Physique et l'Université de Bruxelles en quelque sorte un lien spirituel. Le Conseil de Physique, émanation et prolongement de l'Institut, va dans quelques instants commencer les travaux de sa septième Session dont l'objet, m'assure-t-on, offre un intérêt capital. Le Conseil se compose des physiciens les plus illustres de notre temps sans aucune distinction de nationalité. Ses membres depuis de longues années ont par un labeur entièrement désintéressé, par de profondes et sereines méditations, fait faire

à la science des progrès décisifs. Qu'un corps composé de personnalités aussi éminentes vienne siéger ici, c'est pour l'Université de Bruxelles un très grand honneur; veuillez croire qu'elle en sent tout le prix. En son nom, je vous en remercie et je vous souhaite une cordiale bienvenue. (*Applaudissements.*)

LE PRÉSIDENT. — J'exprime les sentiments de tous ceux qui sont réunis ici pour travailler au cours de ce septième Conseil de Physique Solvay, Monsieur le Président, en vous remerciant pour la si cordiale bienvenue que vous venez de leur exprimer au nom de la Belgique, au nom de la Fondation Solvay et de l'Université de Bruxelles. Notre réponse doit se traduire d'abord par une adresse à votre pays dans la personne de son Roi; je propose à nos collègues réunis l'envoi du télégramme suivant à Sa Majesté le roi des Belges.

« Le septième Conseil de Physique Solvay à Sa Majesté Albert, roi des Belges :

» Au moment de l'ouverture du septième Conseil de Physique Solvay, dans lequel se réunissent des physiciens d'Angleterre, de France, d'Allemagne, des États-Unis, de Pologne, d'Italie, de Russie, d'Espagne, du Danemark, des Pays-Bas, de Suisse et de Belgique, l'Institut international de Physique Solvay, se rappelant l'intérêt que Votre Majesté a toujours daigné porter à ses travaux, se permet d'adresser à Votre Majesté le témoignage de sa très respectueuse reconnaissance. — Le Président, Paul LANGEVIN. »

Maintenant, notre pensée se tourne vers Ernest Solvay et vers ceux qui ont été avec lui les créateurs de cet Institut et de ces réunions : Paul Héger et Hendrik Anton Lorentz. Chaque fois que nous revenons ici, et pour ma part c'est la septième fois que j'ai l'honneur et la joie de le faire, nous sentons davantage le prix de cette création qui permet de réunir dans une passion commune et dans un intérêt commun les physiciens qui s'occupent de la partie la plus vivante de leur science. Nous adressons aussi nos remerciements à la famille d'Ernest Solvay qui a voulu continuer son œuvre et grâce à qui il nous est permis de prolonger notre action. L'année

dernière le monument d'Ernest Solvay qui embellit une des plus belles parties de Bruxelles a été inauguré; j'ai eu l'honneur ce jour-là de prendre la parole au nom des savants étrangers et plus particulièrement de ceux qui sont liés à l'Institut de Physique. Je propose à nos collègues que dans une des journées qui viennent le septième Conseil manifeste ses sentiments en portant des fleurs au monument tout blanc qui nous attend près d'ici et qui témoigne des liens unissant Ernest Solvay à la Belgique et à l'Université de Bruxelles.

C'est maintenant l'Université de Bruxelles qui est le siège de cet Institut et c'est elle qui nous accueille en embellissant une des salles de son laboratoire de physique pour nous permettre de passer ces journées de joie intellectuelle dans un confort dont nous lui sommes tous reconnaissants. Je remercie particulièrement le professeur Henriot qui a eu la peine de cette transformation; j'ai vu travailler dans cette salle, je l'ai vue emplie de ces instruments familiers aux physiciens qui ont laissé ici une atmosphère particulièrement favorable à nos travaux. Je crois que, nulle part mieux que dans des salles où se fait la Physique, les pensées des physiciens ne peuvent être chez elles.

Maintenant nous devons tourner aussi notre pensée vers les absents, puisque nous avons des absents : nos collègues Einstein et Charles-Eugène Guye du Comité scientifique. Einstein a dû remplir des engagements qui l'appelaient aux États-Unis; Charles-Eugène Guye dont l'état de santé ne lui permet pas de se joindre à nous, m'a écrit d'une façon très touchante qu'après avoir fait partie de notre Comité international il ne se trouve plus la force nécessaire pour continuer à participer à la direction scientifique de notre Institut. Je vous propose qu'à l'un et à l'autre nous envoyions les télégrammes suivants :

« Les membres du septième Conseil de Physique Solvay envoient un message de cordiale sympathie à leur collègue dont ils regrettent vivement l'absence. — LANGEVIN. »

Et, puisqu'il est question des absents, nous devons aussi songer à Paul Ehrenfest. Paul Ehrenfest devait être ici et rien n'est comparable à l'émotion douloureuse qui nous a tous bouleversés lorsque

nous avons appris il y a un mois la tragique décision qu'il a cru devoir prendre. Beaucoup ici ont été ses élèves et tous ont été ses amis. Nous savions quelle était l'activité, quelle était la profondeur de son esprit, quelles étaient aussi la chaleur de son cœur et la sûreté de son amitié; nous l'avions vu deux fois à nos Conseils de Physique; une première fois en 1921, lorsque nous discussions la question des atomes et des électrons. Son enthousiasme à ce moment était particulièrement grand; ce Conseil de 1921 s'est déroulé sous le signe, puis-je dire, du principe de correspondance. Notre Bohr qui est ici cette fois n'avait pas pu venir et Ehrenfest était en contact permanent avec lui. Je me rappelle ces journées où Ehrenfest arrivait après avoir reçu une lettre de Bohr et nous apportait l'écho des pensées qui se développaient à ce moment-là à Copenhague. Il y mettait une joie et une ardeur qui nous ont profondément émus. Il n'a pas pu venir au Conseil suivant étant retenu aux États-Unis, mais il est revenu en 1927 au Conseil qui s'est occupé des électrons et des photons et qui s'est déroulé sous un autre signe que celui de 1921, le signe du principe d'indétermination. Cette fois-là nous avons eu, parmi toutes nos réunions du Conseil de Physique, peut-être celle où le choc des idées, je dirai même la confusion des idées, atteignit son maximum. Ehrenfest, qui a tant contribué à ménager la liaison entre les idées anciennes et les idées nouvelles était là. Il représentait en quelque sorte l'âme de ces réunions ayant, plus qu'aucun de nous, la claire conscience de nos difficultés. Je me rappelle qu'un jour, après une interruption de séance qui nous avait permis de respirer un peu, nous avons trouvé en revenant, transcrite de sa belle écriture sur le tableau noir, une citation de la Bible rappelant qu'à la Tour de Babel les hommes parlaient des langages différents et ne se comprenaient plus. Il avait ainsi, de la manière pittoresque et vivante qui lui était propre, caractérisé ce moment de notre vie collective. Ehrenfest était au cœur même du drame de la physique contemporaine.

Je m'étais fait une joie de le revoir ici et d'éprouver cette action stimulante qu'Ehrenfest exerçait autour de lui dans son contact avec ses élèves, et dans son contact avec ses amis. Il ne nous sera plus donné de le revoir, le drame de notre physique s'étant en quelque sorte personnifié en lui, dans la tragédie qui

a détruit le grand esprit et le grand cœur d'Ehrenfest. Je sais que ceux qu'il laisse après lui trouveront, dans la famille que nous représentons, l'appui, le réconfort dont nous avons tous besoin; c'était également un pieux devoir pour moi d'évoquer sa figure et de dire combien il va nous manquer au cours des réunions qui commencent aujourd'hui.

Un mot encore pour rappeler quel est le sujet de nos préoccupations actuelles et quelles raisons nous l'ont fait choisir. Lorsque le Comité scientifique s'est réuni il y a dix-huit mois pour choisir un sujet et décider des invitations, nous savions que les problèmes les plus importants de la physique actuelle se posaient à propos du noyau des atomes, de ce deuxième sous-sol où les physiciens ont récemment pénétré en descendant au-dessous de la surface des choses où l'expérience de nos ancêtres s'était déroulée. Les physiciens sont descendus d'abord dans le domaine intérieur à l'atome et commencent à savoir interpréter les réalités nouvelles qu'ils y ont rencontrées. Depuis ils ont atteint un domaine encore plus profond, celui du noyau dont les dimensions sont encore dix mille fois plus petites que celles de l'atome. Ils ont, là aussi, à forger des instruments nouveaux de représentation, et c'est au développement de cet effort que nous assistons depuis très peu d'années. Quelques mois avant la réunion du Comité scientifique venait de se dérouler à Rome en octobre 1931 un Congrès consacré à la Physique nucléaire, dont les réunions se sont traduites par la publication d'un important volume de rapports. Nous avons éprouvé quelque hésitation à recommencer le Congrès de Rome à deux ans d'intervalle, mais nous nous y sommes décidés en raison de l'intérêt du sujet et en comptant que dix-huit mois plus tard, c'est-à-dire aujourd'hui, le sujet se serait suffisamment renouvelé pour que nous ayons des choses nouvelles à nous dire en considérant comme acquises celles qui avaient fait l'objet des réunions de Rome. Nous avons été comblés dans cet espoir puisque c'est précisément depuis deux ans que nous avons vu apparaître successivement les deux derniers nés de la Physique nucléaire et corpusculaire : le neutron et l'électron positif qui vont tenir une si grande place dans nos discussions de cette semaine. La décision que nous avons prise se trouve ainsi justifiée par ce qui s'est passé et nous espérons tous beaucoup

des conversations qui vont se poursuivre ici sur un sujet particulièrement actuel et vivant.

Le fait que la question se renouvelle constamment fait que nous avons dû augmenter jusqu'au maximum permis par nos statuts le nombre des invitations pour tenir compte des travaux parus depuis la réunion du Comité scientifique. Pour cette raison je dois excuser le Conseil d'administration et votre Président si les invitations sont arrivées un peu plus tard que d'habitude. Maintenant permettez-moi en dernier lieu de souligner le fait, déjà indiqué dans le télégramme au Roi Albert, que nous sommes véritablement une réunion internationale, que treize ou quatorze nations sont représentées ici, et, ce qui est tout à fait remarquable, représentées de façons comparables pour l'importance des travaux et des personnalités qu'elles ont produites. Il nous est apparu des jeunes gens de toute première valeur venant de différents pays de l'Europe et de l'Amérique. Rien ne justifie mieux notre espoir dans la collaboration internationale que ce phénomène de la Physique moderne, que l'apparition dans tous les pays de cette jeunesse dans laquelle nous mettons notre espoir. Permettez-moi de souligner aussi un autre caractère extérieur de cette réunion; c'est, que sans que nous l'ayons expressément recherché, elle se trouve composée par parties égales d'expérimentateurs et de théoriciens. Nous avons besoin de confronter très intimement les efforts des uns et des autres. Il y a aussi un caractère important de cette réunion qui est la présence d'un grand nombre de ces jeunes gens dont je parlais tout à l'heure. A physique jeune, il faut des physiciens jeunes. C'est sur les jeunes que nous comptons; ce sont eux qui se sont chargés des rapports, ce sont eux qui vont supporter la plus grande partie du travail

J'ai pour ma part une grande joie à me retrouver élève devant les jeunes. Il me faut remercier tout particulièrement ceux de nos collègues qui se sont chargés de la tâche ingrate du secrétariat. Ce sont nos secrétaires qui de tous travailleront le plus, mais ils sont déjà eux-mêmes au cœur de l'action. Vous voyez, Messieurs, que nos réunions se présentent sous un jour favorable. Je puis vous certifier que ceux qui sont ici sont venus avec enthousiasme pour échanger leurs idées. Vous avez pu constater que tout à l'heure dans cette salle, l'accrochage entre eux

a été immédiat. Des circonstances particulièrement favorables dans lesquelles se présente cette réunion du septième Conseil ils sauront tirer un résultat digne de l'Institut de Physique Solvay et de l'Université de Bruxelles qui nous offrent une si généreuse hospitalité. (*Vifs applaudissements.*)

Réponse de S. M. le roi des Belges :

« Professeur LANGEVIN, Université libre, Bruxelles. — Très sensible au chaleureux télégramme que vous m'envoyez au nom du Conseil international de Physique Solvay, je vous remercie ainsi que vos distingués collègues et je forme des vœux pour le succès de vos importants travaux. — ALBERT. »



DONNÉES NUMÉRIQUES ET NOTATIONS

I. — CONSTANTES PHYSIQUES (1).

Vitesse de la lumière.....	$c = (2,99796 \pm 0,00004) 10^{10}$ cm. sec. ⁻¹
Constante de Planck.....	$h = (6,5443 \pm 0,009) 10^{-27}$ erg. sec.
» » 	$\hbar = \frac{h}{2\pi} = (1,0415 \pm 0,0015) 10^{-27}$ erg. sec.
Nombre d'Avogadro.....	$N_0 = (6,066 \pm 0,005) 10^{23}$
Charge élémentaire.....	$e = (4,7688 \pm 0,0040) 10^{-10}$ (U. E. S.)
Charge spécifique de l'électron	$\frac{1}{c} \frac{e}{m_0} = (1,7611 \pm 0,0009) 10^7$ (U. E. M.)
Masse de l'électron.....	$m_0 = (9,034 \pm 0,010) 10^{-28}$ gr.
Masse du proton.....	$M_p = (1,6609 \pm 0,0017) 10^{-24}$ gr.
Masse de la particule α	$M_\alpha = (6,598 \pm 0,007) 10^{-24}$ gr.
Rapport $\frac{\text{masse du proton}}{\text{masse de l'électron}}$	$\frac{M_p}{m_0} = 1838 \pm 1$
Énergie intrinsèque de l'élec- tron.....	$m_0 c^2 = 8,119 \cdot 10^{-7}$ erg $= 5,103 \cdot 10^5$ électron. volt
Énergie intrinsèque du proton.	$M_p c^2 = 1,4927 \cdot 10^{-3}$ erg = $0,9378_9 \cdot 10^9$ e. V.
Magnéton de Bohr.....	$\mu_B = \frac{1}{2} \frac{e}{m_0 c} \hbar$ $= (0,9171 \pm 0,0013) 10^{-20}$ erg. gauss ⁻¹
Magnéton nucléaire (moment théorique du proton)....	$\mu_N = \frac{1}{2} \frac{e}{M_p c} \hbar$ $= (0,4967 \pm 0,0010) 10^{-23}$ erg. gauss ⁻¹
Moment magnétique expéri- mental du proton.....	$\mu_p = (2,5 \pm 0,25) \mu_N$ (2)
Rayon de la première orbite de l'hydrogène.....	$a_0 = (0,528, \pm 0,004) 10^{-8}$ cm.

(1) Cf. R.-T. BIRGE. *Rev. of mod. Phys.*, t. 1, 1929, p. 1; *Phys. Rev.*, 40, 1932, p. 228, ou encore *Handbuch der Phys.*, 2^e édition, t. 231, p. 22.

(2) R. FRISCH et O. STERN, *Z. f. Phys.*, t. 85, 1933, p. 4. — I. ESTERMANN et O. STERN, *ibid.*, p. 17.

Diamètre classique de l'élec- tron.....	}	$d_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2,808 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$
Inverse de la constante de structure fine.....		$\frac{1}{\alpha} = \frac{\hbar c}{e^2} = 137,31 \pm 0,048$
Longueur d'onde de Compton (électrons).....	}	$\frac{h}{m_0 c} = 2,417 \cdot 10^{-10} \text{ cm.}$
		$\left(\frac{\hbar}{m_0 c} = 3,847 \cdot 10^{-11} \text{ cm.} \right)$
Longueur d'onde de Compton (protons).....	}	$\frac{h}{M_p c} = 1,315 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$
		$\left(\frac{\hbar}{M_p c} = 2,094 \cdot 10^{-14} \text{ cm.} \right)$

II. — RELATIONS ENTRE L'ÉLECTRON-VOLT, L'ERG ET L'UNITÉ DE MASSE ATOMIQUE.

$$1 \text{ électron-volt} = 1 \text{ e. V.} = 1,5911 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 23055 \text{ cal. g par mol.}$$

$$1 \text{ erg} = 0,6285 \cdot 10^{+12} \text{ e. V.}$$

$$10^6 \text{ e. V. équiv. à } 1,0735 \cdot 10^{-3} \text{ unités de masse } \left(\frac{^{16}\text{O}}{16} \right) = 1,0729 \cdot 10^{-3} \left(\frac{^4\text{He}}{4} \right),$$

$$1 \text{ unité de masse } \left(\frac{^{16}\text{O}}{16} \right) \rightarrow 0,9312 \cdot 10^9 \text{ e. V.}$$

$$1 \text{ erg} \rightarrow 0,6748 \cdot 10^9 \text{ unités de masse } \left(\frac{^{16}\text{O}}{16} \right),$$

$$1 \text{ unité de masse } \frac{^{16}\text{O}}{16} \rightarrow 1,482 \cdot 10^{-3} \text{ erg.}$$

III. — PHOTONS ET LONGUEURS D'ONDES.

$$W = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1,9628 \cdot 10^{-16} \text{ erg}}{\lambda} = \frac{1,2336 \cdot 10^{-4} \text{ e. V.}}{\lambda} \text{ cm.},$$

$$1 \text{ unité X} = 10^{-11} \text{ cm.}$$

$$1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ cm.}$$

IV. — TABLE DES ÉLÉMENTS.

Afin d'unifier les notations, le Conseil a choisi et propose, pour désigner les noyaux des éléments, les conventions suivantes : nombre de masse, c'est-à-dire nombre entier le plus voisin de la masse nucléaire en haut et à gauche, nombre atomique ou charge du noyau en unités élémentaires en bas et à gauche du symbole chimique.

Exemples : Proton ${}^1_1\text{H}$, Deuton ${}^2_1\text{H}$, Particule α ${}^4_2\text{He}$, Neutron ${}^1_0\text{n}$. Les électrons positifs et négatifs sont désignés par les notations e^+ , e^- (0_1e , ${}^0_{-1}e$, plus logiques étant trop compliquées).

Cette convention permet de réserver le côté droit des symboles aux indices des formules habituelles de la chimie. Elle permet de vérifier directement dans les équations nucléaires les principes de conservation de la masse et de l'électricité.

Elle peut se généraliser en portant en bas et à gauche la charge électrique, en unités élémentaires, de toute espèce de particule. L'atome habituel de carbone, que les spectroscopistes appellent le carbone I s'écrit ainsi ${}^{12}_6\text{C}$, l'ion carbone monovalent ou carbone II ${}^{12}_6\text{C}$, le carbone III ${}^{12}_6\text{C}$ et ainsi de suite. Cette convention aurait l'avantage de supprimer le double emploi entre le symbole chimique et l'indice de charge.

La base des masses atomiques est l'atome neutre ${}^{16}_8\text{O} = 16$.

Z, nombre atomique.

M, nombre de masse (nombre entier le plus voisin de la masse atomique).

A_0 , masse atomique exacte (masse atomique de l'oxygène ${}^{16}_8\text{O} = 16$).

ϵ , erreur relative sur la masse atomique (en dix-millièmes).

M_N , masse du noyau exprimée en électron-volts (*cf.* II).

f , fréquence relative des isotopes en %.

s , spin du noyau, en unités \hbar .

μ , moment magnétique du noyau, en magnétons nucléaires.

g , facteur de Landé nucléaire (1).

Les masses atomiques chimiques des éléments qui n'ont pas pu être étudiés au spectrographe de masses sont marquées d'un astérisque. Les données incertaines sont entre parenthèses.

Sym-	Z.	bole.	M.	A_0 .	$\epsilon \cdot 10^4$.	M_N .	f .	s .	μ .	g .
-1		e^-	0	$5,479 \cdot 10^{-4}$	10	$5,103 \cdot 10^3$	-	1/2	(2)	-
+1		e^+	0	-	-	-	-	1/2	-	-
0		n	1	$\left\{ \begin{array}{l} 1,0067 \text{ (3)} \\ 1,010 \text{ (4)} \\ 1,001 \text{ (5)} \end{array} \right.$	-	$\left\{ \begin{array}{l} 0,9374 \cdot 10^9 \\ 0,9424 \cdot 10^9 \\ 0,9321 \cdot 10^9 \end{array} \right.$	-	1/2	-	-

(1) D'après ASTON, *Mass-spectra and isotopes* (Londres, 1933). — O. HAHN, *Berichte der d. chem. Ges.*, t. 65, 1932, p. 9, 34 et 41; t. 66, 1933, p. 10, et t. 67, 1934, p. 8. — S. MEYER, LANDOLI-BÖRNSTEIN, II^e supplément, 1931, p. 8. — *Handbuch der Phys.*, 2^e édition, t. 24, 1933, p. 794.

(2) 1 magnéton de Bohr.

(3) Chadwick. (4) M. et M^{me} Joliot. (5) Lawrence (*voir* les rapports et discussions).

Z.	Sym-bole.	M.	A ₀ .	ε.10 ⁴ .	MN.	f.	s.	μ.	g.
1	H	1	1,00775	0,4	0,93789.10 ⁹	99,997	1/2	+2,5	-
	H	2	2,01363	0,4	1,87455	0,003	-	0,7	-
2	He	4	4,00216	0,5	3,72573	-	-	0	-
3	Li	6	6,0145	0,5	5,59913	8,3	0	-	-
	Li	7	7,0146	1	6,53041	91,7	3/2	+3,3	2,2
4	Be	8	-	-	-	0,05	-	-	-
	Be	9	9,0155	0,7	8,39306	99,95	-	-	-
5	B	10	10,0135	1,5	9,32192	20,6	-	-	-
	B	11	11,0110	1,5	10,2508	79,4	-	-	-
6	C	12	12,0036	1	11,1745	99,75	0	-	-
	C	13	13,0039	0,5	12,1059	0,25	-	-	-
7	N	14	14,008	1	13,0405	99,7	1	-	-
	N	15	15,007	-	13,9708	0,3	-	-	-
8	O	16	16,00000	-	14,8949	99,8	0	-	-
	O	17	17,0029	0,2	15,8288	0,03	-	-	-
	O	18	18,0065	5	16,7633	0,16	-	-	-
9	F	19	19,0000	1	17,6880	-	1/2	+	-
10	Ne	20	19,9967	0,5	18,6155	(88)	-	-	-
	Ne	21	-	-	-	(2)	-	-	-
	Ne	22	21,9947	0,5	20,4760	(10)	-	-	-
11	Na	23	-	-	-	-	3/2	+2,1	1,4
12	Mg	24	-	-	-	(78)	-	-	-
	Mg	25	-	-	-	(11)	-	-	-
	Mg	26	-	-	-	(11)	-	-	-
13	Al	27	-	-	-	-	1/2	+2,1	4,2
14	Si	28	27,9818	1	26,0491	(96)	-	-	-
	Si	29	-	-	-	(2)	-	-	-
	Si	30	-	-	-	(2)	-	-	-
15	P	31	30,9825	1,5	28,8428	-	1/2	-	-
16	S	32	-	-	-	(97)	0	-	-
	S	33	-	-	-	(0,8)	-	-	-
	S	34	-	-	-	(0,2)	-	-	-
17	Cl	35	34,983	1,5	32,5670	75	5/2	-	-
	Cl	37	36,980	1,5	34,4266	25	-	-	-
	Cl	39	-	-	-	très rare	-	-	-
18	A	36	35,976	0,5	33,4912	1	-	-	-
	A	40	39,971	0,3	37,2113	99	-	-	-
19	K	39	-	-	-	(95)	3/2	<1,4	<0,9
	K	41	-	-	-	(5)	-	-	-
20	Ca	40	-	-	-	(98,5)	-	-	-
	Ca	44	-	-	-	(1,5)	-	-	-
21	Sc	45	(44,968)	(0,5)	(41,8629)	-	-	-	-
22	Ti	48	-	-	-	-	-	-	-

Z.	Sym-bole.	M.	A ₀ .	ε.10 ⁴ .	MN.	f.	s.	μ.	g.
	Ti	50	-	-	-	-	-	-	-
23	V	51	-	-	-	-	-	-	-
24	Cr	50	-	-	-	4,9	-	-	-
	Cr	52	51,948	3	48,3610	81,6	-	-	-
	Cr	53	-	-	-	10,4	-	-	-
	Cr	54	-	-	-	3,1	-	-	-
25	Mn	55	-	-	-	-	5/2	+	-
26	Fe	54	-	-	-	(5)	-	-	-
	Fe	56	-	-	-	(95)	-	-	-
27	Co	59	-	-	-	-	-	-	-
28	Ni	58	57,942	2	53,9405	(67)	-	-	-
	Ni	60	-	-	-	(33)	-	-	-
29	Cu	63	-	-	-	(70)	3/2	+2,5	1,7
	Cu	65	-	-	-	(30)	3/2	+2,5	1,7
30	Zn	64	63,937	3	59,5220	50,4	-	-	-
	Zn	66	-	-	-	27,2	-	-	-
	Zn	67	-	-	-	4,0	3/2	+1	0,7
	Zn	68	-	-	-	17,8	-	-	-
	Zn	70	-	-	-	0,4	-	-	-
31	Ga	69	-	-	-	(67)	3/2	+2,1	1,4
	Ga	71	-	-	-	(33)	2/2	+2,7	1,8
32	Ge	70	-	-	-	21,2	-	-	-
	Ge	72	-	-	-	27,3	-	-	-
	Ge	73	-	-	-	7,9	-	-	-
	Ge	74	-	-	-	37,1	-	-	-
	Ge	76	-	-	-	6,5	-	-	-
33	As	75	74,934	1,5	69,7625	-	3/2	+0,9	0,6
34	Se	74	-	-	-	0,9	-	-	-
	Se	76	-	-	-	9,5	-	-	-
	Se	77	-	-	-	8,3	-	-	-
	Se	78	(77,937)	(2)	(72,5565)	24,0	-	-	-
	Se	80	79,941	2	74,4226	48,0	-	-	-
	Se	82	-	-	-	9,3	-	-	-
35	Br	79	78,929	1,5	73,4797	50	3/2	+	-
	Br	81	80,926	1,5	75,3393	50	3/2	+	-
36	Kr	78	77,926	2	72,5453	0,42	-	-	-
	Kr	80	79,926	2	74,4076	2,42	-	-	-
	Kr	82	81,927	1,5	76,2710	11,79	-	-	-
	Kr	83	82,927	1,5	77,2021	11,79	>7/2	-	-
	Kr	84	83,928	1,5	78,1342	56,85	-	-	-
	Kr	86	85,929	1,5	79,9975	16,70	-	-	-
37	Rb	85	-	-	-	75	5/2	+1,4	0,6
	Rb	87	-	-	-	25	3/2	2,8	1,8

Z.	Sym-bole.	M.	A ₀ .	ε.10 ⁴ .	M _N .	f.	s.	μ.	g.
38	Sr	86	-	-	-	10	-	-	-
	Sr	87	-	-	-	6,6	>3/2	-0,9	0,6
	Sr	88	-	-	-	83,3	-	-	-
39	Y	89	-	-	-	-	-	-	-
40	Zr	90	-	-	-	(59)	-	-	-
	Zr	92	-	-	-	(12)	-	-	-
	Zr	94	-	-	-	(24)	-	-	-
	Zr	96	-	-	-	(6)	-	-	-
41	Nb	93	92,926	5	86,5104	-	-	-	-
42	Mo	92	-	-	-	14,2	-	-	-
	Mo	94	-	-	-	10,0	-	-	-
	Mo	95	-	-	-	15,5	-	-	-
	Mo	96	-	-	-	17,8	-	-	-
	Mo	97	-	-	-	9,6	-	-	-
	Mo	98	97,945	5	91,1836	23,0	-	-	-
	Mo	100	99,945	5	93,046	9,8	-	-	-
43	-	-	-	-	-	-	-	-	-
44	Ru	96	-	-	-	5	-	-	-
	Ru	98	-	-	-	-	-	-	-
	Ru	99	-	-	-	12	-	-	-
	Ru	100	-	-	-	14	-	-	-
	Ru	101	-	-	-	22	-	-	-
	Ru	102	-	-	-	30	-	-	-
	Ru	104	-	-	-	17	-	-	-
45	Rh (103)	*102,91	-	-	-	-	-	-	-
46	Pd	*106,7	-	-	-	-	-	-	-
47	Ag	107	-	-	-	(51)	?	<1,6	<0,8
	Ag	109	-	-	-	(49)	?	<1,6	<0,8
48	Cd	108	-	-	-	rare	-	-	-
	Cd	110	-	-	-	(14)	-	-	-
	Cd	111	-	-	-	(12)	1/2	-0,6	1,2
	Cd	112	-	-	-	(24)	-	-	-
	Cd	113	-	-	-	(10)	1/2	-0,6	1,2
	Cd	114	-	-	-	(35)	-	-	-
	Cd	116	-	-	-	(5)	-	-	-
	Cd	118	-	-	-	rare	-	-	-
49	In	115	-	-	-	-	9/2	+5,1	1,1
50	Sn	112	-	-	-	1,07	-	-	-
	Sn	114	-	-	-	0,74	-	-	-
	Sn	115	-	-	-	0,44	-	-	-
	Sn	116	-	-	-	14,19	-	-	-
	Sn	117	-	-	-	9,81	1/2	-0,9	1,8
	Sn	118	-	-	-	21,48	-	-	-

Z.	Sym-bole.	M.	A_0 .	$\epsilon \cdot 10^4$.	M_N .	f .	s .	μ .	g .
50	Sn	119	-	-	-	11,02	1/2	-0,9	1,8
	Sn	120	119,912	2	111,635	27,04	-	-	-
	Sn	121	-	-	-	2,96	-	-	-
	Sn	122	-	-	-	5,03	-	-	-
	Sn	124	-	-	-	6,11	-	-	-
51	Sb	121	-	-	-	56	5/2	+2,7	1,1
	Sb	123	-	-	-	44	7/2	+2,1	0,6
52	Te	122	-	-	-	2,9	-	-	-
	Te	123	-	-	-	1,6	-	-	-
	Te	124	-	-	-	4,5	-	-	-
	Te	125	-	-	-	6,0	-	-	-
	Te	126	125,937	2	117,245	19,0	-	-	-
	Te	(127)	-	-	-	-	-	-	-
	Te	128	127,936	2	118,175	32,8	-	-	-
	Te	130	-	-	-	33,1	-	-	-
53	J	127	126,932	2	118,170	-	9/2	+	-
54	X	124	-	-	-	0,08	-	-	-
	X	126	-	-	-	0,08	-	-	-
	X	128	-	-	-	2,30	-	-	-
	X	129	-	-	-	27,13	1/2	-	-
	X	130	-	-	-	4,18	-	-	-
	X	131	-	-	-	20,67	3/2	+	-
	X	132	-	-	-	20,45	-	-	-
	X	134	133,929	2	124,685	10,31	-	-	-
	X	136	-	-	-	8,79	-	-	-
55	Cs	133	132,933	2	123,757	-	7/2?	+2,7	0,8
56	Ba	135	-	-	-	5,9	-	-	-
	Ba	136	-	-	-	8,9	-	-	-
	Ba	137	-	-	-	11,1	3/2	+1	0,7
	Ba	138	137,916	2	128,397	74,2	-	-	-
57	La	139	-	-	-	-	7/2	+	-
58	Ce	140	-	-	-	a	-	-	-
	Ce	142	-	-	-	b ⁽¹⁾	-	-	-
59	Pr	141	-	-	-	-	5/2	+	-
60	Nd	142	-	-	-	-	-	-	-
	Nd	144	-	-	-	-	-	-	-
	Nd	145	-	-	-	-	-	-	-
	Nd	146	-	-	-	-	-	-	-
61	-	-	-	-	-	-	-	-	-
62	Sm	-	*150,43	-	-	-	-	-	-
63	Eu	-	*152,0	-	-	-	-	-	-

(1) $a > b$.

Z.	Sym-bole.	M.	A ₀ .	ε.10 ⁴ .	M _N .	f.	s.	μ.	g.
64	Gd	-	*157,3	-	-	-	-	-	-
65	Tb	-	*159,2	-	-	-	-	-	-
66	Dy	161	-	-	-	(25)	-	-	-
	Dy	162	-	-	-	(25)	-	-	-
	Dy	163	-	-	-	(25)	-	-	-
	Dy	164	-	-	-	(25)	-	-	-
67	Ho	165	-	-	-	-	-	-	-
68	Er	166	-	-	-	-	-	-	-
	Er	167	-	-	-	-	-	-	-
	Er	168	-	-	-	-	-	-	-
	Er	170	-	-	-	rare	-	-	-
69	Tu	169	-	-	-	-	-	-	-
70	Yb	171	-	-	-	-	-	-	-
	Yb	172	-	-	-	-	-	-	-
	Yb	173	-	-	-	-	-	-	-
	Yb	174	-	-	-	max.	-	-	-
	Yb	176	-	-	-	-	-	-	-
71	Lu	175	-	-	-	-	-	-	-
72	Hf	-	*178,6	-	-	-	-	-	-
73	Ta	181	180,927	3	168,439	-	7/2	+	-
74	W	182	-	-	-	22,6	-	-	-
	W	183	-	-	-	17,3	-	-	-
	W	184	184,00	5	171,335	30,2	-	-	-
	W	186	-	-	-	29,9	-	-	-
75	Re	185	-	-	-	38,2	5/2	+	-
	Re	187	186,981	2	174,076	61,8	5/2	+	-
76	Os	186	-	-	-	1,0	-	-	-
	Os	187	-	-	-	0,6	-	-	-
	Os	188	-	-	-	13,6	-	-	-
	Os	189	-	-	-	17,3	-	-	-
	Os	190	189,981	3	176,869	25,1	-	-	-
	Os	192	191,981	3	178,731	42,6	-	-	-
77	Ir	-	*193,1	-	-	-	-	-	-
78	Pt	-	*195,23	-	-	-	-	-	-
79	Au	-	*197,2	-	-	-	3/2?	+1,8	1,2
80	Hg	196	-	-	-	0,10	-	-	-
	Hg	197	-	-	-	0,01	-	-	-
	Hg	198	-	-	-	9,89	-	-	-
	Hg	199	-	-	-	16,45	1/2	+0,6	1,2
	Hg	200	200,016	2	186,212	23,77	0	-	-
	Hg	201	-	-	-	13,67	3/2	-0,6	0,4
	Hg	202	-	-	-	29,27	0	-	-
	Hg	203	-	-	-	0,0006	-	-	-

Z.	Sym-bole.	M.	A ₀ .	ε.10 ⁴ .	M _N .	f.	s.	μ.	g.
80	Hg	204	-	-	-	6,85	0	-	-
81	Tl	203	203,036	2	189,023	29,4	1/2	+1,6	3,2
	Tl	205	205,037	2	190,887	70,6	1/2	+1,6	3,2
82	Pb (203)		-	-	-	-	-	-	-
	Pb	204	-	-	-	1,52	0	-	-
	Pb (205)		-	-	-	-	-	-	-
	Pb	206	206,016	3	191,797	28,03	0	-	-
	Pb	207	-	-	-	20,40	1/2	+0,6	1,2
	Pb	208	208,016	3	193,660	50,05	0	-	-
	Pb (209)		-	-	-	-	-	-	-
	Pb (210)		-	-	-	-(¹)	-	-	-
83	Bi	209	-	-	-	-	9/2	+0,4	0,9
92	U	238	*238,18	-	-	-	-	-	-

TABLE ADDITIONNELLE D'ISOTOPES

(d'après ASTON, *Nature*, 15 décembre 1933, 3 et 5 mai 1934).

Z.	Symbole.	M des isotopes.
18	A	36, 38 ⁽²⁾ , 40
20	Ca	40, 42 ⁽²⁾ , 43 ⁽²⁾ , 44
22	Ti	46, 47, 48, 49, 50
40	Zr	90, 91, 92, 94, 96
45	Rh	103,
60	Nd	142, 143, 144, 145, 146
62	Sm	144, 147, 148, 149, 150, 152, 154
63	Eu	151, 153
64	Gd	155, 156, 157, 158, 160
65	Tb	159
72	Hf	176 ⁽²⁾ , 177, 178, 179, 180
90	Th	232

⁽¹⁾ Pour les éléments radioactifs, voir le Tableau V.⁽²⁾ Composantes faibles.

Famille de l'Uranium.

$$A = 4n + 2.$$

Éléments.	Symboles.	Masses atomiques.	Types de désintégration.	T (demi-périodes)	Parcours en cm. des particules α à 15° et sous 76 cm.	Énergie des particules α en 10 ⁶ e. V.	Filiation.
Uranium I.....	${}_{92}^{238}\text{U}$	238,18	α	$4,4 \times 10^9$ ans	2,70	4,05	
Uranium X ₁	${}_{90}^{234}\text{UX}_1$	-	β	24,5 jours	-	-	
Uranium X ₂	${}_{91}^{234}\text{UX}_2$	-	β	1,14 min.	-	-	
Uranium Z.....	${}_{91}^{234}\text{UZ}$	-	β	6,7 heures	-	-	
Uranium II.....	${}_{92}^{234}\text{U II}$	-	α	env. 10 ⁶ ans (?)	3,28	4,63	
Ionium.....	${}_{90}^{230}\text{Io}$	-	α	$8,3 \times 10^4$ ans	3,19	4,54	
Radium.....	${}_{88}^{226}\text{Ra}$	225,97	α	1590 ans	3,39	${}^{\ast}\alpha_0$ 4,78 ₁ ${}^{\ast}\alpha_1$ 4,59 ₇	

Radon.....	$^{222}_{86}\text{Rn}$	-	α	3,823 jours	4,12	*5,477	
Radium A.....	$^{218}_{84}\text{Ra A}$	-	α	3,05 min.	4,72	*5,993	
Radium B.....	$^{214}_{82}\text{Ra B}$	-	β	26,8 min.	-	-	
Radium C.....	$^{214}_{83}\text{Ra C}$	-	$\alpha\beta$	19,7 min.	4,1	-	
Radium C'.....	$^{214}_{84}\text{Ra C'}$	-	α	env. 10^{-6} sec.	6,96	*7,683	
Radium C''.....	$^{210}_{81}\text{Ra C''}$	-	β	1,32 min.	-	-	
Radium D.....	$^{210}_{82}\text{Ra D}$	-	β	env. 22 ans	-	-	
Radium E.....	$^{210}_{83}\text{Ra E}$	-	β	5,0 jours	-	-	
Radium F ou Polonium.	$^{210}_{84}\text{Po}$	-	α	140 jours	3,87	*5,297	
Radium G ou Plomb....	$^{206}_{82}\text{Pb}$	-	Stable	-	-	-	

SEPTIÈME CONSEIL DE PHYSIQUE.

(¹) D'après RUTHERFORD, CHADWICK et ELLIS, *Radiations from radioactive substances* (Cambridge, 1930) et M^{me} I. JOLIOT-CURIE, *Constantes radioactives. Rapport de la Commission internat. de l'étalon du radium* (*Journ. de Phys.*, 11, 1931, p. 273). Les nombres marqués d'un signe * dans la dernière colonne résultent de mesures précises de vitesses dans un champ magnétique, sans correction de recul (Rosenblum, 1933). Dans le cas des structures fines très complexes la constante principale est seule donnée. Les filiations indiquées sont les plus vraisemblables actuellement.

XXIII

V. — LES ÉLÉMENTS RADIOACTIFS (suite).

Éléments.	Symboles.	Masses atomiques.	Types de désintégration.	T (demi-périodes).	Parcours en cm. des particules α à 15° et sous 76 cm.	Énergie des particules α en 10 ⁶ e. V.	Filiation.
<i>Famille de l'Actinium. A = 4n + 3.</i>							
Actino-Uranium.....	²³⁵ ₉₂ AcU	-	α	-	-	-	<p style="text-align: right;"> ^{99,7}₉₀ β ^{0,3}₉₀ α β α β </p>
Uranium Y.....	²³⁴ ₉₀ UY	-	β	24,6 heures	-	-	
Protactinium.....	²³⁴ ₉₁ Pa	-	α	$3,2 \times 10^4$ ans	3,67	5,01	
Actinium.....	²²⁷ ₈₉ Ac	-	β	13,4 ans	-	-	
Radioactinium.....	²²⁷ ₉₀ RdAc	-	α	18,9 jours	4,68	* α_0 6,05 ₀	
Actinium X.....	²²³ ₈₈ AcX	-	α	11,2 jours	4,37	* α_0 5,71 ₅	
Actinon.....	²¹⁹ ₈₆ An	-	α	3,92 sec.	5,79	* α_0 6,84 ₅	
Actinium A.....	²¹⁵ ₈₄ AcA	-	α	$2,0 \times 10^{-3}$ sec.	6,58	7,40 ₅	
Actinium B.....	²¹¹ ₈₂ AcB	-	β	36,0 min.	-	-	
Actinium C.....	²¹¹ ₈₃ AcC	-	$\alpha\beta$	2,16 min.	5,51	* α_0 6,62 ₁ * α_1 6,27 ₅	
Actinium C'.....	²¹¹ ₈₄ AcC'	-	α	env. 5×10^{-3} sec. (?)	6,5	-	
Actinium C''.....	²⁰⁷ ₈₁ AcC''	-	β	4,76 min.	-	-	
Actinium D ou Plomb...	²⁰⁷ ₈₂ Pb	-	Stable	-	-	-	

Famille du Thorium.

$A = 4n.$

Thorium.....	${}_{90}^{232}\text{Th}$	232,12	α	$1,8 \times 10^{10}$ ans	2,90	4,23	
Mésothorium 1.....	${}_{88}^{228}\text{MsTh}_1$	-	β	6,7 ans	-	-	
Mésothorium 2.....	${}_{89}^{228}\text{MsTh}_2$	-	β	6,13 heures	-	-	
Radiothorium.....	${}_{90}^{228}\text{RdTh}$	-	α	1,90 ans	4,02	${}^{\ast}\alpha_0$ 5,42 ₀ ${}^{\ast}\alpha_1$ 5,33 ₈	
Thorium X.....	${}_{88}^{224}\text{Th X}$	-	α	3,64 jours	4,35	${}^{\ast}\alpha$ 5,68 ₂	
Thoron.....	${}_{86}^{220}\text{Tn}$	-	α	54,5 sec.	5,06	${}^{\ast}\alpha$ 6,28 ₁	
Thorium A.....	${}_{84}^{216}\text{Th A}$	-	α	0,14 sec.	5,68	${}^{\ast}\alpha$ 6,77 ₈	
Thorium B.....	${}_{82}^{212}\text{Th B}$	-	β	10,6 heures	-	-	
Thorium C.....	${}_{83}^{212}\text{Th C}$	-	$\alpha\beta$	60,5 min.	4,78	${}^{\ast}\alpha_0$ 6,04 ₈ ${}^{\ast}\alpha_1$ 6,08 ₈	
Thorium C'.....	${}_{84}^{212}\text{Th C}'$	-	α	env. 10^9 sec. (?)	8,62	${}^{\ast}\alpha$ 8,78 ₃	
Thorium C''.....	${}_{81}^{208}\text{Th C}''$	-	β	3,1 min.	-	-	
Thorium D ou Plomb...	${}_{82}^{207}\text{Pb}$	207,77	Stable	-	-	-	

LA

DÉSINTÉGRATION DES ÉLÉMENTS

PAR DES PROTONS ACCÉLÉRÉS

PAR J. D. COCKCROFT.

§ 1. La découverte par Rutherford en 1919 ⁽¹⁾ de l'émission de protons par des noyaux d'azote sous l'action des particules α du dépôt actif du radium représente le premier succès des tentatives faites pour modifier la structure des noyaux atomiques par des moyens artificiels. Les expériences de Rutherford et Chadwick ⁽²⁾ ont montré que la plupart des éléments, depuis le bore jusqu'au potassium, émettent des protons de grande vitesse sous l'action des rayons α . Les expériences de Blackett avec une chambre de Wilson ont montré que, dans le cas de l'azote, la particule α est capturée par le noyau. On admet qu'il en est de même pour les autres éléments légers qui émettent des protons sous l'action de particules α , les transformations nucléaires correspondantes étant données par le tableau suivant :

TABLEAU I.

${}^1_5\text{B} + {}^4_2\text{He} = {}^{13}_6\text{C} + {}^1_1\text{H}$ ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} = {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$ ${}^{19}_9\text{F} + {}^4_2\text{He} = {}^{22}_{10}\text{Ne} + {}^1_1\text{H}$ ${}^{20}_{10}\text{Ne} + {}^4_2\text{He} = {}^{23}_{11}\text{Na} + {}^1_1\text{H}$ ${}^{23}_{11}\text{Na} + {}^4_2\text{He} = {}^{26}_{12}\text{Mg} + {}^1_1\text{H}$ ${}^{27}_{13}\text{Al} + {}^4_2\text{He} = {}^{30}_{14}\text{Si} + {}^1_1\text{H}$	${}^{28}_{14}\text{Si} + {}^4_2\text{He} = {}^{31}_{15}\text{P} + {}^1_1\text{H}$ ${}^{32}_{16}\text{S} + {}^4_2\text{He} = {}^{35}_{17}\text{Cl} + {}^1_1\text{H}$ ${}^{37}_{17}\text{Cl} + {}^4_2\text{He} = {}^{40}_{18}\text{A} + {}^1_1\text{H}$ ${}^{36}_{18}\text{A} + {}^4_2\text{He} = {}^{39}_{19}\text{K} + {}^1_1\text{H}$ ${}^{41}_{19}\text{K} + {}^4_2\text{He} = {}^{44}_{20}\text{Ca} + {}^1_1\text{H}$
---	--

⁽¹⁾ E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. 37, 1919, p. 581.

⁽²⁾ E. RUTHERFORD et J. CHADWICK, *Phil. Mag.*, t. 42, 1921, p. 819; *Phil. Mag.*, t. 44, 1921, p. 417 et *Proc. Phys. Soc. Lond.*, t. 36, 1924, p. 417.

Les premières expériences ont montré que le nombre des désintégrations produites diminuait rapidement avec l'énergie de la particule α incidente, aucune émission appréciable de protons n'étant observée avec des particules α d'énergie cinétique inférieure à trois millions d'électron-volts. On n'était par conséquent guère incité à cette époque à chercher les moyens d'obtenir des courants d'ions positifs rapides pour remplacer les rayons α dans ces expériences, puisque la théorie classique confirmée par les faits exigeait une très grande énergie des particules pour leur pénétration dans un noyau.

§ 2. Cette conception a complètement changé après l'introduction du nouveau point de vue de la mécanique ondulatoire et en particulier grâce à la théorie développée par Gamow pour le passage des particules α à travers les barrières de potentiel nucléaires.

Dans cette théorie, il y a une probabilité finie de passage d'une particule à travers une barrière de potentiel qui, en mécanique classique, représenterait pour elle un infranchissable obstacle. La formule pour la probabilité de pénétration d'une particule de charge $Z'e$, de masse m et d'énergie E à l'intérieur d'un noyau de nombre atomique Z et de rayon r_0

$$W = e^{-\frac{e^2}{\hbar} \sqrt{2m} \frac{ZZ'}{\sqrt{E}} (2u_0 - \sin 2u_0)}$$

où

$$u_0 = \cos^{-1} \sqrt{\frac{r_0 E}{Z e^2}} \quad \text{et} \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

montre qu'un proton a plus de chances de pénétration qu'une particule α de même énergie, à la fois en raison de sa charge moindre et de sa plus petite masse. Les valeurs de W données pour des protons dans le Tableau II ont été calculées par la formule de Gamow en admettant

$$r_0 = 2,5 \cdot 10^{-13} (A)^{1/2},$$

A étant la masse atomique.

TABLEAU II.

Probabilités de pénétration de la barrière de potentiel dans un choc nucléaire.

Voltage.	100 kV.	300 kV.	600 kV.
Li.....	0,0014	0,07	0,33
B.....	10^{-8}	$6 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-2}$
F.....	10^{-10}	$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-4}$

Ces résultats rendaient probable que des protons lancés sous des différences de potentiel entre 100 et 600 kilovolts pourraient pénétrer dans les noyaux d'un grand nombre d'éléments légers; ils faisaient considérer comme très désirable la construction d'appareils pour la production de protons de grande vitesse. Cette construction fut commencée par l'auteur et M. E. T. S. Walton au Cavendish Laboratory en 1928 et par d'autres laboratoires à peu près en même temps.

Le succès des expériences de désintégration artificielle exige en général la production de courants permanents de particules rapides. Des méthodes très diverses ont été utilisées dans ce but, mais des difficultés techniques considérables ont été rencontrées dans toutes. Comme la plus grande partie du travail consiste à vaincre ces difficultés et comme le développement futur de la question dépend surtout du perfectionnement de la technique, il est utile que nous examinions d'assez près la situation actuelle de ces diverses tentatives. Le paragraphe 3 sera tout d'abord consacré à la méthode directe dans laquelle les ions reçoivent en un seul temps l'accélération nécessaire.

§ 3. Les problèmes techniques à résoudre pour obtenir directement un courant de protons rapides peuvent être divisés en trois groupes : la production d'une différence de potentiel élevée; l'obtention d'un courant intense de protons, et enfin l'accélération de ce courant sous l'action de la différence de potentiel. Nous les examinerons successivement.

3. I. *Production de potentiels élevés.* — Pour la plupart des expériences de désintégration, il est désirable d'avoir un courant intense d'ions de vitesse uniforme. La meilleure façon de satisfaire

à cette condition est d'utiliser un générateur électrique donnant une tension continue aussi constante que possible. De tels générateurs présentent les avantages suivants sur ceux qui donnent des tensions variables :

1° Les courants d'ions produits sous des tensions variables exigent une analyse magnétique permettant d'isoler les ions possédant des vitesses comprises dans un intervalle restreint et la diminution d'intensité qui en résulte est un sérieux inconvénient ;

2° Des tensions alternatives projettent sur la cible des ions des deux signes et donnent naissance à des rayons X qui gênent beaucoup les observations ;

3° La rupture des ampoules employées pour l'accélération des ions semble se produire beaucoup plus facilement avec des tensions alternatives, en raison des changements périodiques dans la charge des parois des ampoules.

3. II. L'appareil construit par Cockcroft et Walton ⁽¹⁾ permet d'obtenir des tensions continues jusqu'à 700 kilovolts avec une fluctuation d'environ 5 pour 100 dans les conditions normales de fonctionnement. Cet appareil est représenté par la figure 1. Il consiste en un transformateur de haute tension donnant une tension alternative de 350 kilovolts maximum, quatre redresseurs disposés en forme de tour et quatre condensateurs. Ce dispositif fournit entre A et B une tension continue avec une fluctuation donnée par

$$\delta V = 3i \frac{\tau}{C},$$

où i représente le courant continu prélevé en AB, τ la période du courant alternatif transformé et C la capacité de chaque condensateur. En employant des condensateurs de 0,001 microfarad, une période τ de 10^{-2} seconde et un courant de 1 milliampère sous 600 kilovolts, on obtient une fluctuation de 5 pour 100.

(1) *Proc. Roy. Soc.*, t. 136, 1932, p. 619.

La tension résultante entre A et B est donnée par la relation

$$V_z = V_{irs} \times \frac{4}{1 + 2,16 \times \text{fraction de fluctuation}},$$

où V_{irs} est l'amplitude de la tension alternative au transformateur. Ainsi, avec l'intensité de charge indiquée, on prévoit

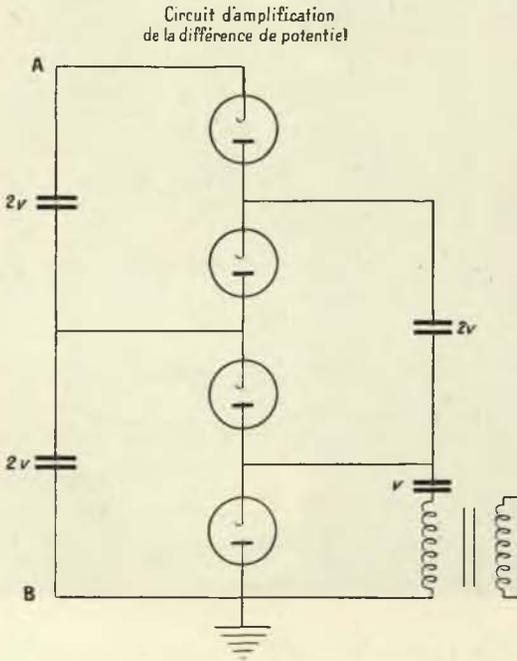


Fig. 1.

un maximum de tension continue égale à 3,6 fois l'amplitude au transformateur. On peut obtenir des tensions plus élevées en augmentant le nombre des unités composées chacune d'un condensateur et d'un redresseur. La disposition de ces unités et l'aspect général du laboratoire sont représentés dans la figure 2. La colonne de cylindres de verre sur la gauche constitue l'ensemble des quatre redresseurs où le vide est maintenu par une pompe de diffusion à huile placée dans le sous-sol.

3. III. Un autre procédé pour l'obtention des potentiels continus élevés destinés aux recherches sur les noyaux a été étudié par

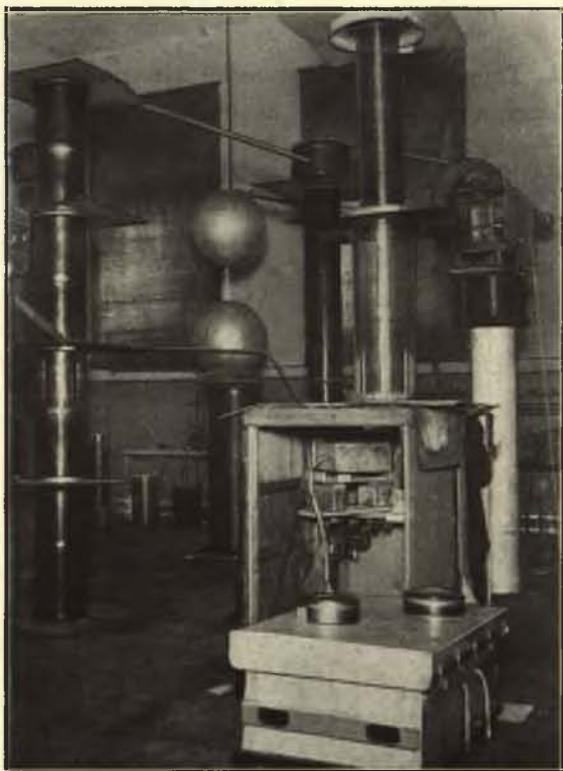


Fig. 2

van de Graaff ⁽¹⁾ et consiste dans l'emploi d'une nouvelle machine électrostatique représentée par la figure 3. Une bande sans fin de soie ou de papier circule entre une poulie reliée au sol et une autre placée à l'intérieur d'une grande sphère métallique isolée. Une charge positive est projetée par des pointes sur la partie inférieure de la bande et transportée par le mouvement de celle-ci sur la sphère isolée. En même temps, un arrangement symétrique permet de porter une autre sphère à un potentiel négatif, de

⁽¹⁾ *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 149.

manière à établir entre les deux sphères une différence de potentiel double de celle qui existe entre chacune d'elles et le sol. Cette différence augmente jusqu'à ce que les pertes par effluves ou aigrettes compensent l'apport des charges obtenu par les bandes. Le courant qui peut être fourni par une bande est théoriquement limité par la condition que le champ électrique au voisinage de

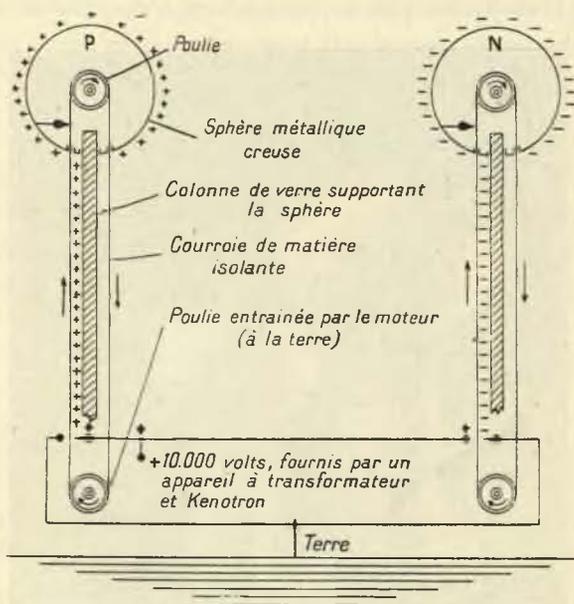


Fig. 3.

la bande soit inférieur à 30 kilovolts par centimètre, valeur où apparaît une ionisation intense de l'air. Pratiquement, on ne peut atteindre qu'une fraction K de cette valeur, de sorte que le courant maximum qui peut être transporté par une bande de largeur b se déplaçant avec la vitesse v est donné par

$$i = 2,6Kbv \cdot 10^{-9} \text{ ampère.}$$

Les valeurs de b , v et i qui ont été utilisées ou observées conduisent aux valeurs suivantes pour K :

	b en cm.	v en cm/sec.	Courant transporté par chaque côté de la bande.	
			i	K
Tuve.....	30	2000	$1 \cdot 10^{-4}$	0,65
Van de Graaff...	100	2000	$3,5 \cdot 10^{-4}$	0,7

On peut augmenter les courants limites indiqués par ce tableau en faisant emporter par la bande lorsqu'elle quitte la sphère

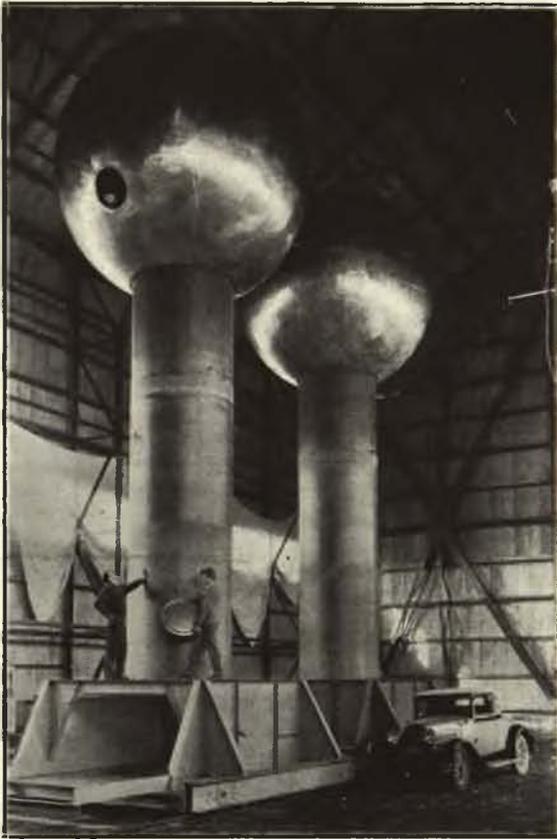


Fig. 4.

une charge de signe contraire à celle qu'elle apporte et en employant un certain nombre de bandes en parallèle.

Puisque le voltage qui peut être obtenu est limité seulement

par les fuites, on doit mettre le plus grand soin à réduire celles-ci puisqu'une simple pointe peut dissiper jusqu'à 1 milliampère sous la tension de 1 million de volts. Bien qu'une machine de ce type ait été construite pour donner 10^7 volts à l'air libre (*fig. 4*), il peut, pour la raison qui vient d'être indiquée, se montrer plus avantageux de la construire entièrement dans un vide élevé ou dans de l'air comprimé de manière à éliminer la plupart des fuites et à augmenter considérablement le courant transporté par les bandes.

3. IV. *Emploi des bobines de Tesla.* — Des bobines de Tesla ont été utilisées par Tuve, Hafstead et Dahl ⁽¹⁾ pour obtenir des protons d'énergie allant jusqu'à $1,2 \cdot 10^6$ électron-volts. Le type de bobine employé par ces auteurs était excité de manière discontinue par étincelle; il avait l'inconvénient que le maximum de la différence de potentiel n'était appliqué que pendant un cent-millième du temps environ, ce qui réduisait énormément l'intensité du courant de protons réalisable; pour cette raison l'emploi de la bobine fut abandonné par les auteurs.

Plus récemment Lawrence et Sloane ont utilisé une bobine de Tesla excitée par une source d'ondes entretenues. Elle donne 750 kilovolts et est enfermée dans un récipient métallique évacué. Les mêmes protons peuvent être accélérés du sol vers la bobine pendant une demi-période et de la bobine vers le sol pendant la demi-période suivante de sorte que des énergies de l'ordre de $1,5 \cdot 10^6$ électron-volts doivent pouvoir être obtenues.

3. V. *Générateurs à impulsion.* — Des dispositifs à impulsion ont été employés par Brasch et Lange ⁽²⁾ pour la production de particules de grande énergie. On obtient des impulsions électriques en chargeant un certain nombre de condensateurs en parallèle et en les déchargeant en série, par emploi du montage bien connu représenté par la figure 5. Par ce procédé, des tensions de sens déterminé supérieures à $3 \cdot 10^6$ volts ont été obtenues

⁽¹⁾ *Phys. Rev.*, t. 35, 1930, p. 51.

⁽²⁾ *Zeits. f. Phys.*, t. 70, 1931, p. 10.

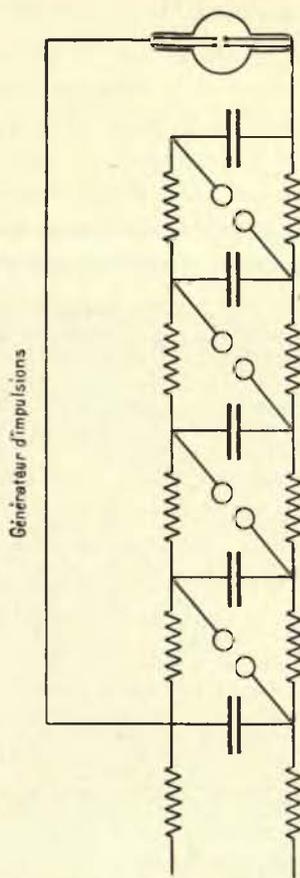


Fig. 5.

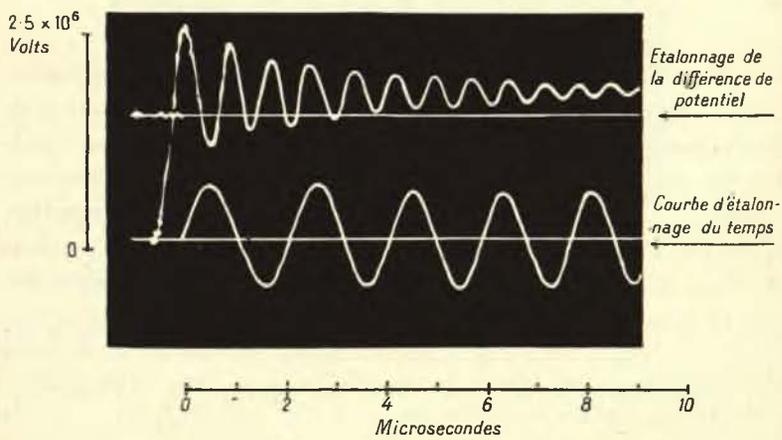


Fig. 6.

sous forme d'une onde de potentiel dont le type est représenté par la figure 6 (1).

Cette méthode a l'avantage que des tensions instantanées beaucoup plus élevées sont nécessaires pour provoquer la décharge à travers les isolants que ce n'est le cas pour les tensions continues. Ainsi pour produire une étincelle à travers 30^{cm} d'huile, 1300 kilovolts sont nécessaires dans le cas de l'impulsion, tandis que 560 kilovolts suffisent en tension continue. La construction des ampoules pour la décharge est ainsi grandement simplifiée.

L'inconvénient de ces appareils résulte de la très courte durée d'application du voltage maximum, de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} seconde. Cette circonstance vient compliquer très sérieusement l'observation des phénomènes de désintégration, rendant presque inutilisables les compteurs de particules ou les méthodes de scintillations. Ces générateurs d'impulsions trouvent leur application la plus naturelle en liaison avec la photographie des désintégrations dans la chambre de Wilson où l'on n'a besoin que d'émissions très brèves de particules.

§ 4. *La production des courants de protons.* — Pour les expériences sur les éléments les plus lourds, il est utile de disposer de courants protoniques aussi intenses que possible en raison de la décroissance très rapide du nombre des désintégrations lorsque le nombre atomique augmente.

Dans les premières expériences de Cambridge, nous avons utilisé un tube à rayons canaux de Wien entièrement en verre. Le tube était rempli d'hydrogène sous la pression de 10^{-3} mm de mercure et une tension continue d'environ 30 kilovolts était appliquée; les ions sortaient du tube par un canal de 3^{mm} de diamètre traversant la cathode. Ce tube laissait passer des courants allant jusqu'à 10 microampères, dont environ une moitié était transportée par des protons et l'autre par des ions moléculaires. Le fonctionnement de ce tube est malheureusement très irrégulier. Bien que les courants obtenus puissent rester constants pendant plusieurs heures, ils varient d'un jour à l'autre de manière complètement imprévisible, surtout semble-t-il en raison de variations

(1) ALLIBONE, EDWARDS et Mc KENZIE, *Nature*, t. 131, 1933, p. 129.

dans les charges sur les parois de verre voisines de la cathode.

Dans la suite du travail, nous avons utilisé un tube construit par M. Oliphant au Cavendish Laboratory ⁽¹⁾. Ce tube est repré-

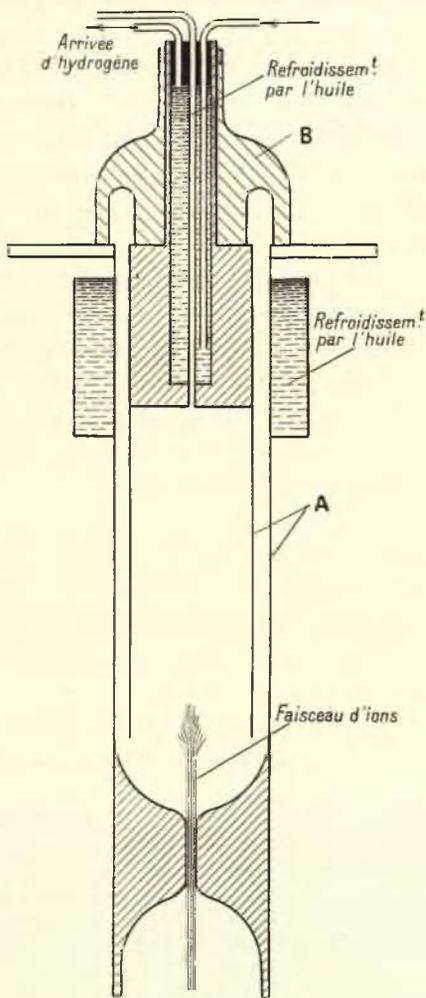


Fig. 7.

senté par la figure 7 et consiste en deux cylindres concentriques d'acier, AA, distants d'environ 3^{mm}, le cylindre extérieur portant

(¹) *Proc. Roy. Soc. A*, t. 141, 1933, p. 259.

à sa partie inférieure un canal d'environ 3^{cm} de long et 4^{mm} de diamètre. Les cylindres sont isolés l'un de l'autre par un anneau de porcelaine B. On maintient une pression d'hydrogène d'environ 10⁻³ mm au moyen d'une fuite réglable et une différence de potentiel constante d'environ 30 000 volts est établie entre les deux tubes. Une décharge est ainsi produite entre la base du cylindre intérieur et la partie inférieure du cylindre externe, et un faisceau étroit d'ions, dont l'intensité peut approcher du milliampère, est émis par le canal. Une analyse par déviation magnétique montre que ce faisceau contient une proportion de protons variable entre 50 et 85 pour 100, cette proportion augmentant d'ordinaire avec la durée d'emploi du tube. Le fait que ce type de tube donne d'aussi grandes intensités est dû à la petitesse de l'intervalle entre les cylindres qui localise la décharge au voisinage du canal percé dans la cathode. La consommation de l'énergie est ainsi localisée dans la mesure du possible et un meilleur rendement est obtenu. On constate que les intensités obtenues avec des tensions continues sont beaucoup plus élevées qu'avec des tensions alternatives. L'intensité du courant qu'on peut atteindre avec ce type de tube semble être limitée d'abord par la puissance disponible pour entretenir la décharge et aussi par le diamètre du canal dans la cathode, un canal plus large exigeant une plus grande vitesse d'évacuation dans l'espace où arrivent les ions.

§ 5. I. *Le tube accélérateur.* — Après leur sortie par la cathode de la source, les ions arrivent d'ordinaire dans un tube accélérateur où un vide élevé est maintenu. L'accélération des ions est obtenue par application d'une tension élevée sur le tube, en un ou plusieurs temps, les diverses possibilités étant représentées par les figures 8a et 8b. Les principes fondamentaux à observer dans la construction du tube sont les suivants :

1° La longueur du trajet d'étincelle à l'extérieur du tube doit être suffisante pour empêcher la production de celle-ci. Une longueur de 1^m pour 300 kilovolts semble convenable dans ce but ;

2° La direction du champ électrique au voisinage des surfaces isolantes doit être autant que possible tangente à la surface.

Il est avantageux de relier au tube un certain nombre de plateaux parallèles séparés par des intervalles, comme le montre la figure 8 b;

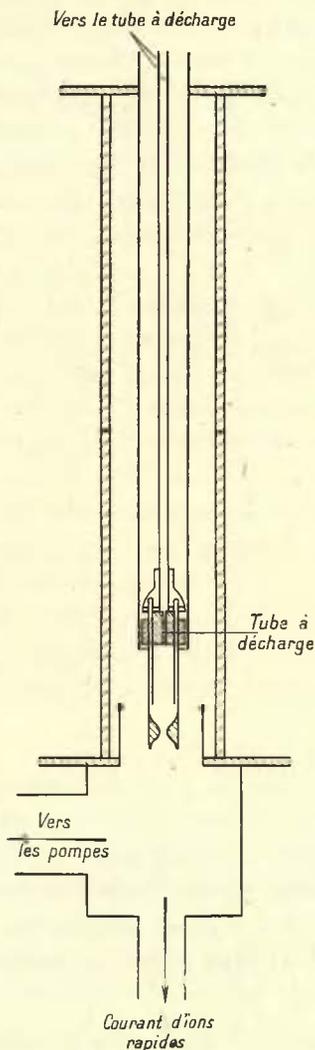


Fig. 8 a.

3° L'intervalle entre les électrodes à travers lequel la différence de potentiel est appliquée doit être aussi court que possible sans que cependant le champ électrique à la surface de la cathode

devienne suffisant pour en arracher directement des électrons;
 4° Les formes de la cathode doivent être aussi arrondies que possible pour éviter cette émission auto-électronique. Il est

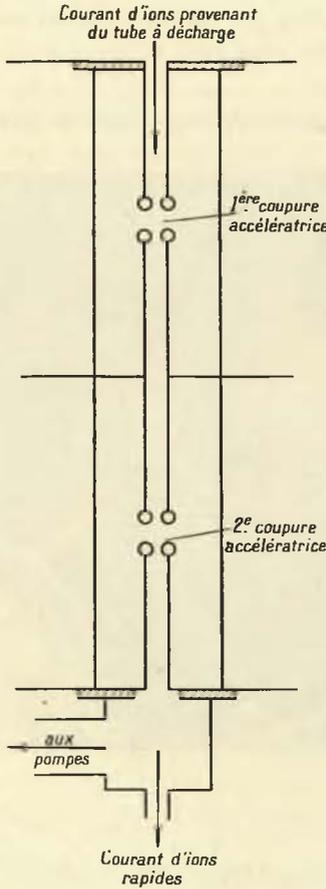


Fig. 8 b.

généralement suffisant que le champ ne dépasse 100 kilovolts par centimètre en aucun point de la cathode;

5° L'écartement et le diamètre des électrodes dans le tube multiple doivent être réglés de manière à produire le maximum de concentration du faisceau d'ions par un effet de focalisation du champ électrique;

6° On doit éviter autant que possible le choc contre les parois isolantes des électrons secondaires produits par le choc des ions positifs sur les électrodes négatives. La condition la plus favorable est que le diamètre du faisceau d'ions soit petit par rapport au diamètre des électrodes, de manière que les ions positifs viennent frapper les électrodes négatives en des régions où le champ électrique est faible;

7° Les parois isolantes du tube doivent être aussi épaisses que

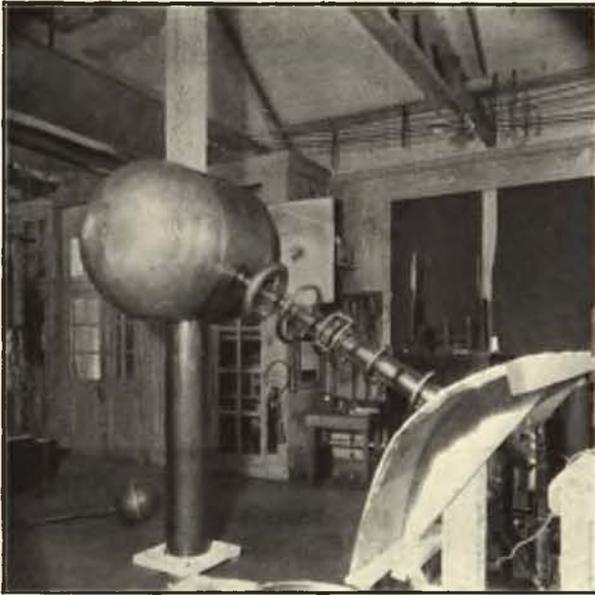


Fig. 9.

possible pour éviter qu'elles soient percées sous l'action des charges superficielles;

8° Le vide doit être aussi élevé que possible dans le tube accélérateur. Étant donnée la fuite importante d'hydrogène qui se produit inévitablement dans les sources puissantes d'ions le meilleur vide qu'on puisse maintenir est ordinairement entre 10^{-4} et 10^{-5} mm de mercure.

Le tube de Cockcroft et Walton est évacué par une pompe à

diffusion à huile ayant un débit de 1200 litres par seconde avec l'hydrogène.

5. II. La figure 9 montre les tubes multiples utilisés par Tuve, Hafstead et Dahl.

5. III. En liaison avec les générateurs à impulsion, un type tout différent de tube a été utilisé par Brasch et Lange. Il est constitué par des anneaux alternés de bakélite, d'aluminium et de caoutchouc ayant un diamètre intérieur d'environ 8^{cm} et un diamètre extérieur d'environ 20^{cm}. La longueur du tube formé par cet empilement d'anneaux est de l'ordre de 1^m.

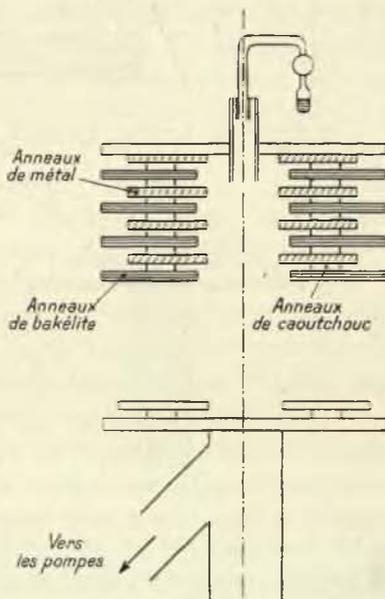


Fig. 10.

Sous l'action d'une tension impulsive, la répartition du potentiel le long du tube est déterminée entièrement par la capacité des anneaux et est effectivement uniforme. Le tube peut supporter une tension de 2 à 3 millions de volts pendant le temps très court que dure l'impulsion, en même temps que se produit une décharge intense qui fournit des électrons ou des protons suivant le sens

de la différence de potentiel appliquée. Brasch et Lange disent avoir obtenu des courants électroniques instantanés allant jusqu'à 20 ou 30 ampères, tandis que le courant maximum de protons est d'environ 0,3 ampère. La construction du tube est représentée par la figure 10.

§ 6. I. *L'appareil d'observation.* — La plus grande partie des expériences consiste à compter le nombre de particules α émises par une cible soumise au bombardement par un courant de protons. Ce courant arrive dans une chambre représentée par la figure 11.

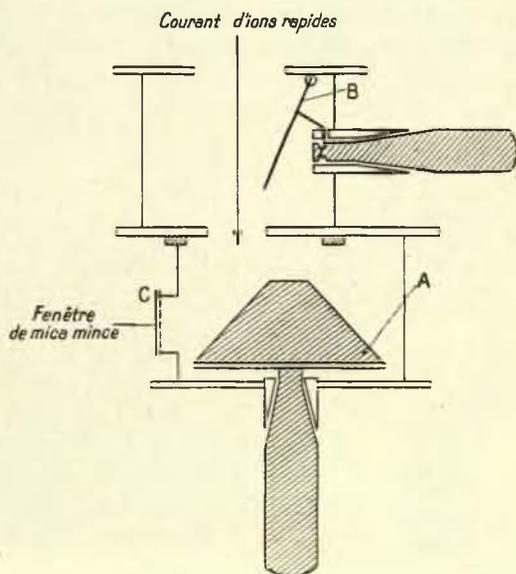


Fig. 11.

où il frappe une cible A montée sur un axe qui permet, par rotation, de substituer les unes aux autres diverses cibles à comparer.

On peut, à volonté, empêcher les ions d'atteindre la cible, soit en interposant un écran B entre celle-ci et le faisceau d'ions, ou, dans le cas où l'on utilise une analyse magnétique, en donnant au champ magnétique une valeur convenable. L'analyse magnétique est indispensable lorsqu'on veut déterminer avec exactitude les nombres absolus de désintégrations produites par les protons, puisque, sans cette analyse, les ions moléculaires produisent eux-mêmes des désintégrations dont il est difficile de tenir compte.

6. II. Les particules α provenant de la désintégration sortent du tube par une fenêtre de mica C dont le pouvoir d'arrêt peut être abaissé jusqu'à environ 3^{mm} d'air; ces particules sont observées par trois méthodes différentes :

1^o La méthode des scintillations, très simple, a été employée par Cockcroft et Walton pour un premier examen des faits et fournit un contrôle utile de la seconde méthode, plus précise. Elle a l'avantage de ne pas être sensible aux perturbations électriques. On ne peut, naturellement, l'utiliser pour compter un grand nombre de particules;

2^o La méthode de la chambre d'ionisation, avec amplificateur linéaire et oscillographe, a été étudiée par Wynn-Williams et Ward (1). Cet appareil enregistreur a le grand avantage de permettre la comparaison entre l'ionisation produite par les particules provenant de la désintégration et celle que produisent les particules α . Elle joue par conséquent un rôle essentiel lorsqu'il s'agit de déterminer la nature des particules provenant de la désintégration;

3^o La chambre d'ionisation avec amplificateur linéaire et le compteur à thyratron a été étudiée également par Wynn-Williams (2). Elle permet de compter jusqu'à 1500 particules α par minute s'il est nécessaire et rend les plus grands services lorsque des mesures précises doivent être effectuées sur l'absorption des particules de désintégration et sur la variation du nombre des particules avec la tension.

La deuxième et la troisième méthode exigent une protection très complète de la chambre d'ionisation pour éviter les effets parasites provenant des nombreuses perturbations électriques qui se produisent au cours du travail.

Pour pouvoir enregistrer le plus grand nombre possible de particules α produites par un nombre donné de protons, il est désirable que l'angle solide sous lequel de la cible on voit l'appareil compteur soit rendu aussi grand que possible. Puisque ce dernier appareil a d'ordinaire une ouverture limitée, il faut que le faisceau

(1) *Proc. Roy. Soc.*, t. 131, 1931, p. 391.

(2) *Proc. Roy. Soc.*, t. 131, 1931, p. 312.

de protons soit aussi concentré que possible. Un tube dans lequel les ions sont accélérés en un seul étage permet d'augmenter l'angle solide jusqu'au voisinage de $0,5$. Avec des tubes multiples, la diffusion du faisceau d'ions rend difficile l'obtention d'angles solides assez grands ;

4° L'emploi de la chambre à condensation de Wilson est particulièrement précieux pour obtenir un contrôle décisif d'hypo-

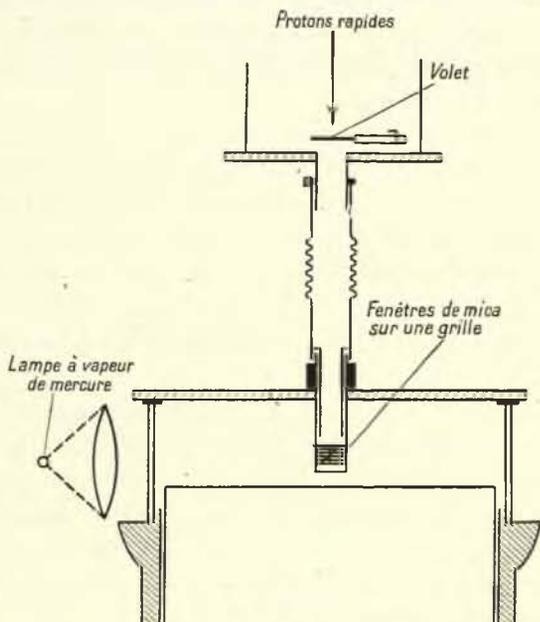


Fig. 12.

thèses concernant la nature de la désintégration et basées sur des considérations énergétiques. Il permet aussi l'étude directe des relations de quantité de mouvement entre les particules provenant de la désintégration et rend les plus grands services lorsqu'il s'agit d'identifier des produits de désintégration autres que les particules α .

Il est nécessaire d'introduire quelques modifications dans la disposition habituelle de la chambre. Ainsi, le fait que les protons incidents n'ont qu'un parcours de 1 cm pour 600 kilovolts empêche d'ordinaire ces protons de pénétrer dans la chambre de condensation ; on leur fait frapper une cible placée dans un tube pénétrant

au centre de la chambre (*fig. 12*). Une partie des parois de ce tube est constituée par une fine toile métallique sur laquelle est placée une lame mince de mica ayant un pouvoir d'arrêt d'environ 6^{mm}. La substance à étudier est généralement placée sur le mica sous forme d'une couche très mince ayant un pouvoir d'arrêt de 1^{mm} à 2^{mm}. Le pouvoir d'arrêt total de la cible, du support et de la fenêtre doit, autant que possible, être inférieur à 7^{mm}, pour que les particules α de faible parcours puissent entrer dans la chambre de condensation. Pour que la détente ne donne que des trajets de particules bien nets, il est nécessaire que les protons ne frappent pas la cible plus de 1/50^e de seconde avant cette détente. Il est donc nécessaire d'introduire un volet automatique sur le trajet du faisceau pour que les protons soient admis seulement au moment voulu.

§ 7. *Accélération par impulsions multiples.* — La méthode d'accélération par impulsions multiples a été employée par Lawrence, Livingston et White ⁽¹⁾ à l'Université de Californie. Les protons suivent un trajet circulaire dans le champ uniforme d'un puissant électro-aimant et sont accélérés deux fois à chaque tour par un champ électrique de haute fréquence produit entre deux électrodes creuses A et B (*fig. 13*), à l'intérieur desquelles les ions ne sont soumis à aucun champ électrique. La durée d'un tour effectué par les ions dans le champ magnétique, $\frac{2\pi m}{He}$, étant indépendante de la vitesse, pourvu que le changement de masse dû à celle-ci soit faible, peut être rendue égale à la période de l'oscillation du potentiel de haute fréquence, de sorte que les ions traversent un des intervalles entre les électrodes au moment d'un maximum positif et l'autre intervalle au moment d'un maximum négatif, étant ainsi accélérés à chaque tour deux fois par l'amplitude entière de la variation de potentiel. Ils parcourent ainsi une spirale de rayon de courbure croissant ρ relié à l'énergie V de l'ion en électron-volts par la relation

$$H\rho = \sqrt{\frac{2Vm}{e}} = 141\sqrt{V} \text{ pour un proton.}$$

(1) *Phys. Rev.*, t. 42, 1932, p. 150.

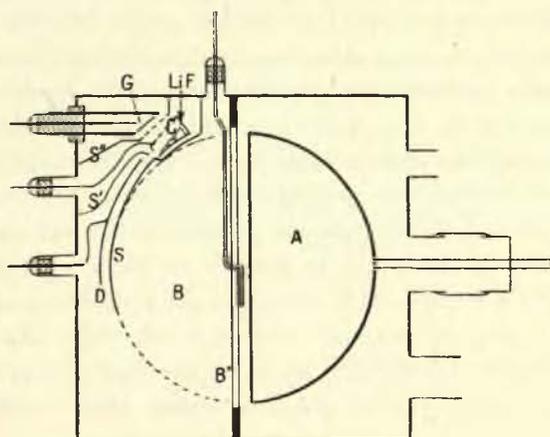


Fig. 13.

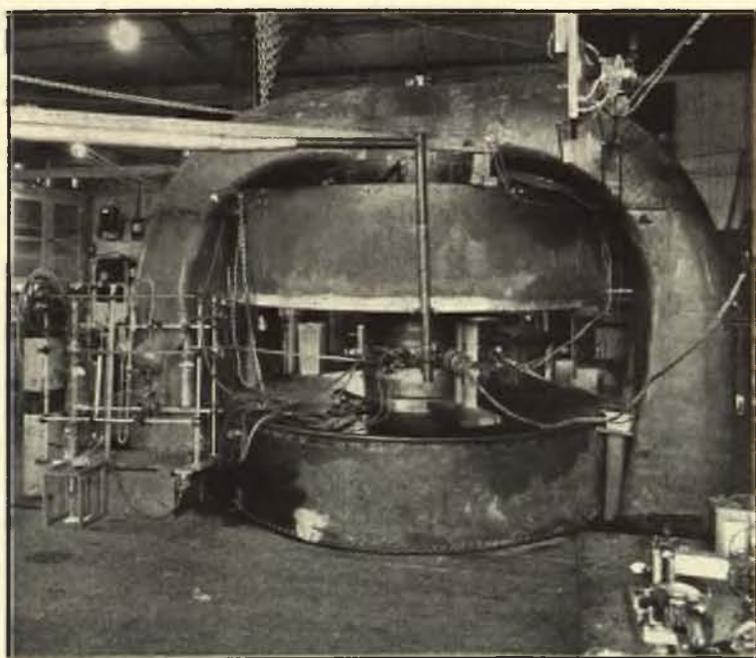


Fig. 14.

Il est par conséquent théoriquement possible d'obtenir des protons de 10 millions d'électron-volts en utilisant un champ de 15 000 gauss et un rayon de 30^{cm}. Dans ces conditions, la longueur d'onde de l'oscillation électrique nécessaire est d'environ 13^m. Cependant, la difficulté de réduire la longueur d'onde employée au-dessous de 20^m oblige à travailler avec des ions moléculaires donnant des protons de 5 millions d'électron-volts seulement. Si l'amplitude de la différence de potentiel est de l'ordre de 10 000 volts, les ions auront à faire environ 500 révolutions pour atteindre cette énergie, le chemin total parcouru étant d'environ 500^m. L'obtention de courants protoniques appréciables à l'extrémité de ce trajet exige que la perte par diffusion soit réduite au minimum dans le faisceau. Cette réduction est obtenue, en premier lieu, grâce à une focalisation électrostatique produite entre les électrodes et, en second lieu sous l'influence de la composante radiale du champ magnétique, qui tend à maintenir les ions dans le plan médian de l'intervalle entre les pièces polaires (entrefer).

L'appareil construit par Lawrence et représenté par la figure 14 a permis d'obtenir des ions d'énergie 4,4 millions d'électron-volts. Les courants les plus élevés obtenus jusqu'ici sont de l'ordre de 10⁻⁷ ampère.

§ 8. *Comparaison des diverses méthodes pour obtenir des ions de grande vitesse :*

Méthode.	Avantages.	Inconvénients.	Domaine optimum d'application.
Transformateur avec redresseur.	Possibilité de courants intenses.	Limitation du voltage à l'ordre de 10 ⁶ volts.	Jusqu'à 1 million de volts.
Générateur de Van de Graaff.	Simplicité de construction.	Très faibles courants disponibles.	Au-dessus de 1 million de volts.
Générateur à impulsion.	Facilite la construction du tube à décharge.	Très courte durée de l'impulsion.	Emploi de la chambre de Wilson.
Accélérateur à haute fréquence.	Petitesse des voltages nécessaires.	Limitation à de faibles courants.	Au-dessus de 1 million de volts.

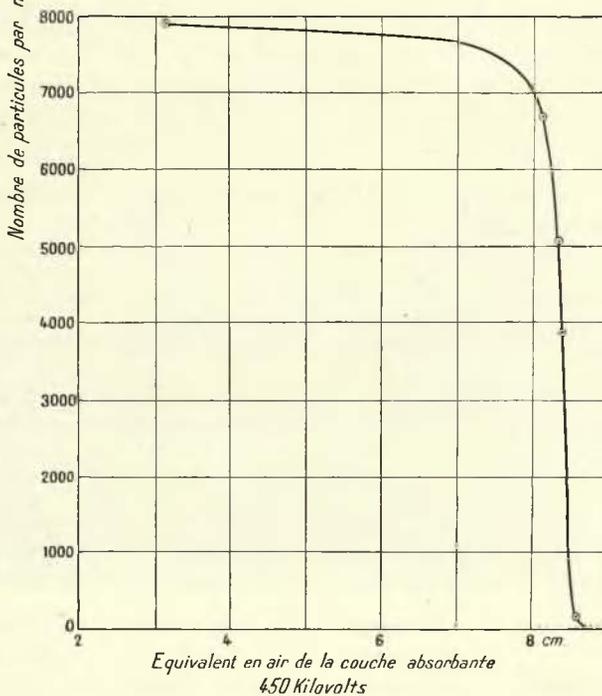
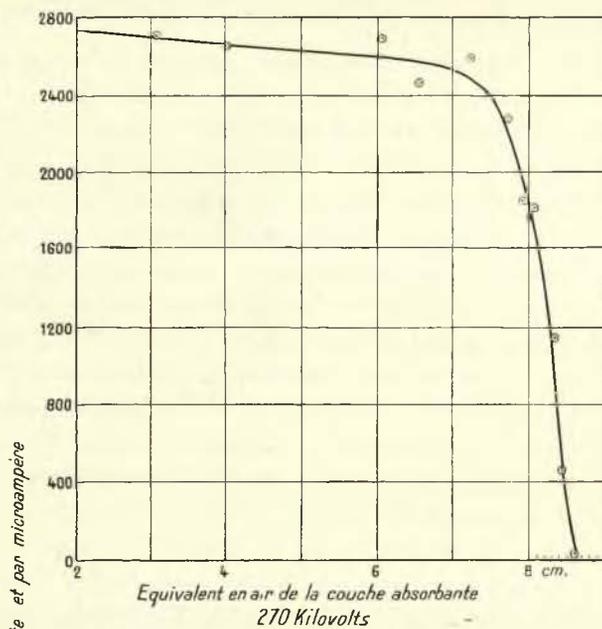


Fig. 15.

§ 9. I. *La désintégration du lithium.* — Les premières expériences de Cockcroft et Walton (1) ont porté sur le lithium. Une cible de lithium pur était bombardée par un courant d'ions hydrogène ayant une intensité d'environ 1 microampère, et les observations ont été faites au moyen d'un écran de sulfure de zinc. Lorsque le voltage accélérateur a atteint 100 kilovolts, on a observé des scintillations dont l'éclat a rendu probable l'émission de particules α par la cible. Des mesures grossières ont montré que le parcours de ces particules était d'environ 8^{cm} dans l'air. En plaçant devant la fenêtre une chambre de détente de Shimizu, on a observé des trajectoires confirmant l'émission de particules par la cible. Des écrans de mica ayant un pouvoir total d'arrêt de 1^{cm} d'air ont été placés entre la cible et l'écran fluorescent pour empêcher les protons diffusés d'atteindre celui-ci, des expériences auxiliaires ayant montré, d'accord avec des résultats antérieurs de Blackett (2), que des protons lancés sous 600 kilovolts avaient un parcours dans l'air d'environ 1^{cm}. Les expériences plus complètes qui vont être décrites ont alors été entreprises en utilisant un compteur à ionisation avec enregistrement oscillographique.

9. II. *Le parcours des particules.* — Le parcours des particules émises a été mesuré dans une direction perpendiculaire à celle des protons incidents en plaçant sur le tube une fenêtre de mica de pouvoir d'arrêt équivalent à 2^{cm} d'air et en déterminant au moyen de lames supplémentaires les deux courbes d'absorption données par la figure 15 pour des tensions respectives de 270 et de 450 kilovolts. Le parcours obtenu a été trouvé égal à $8,4 \pm 0,2$ ^{cm} et n'a pas varié avec la tension de plus de 1^{mm}. Le pouvoir d'arrêt des lames de mica a été déterminé au moyen des particules α de 8^{cm},6 de parcours du Th C.

Des expériences ultérieures ont été effectuées avec une fenêtre de mica ayant le faible pouvoir d'arrêt de 3^{mm},3 pour déceler la présence éventuelle de particules de faible parcours. On a ainsi obtenu la courbe d'absorption de la figure 16 qui montre

(1) COCKCROFT and WALTON, *Proc. Roy. Soc.*, t. 137, 1932, p. 229.

(2) BLACKETT, *Proc. Roy. Soc.*, t. 134, 1931, p. 658.

l'existence de deux groupes de particules, dont le plus lent est arrêté par environ 2^{cm} d'air, l'autre étant celui que nous avons primitivement observé. Rutherford et Oliphant ont trouvé récemment qu'il existe deux groupes de faibles parcours, arrêtés respec-

Désintégration du Lithium par des protons de 450 kv.
Courbe d'absorption

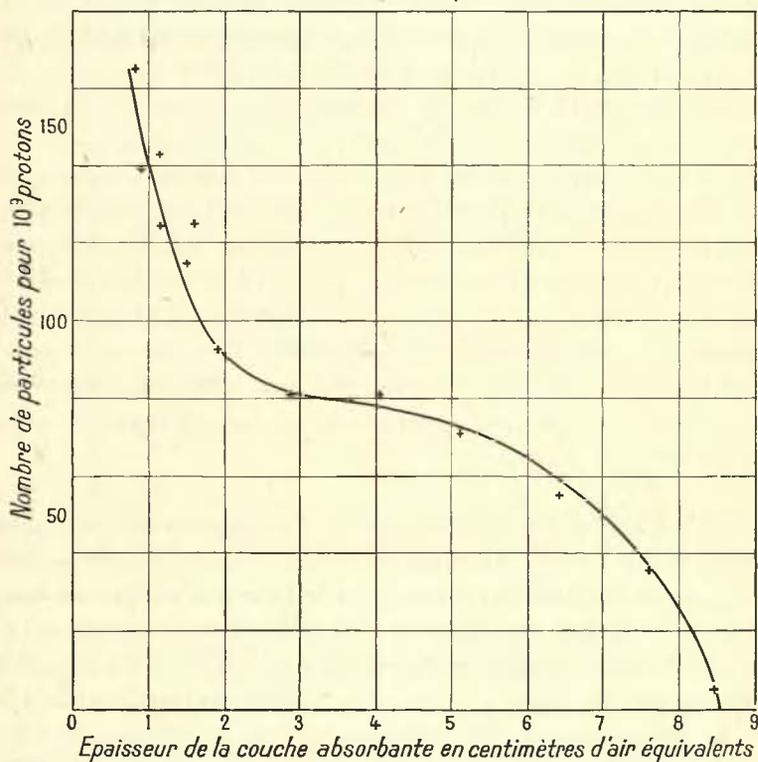


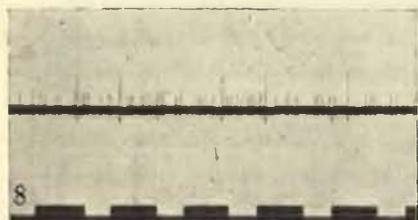
Fig. 16.

tivement par 6 et 11^{mm} d'air et comprenant un nombre total de particules triple de celui du groupe de long parcours.

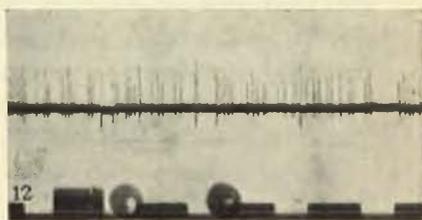
9. III. *La nature des particules.* — L'identification des particules a été faite en comparant l'ionisation qu'elles produisent avec celle d'une particule α à la même distance de l'extrémité de leur parcours. La figure 17 reproduit les enregistrements oscillographiques obtenus par interposition de diverses épaisseurs

DESINTEGRATION DU LITHIUM.

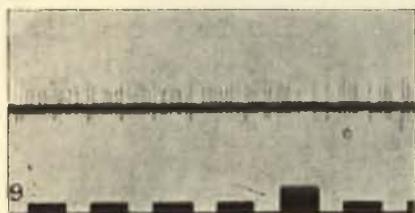
ENREGISTREMENTS OSCILLOGRAPHIQUES.



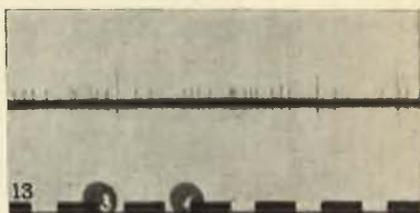
270 K. V.
Couche absorbante de 4cm.



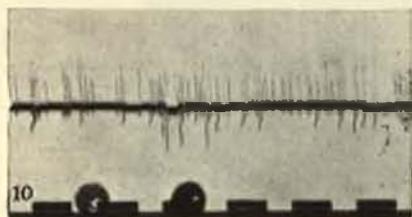
Particules α du polonium.
Couche absorbante de 2cm.



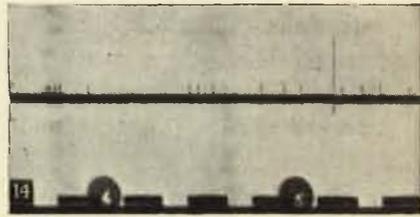
270 K. V.
Couche absorbante de 5cm.



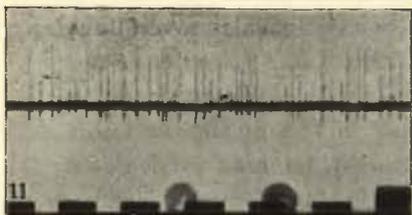
250 K. V.
Couche absorbante de 3cm, 1.



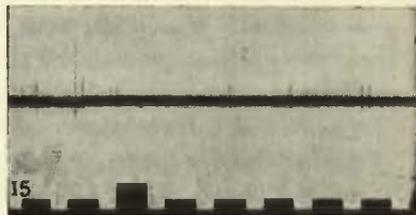
270 K. V.
Couche absorbante de 6cm, 6.



210 K. V.
Couche absorbante de 3cm, 1.



270 K. V.
Couche absorbante de 7cm, 9.



175 K. V.
Couche absorbante de 3cm, 1.

Fig. 17.

d'absorbant sur le trajet des particules. En déterminant l'intensité de l'ionisation produite par la hauteur proportionnelle de l'impulsion oscillographique, nous avons pu tracer la courbe de Bragg de la figure 18 pour la variation de l'ionisation avec l'épaisseur

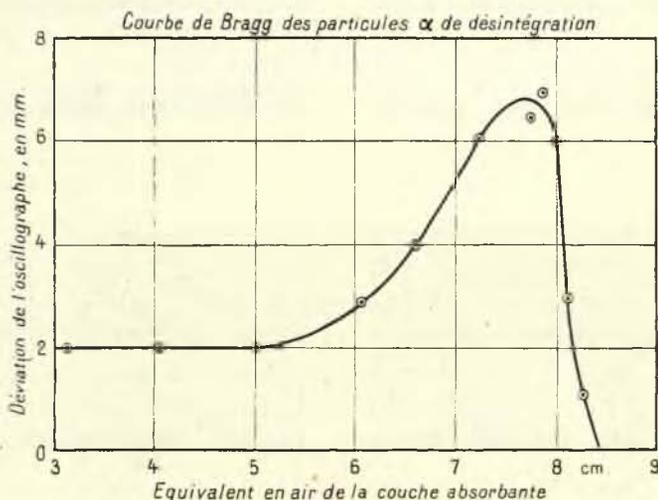
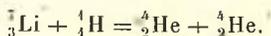


Fig. 18.

de l'absorbant. Le maximum de la densité d'ionisation a été trouvé identique à celui d'une particule α , apportant ainsi une forte présomption en faveur de l'hypothèse que les particules émises sont bien des particules α .

9. IV. *Nature de la désintégration.* — Cette hypothèse conduit tout naturellement à admettre la réaction suivante :



Il en résulte immédiatement que les deux particules α résultant de cette désintégration doivent être émises par paires dans des directions relatives telles que le principe de conservation de la quantité de mouvement soit satisfait. Si l'on néglige la faible quantité de mouvement du proton incident, les deux particules α doivent être émises dans des directions opposées.

Cette conclusion a été immédiatement vérifiée par une expérience utilisant une cible très mince de lithium et deux écrans à

scintillations placés de manière que les deux particules d'une même paire donnent lieu simultanément à une scintillation sur chacun d'eux. Deux observateurs enregistraient sur un ruban mobile l'apparition des scintillations; le résultat a montré que le nombre des coïncidences était en bon accord avec celui qui correspondait à la disposition géométrique de l'ensemble dans l'hypothèse où les particules étaient émises par paires dans des directions opposées.

Une confirmation encore plus décisive a été obtenue au moyen de photographies d'une chambre de Wilson par Kirchner ⁽¹⁾



Fig. 19 a.

et par Dee. Dans les expériences de Kirchner, des protons accélérés sous 200 kilovolts environ tombaient sur une cible de lithium de 10^{-5} cm d'épaisseur dans des conditions telles que des particules émises dans des directions opposées pouvaient pénétrer dans la chambre. La figure 19 a reproduit une photographie obtenue par Kirchner et montre que les particules α sont émises

(1) KIRCHNER, *Bay. Akad. d. Wiss.*, 1933, p. 129.

par paires avec un angle d'environ 175° entre les deux directions d'une même paire dont l'ensemble possède une faible quantité de mouvement dans la direction d'arrivée du proton incident. La figure 19 *b* donne une photographie analogue obtenue par Dee et Walton.

Des photographies à la chambre de Wilson ont été obtenues par

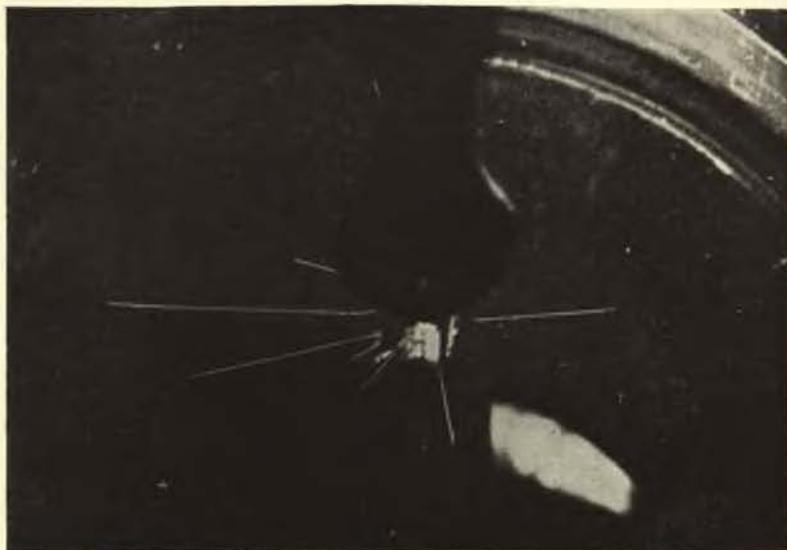


Fig. 19 *b*.

Dee et Walton pour les particules de faible parcours émises par le lithium soumis au bombardement par des protons; l'une d'elles est reproduite dans la figure 20. On peut aussi observer sur cette photographie deux trajectoires de long parcours qui traversent le champ éclairé dans des directions sensiblement opposées. La cible utilisée dans ce cas était une couche mince d'oxyde de lithium déposée sur la fenêtre de mica elle-même. Dans ces conditions le support de toile métallique n'arrête aucune des particules émises à travers la fenêtre et cette émission peut se faire sous un angle solide effectif presque égal à 2π . Les particules émises du côté opposé peuvent ne pas être observées à cause de l'arrêt produit par le support sur toutes les particules qui viennent dans des directions légèrement obliques. Une étude détaillée des parti-

cules de faible parcours est rendue très difficile par la nécessité d'employer des fenêtres de mica ayant un pouvoir d'arrêt inférieur à 4^{mm} d'air; le support intervient dans ce cas pour diminuer beaucoup le rendement.

Ces difficultés ont pu être surmontées récemment en permettant aux protons de pénétrer, à travers une fenêtre de mica mince,



Fig. 20.

dans la chambre de condensation où ils rencontrent une cible mince d'oxyde de lithium. Les particules α émises par cette cible se trouvent immédiatement dans le gaz de la chambre, ce qui simplifie beaucoup l'interprétation des clichés obtenus. Les protons diffusés produisent une sphère d'ionisation très dense mais, comme le montre la figure 20 *a*, les particules α de faible parcours sortent de cette sphère et peuvent être observées.

Dans une première série d'expériences, on a pu observer 22 semblables parcours, dont 14 constituaient des paires de directions sensiblement opposées, dont les deux trajectoires se rencontraient effectivement sur la cible. Sur les huit autres, cinq étaient dans des directions telles que les parcours opposés auraient eu à l'intérieur de la cible une partie d'équivalent en air très supérieur aux plus longs parcours observés et n'auraient par conséquent pas pu arriver dans le gaz. Il est donc certain que, dans la majorité des

cas, les particules sont émises par paires de directions opposées.

Il est plus difficile d'arriver à des conclusions précises concernant les parcours des particules qui forment une paire, et cela tant à cause de l'épaisseur finie de la cible (équivalente à $3^{\text{mm}},5$ d'air) que des irrégularités dans l'épaisseur de la couche de poudre qui constitue cette cible. La somme des parcours observés dans la chambre pour les deux particules, augmentés de l'équivalent en air de l'épaisseur, supposée uniforme, de la cible et ramenés à l'air dans les conditions normales a donné les valeurs : 21,0;



Fig. 20 a.

20,4; 22,2; 22,0; 20,0; 26,6 et $28^{\text{mm}},7$. Les deux dernières valeurs peuvent comporter des erreurs expérimentales plus grandes que les cinq autres.

9. V. *Le bilan énergétique de la désintégration.* — Si les observations sont faites sur des particules émises sensiblement à angle droit de la direction d'arrivée des protons, les énergies des deux particules d'une même paire doivent être égales. L'énergie maximum du système après la désintégration est ainsi deux fois l'énergie d'une particule α de $8^{\text{cm}},4$ de parcours, c'est-à-dire 17,4 millions d'électron-volts. Cette énergie doit correspondre à une perte de masse dans la transmutation et nous pouvons en déduire la masse de l'isotope 7 du lithium de la manière suivante :

Masse des deux particules α	8,0043
Masse équivalente à $17,4 \cdot 10^6 eV$	0,0184
	8,0227
Masse équivalente à l'énergie du proton.....	0,0003
Masse du proton.....	1,0078
	1,0081
Masse du noyau de lithium γ	7,0146

La valeur donnée par Bainbridge est 7,0146.

Il semble donc que, lors de l'émission des particules α de plus long parcours, on peut considérer que la totalité de l'énergie disponible se retrouve dans l'énergie cinétique des deux particules α .

L'énergie cinétique libérée dans l'émission d'une paire de particules de faible parcours est seulement de l'ordre de 4 millions d'électron-volts. Il existe donc une différence d'environ 13 millions entre les deux types de désintégration. Il est possible que cette énergie soit réémise sous forme de rayons γ . L'existence d'une semblable radiation accompagnant la désintégration du lithium a été annoncée par von Traubenberg (1), mais avant qu'on puisse tenir compte de cette constatation il est nécessaire de connaître l'intensité et la longueur d'onde du rayonnement observé.

9. VI. *Variation du nombre des désintégrations avec la tension pour une cible épaisse de lithium.* — Pour obtenir des données exactes sur la variation du nombre absolu des désintégrations en fonction de la tension sous laquelle sont lancés les protons, il est nécessaire de connaître la proportion de ceux-ci dans le faisceau d'ions positifs et le degré d'oxydation de la cible de lithium employée. Cette oxydation produit une diminution de la probabilité de collision nucléaire; des expériences de Kirchner (2) ont montré que la substitution d'une cible de lithium fraîchement distillée à une cible oxydée peut quadrupler le nombre des particules émises. Ce rapport observé concorde de manière satisfai-

(1) RAUSCH VON TRAUBENBERG, *Zeits. f. Phys.*, t. 81, 1933.

(2) KIRCHNER, *Phys. Zeits.*, t. 33, 1932, p. 773.

sante avec celui qu'on peut calculer en comparant les pouvoirs d'arrêt du lithium pur et du lithium oxydé.

Les diagrammes des figures 21 et 22 représentent les nombres

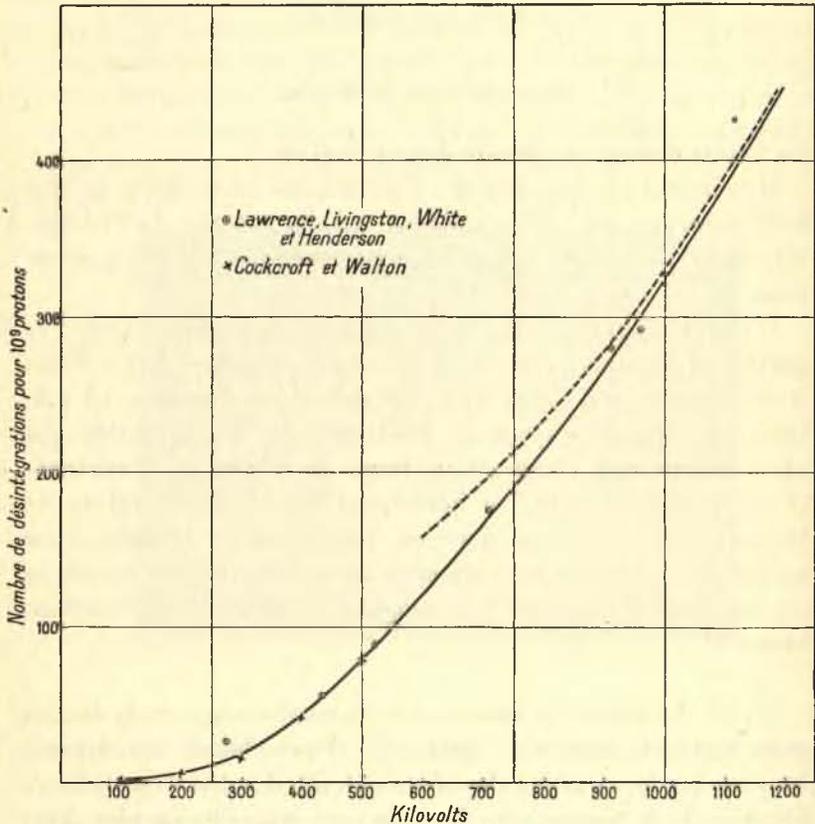


Fig. 21.

de désintégrations produites par 10^9 protons sur une cible de lithium pur en fonction de l'énergie cinétique des protons lorsque ceux-ci sont lancés sous des tensions variant de 20 à 1200 kilovolts. Les résultats entre 20 et 120 kilovolts ont été obtenus par Rutherford et Oliphant ⁽¹⁾ en utilisant un faisceau de protons purs isolé par analyse magnétique (ces nombres doivent être quadruplés pour donner le nombre total de désintégrations sur une cible de

⁽¹⁾ RUTHERFORD et OLIPHANT, *Proc. Roy. Soc., A*, t. 141, 1933, p. 259.

lithium pur). Les résultats entre 150 et 500 kilovolts sont ceux obtenus par Cockcroft et Walton avec un faisceau contenant environ moitié de protons et moitié de molécules, l'effet de ces ions moléculaires ayant été calculé et déduit. Les résultats

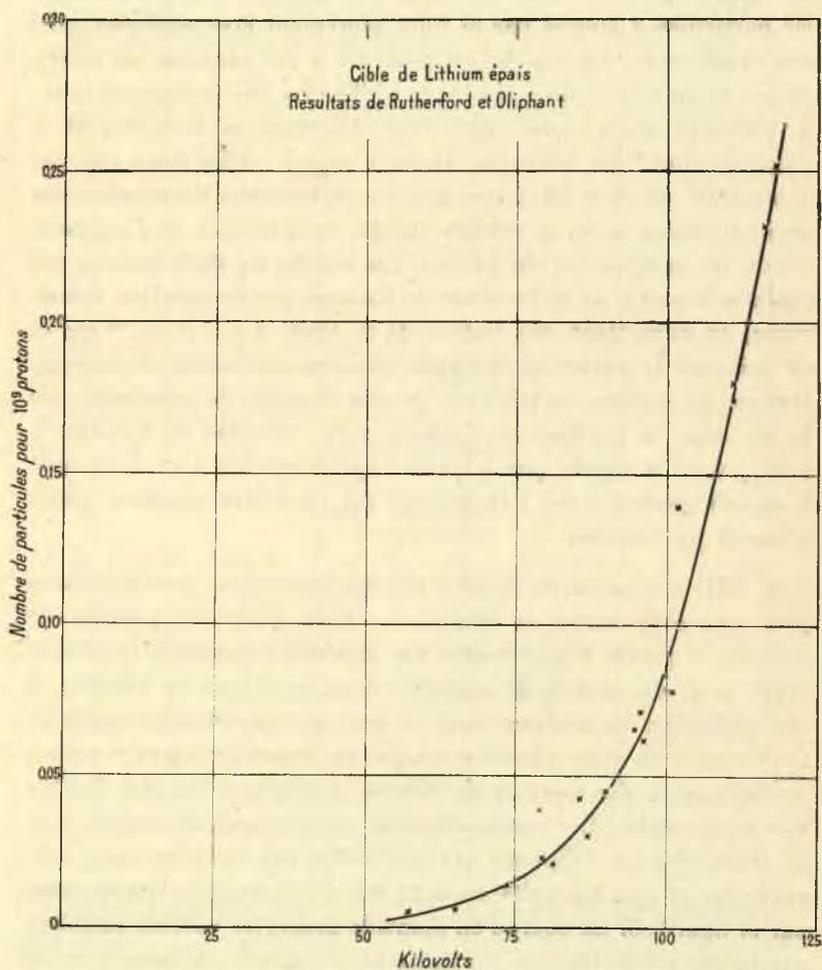


Fig. 22.

jusqu'à 1200 kilovolts ont été obtenus par Lawrence en utilisant un faisceau de protons purs isolé par analyse magnétique. On a supposé que les expériences jusqu'à 500 kilovolts ont porté sur une cible complètement oxydée et que le nombre corres-

pendant à une cible de lithium pur aurait été quatre fois plus grand; les expériences de Lawrence ont été faites avec une cible de fluorure de lithium et ses chiffres ont été également multipliés par quatre pour ramener au cas du lithium pur. On a admis que les particules α émises par le fluor pouvaient être négligées dans ces expériences. La courbe en pointillé a été obtenue en multipliant les nombres observés à 1200 kilovolts par le rapport entre le parcours des protons émis sous des tensions moindres et le parcours sous 1200 kilovolts. Dans la région où les deux courbes coïncident, on peut admettre que l'accroissement du nombre des désintégrations avec le voltage résulte uniquement de l'augmentation de pénétration du proton. La courbe en trait plein a été calculée à partir de la fonction de Gamow par intégration numérique, en admettant une valeur de r_0 égale à $2,5 \times 10^{-13}$ cm et en utilisant la variation observée expérimentalement de la pénétration du proton en fonction de son énergie; la constante qui figure dans la fonction de Gamow a été calculée de manière à faire passer la courbe par le point expérimental à 1200 kilovolts. L'accord général avec l'expérience est peut-être meilleur qu'on n'aurait pu l'espérer.

9. VII. *Variation du nombre des désintégrations avec la tension pour une cible mince de lithium.* — Bien qu'il soit possible de déduire, à partir d'expériences sur des cibles épaisses, la probabilité pour un proton de pénétrer dans le noyau de lithium, il est préférable de réaliser dans ce but des expériences spéciales avec une cible assez mince pour que les désintégrations y soient produites par des protons de vitesse comprise entre des limites très rapprochées. Ces conditions sont remplies par les expériences de Rutherford et Oliphant qui ont utilisé des tensions comprises entre 60 et 170 kilovolts et dont les résultats sont représentés par la figure 23. La courbe en pointillé donne les valeurs calculées par la théorie de Gamow, en utilisant la formule suivante pour la probabilité de désintégration sur une cible mince :

$$W = R_p N \frac{\pi \hbar^2}{2 m_p E_p} \exp \left[\frac{e^2}{\hbar} \sqrt{2 m_p} \frac{Z}{\sqrt{E_p}} (2 u_0 - \sin 2 u_0) \right],$$

où

$$\cos^2 u_0 = \frac{r_0 E_p}{Z e^2}, \quad \hbar = \frac{h}{2 \pi},$$

R_p parcours du proton; N nombre d'atomes de lithium par centimètre carré.

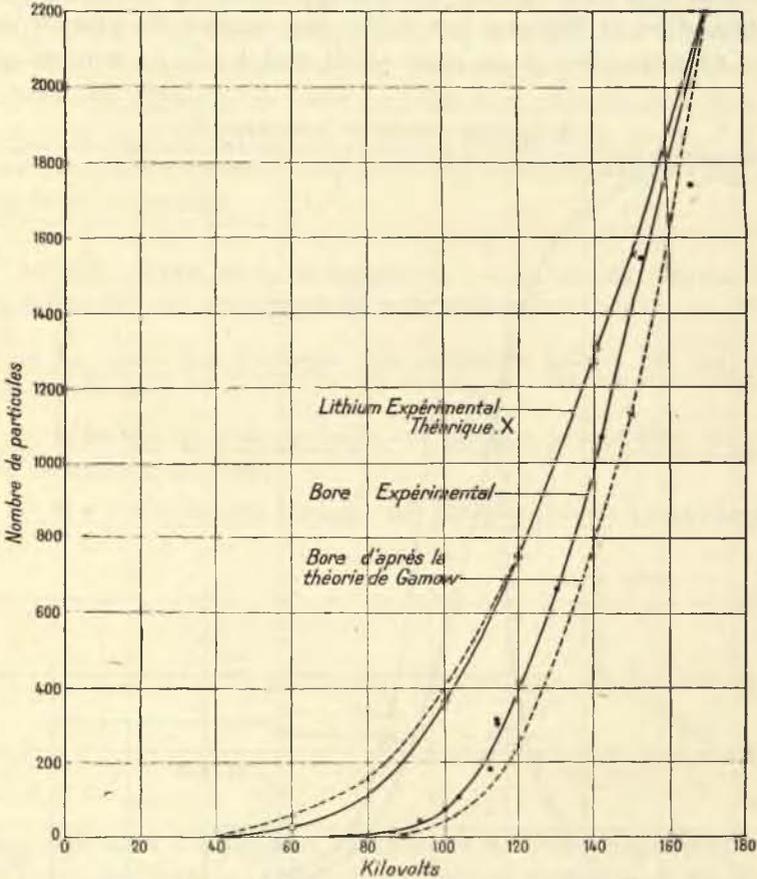


Fig. 23.

Le facteur qui multiplie l'exponentielle donne la surface effective de collision pour un proton et l'exponentielle donne la transparence de la barrière de potentiel pour un proton d'énergie E_p .

§ 10. I. *La désintégration du bore.* — Les expériences sur le bore de Cockcroft et Walton et celles de Rutherford et Oliphant ont été effectuées sur des cibles de bore en poudre pur de Kahlbaum et ont montré que, sous l'action d'un bombardement par des

protons, le bore est également désintégré avec une émission de particules α dont le nombre atteint vingt fois celui qu'on obtient dans les mêmes conditions avec une cible de lithium oxydé. Rutherford et Oliphant ont utilisé des courants de protons de 10 micro-ampères et un angle solide égal à 0,5. Le nombre de

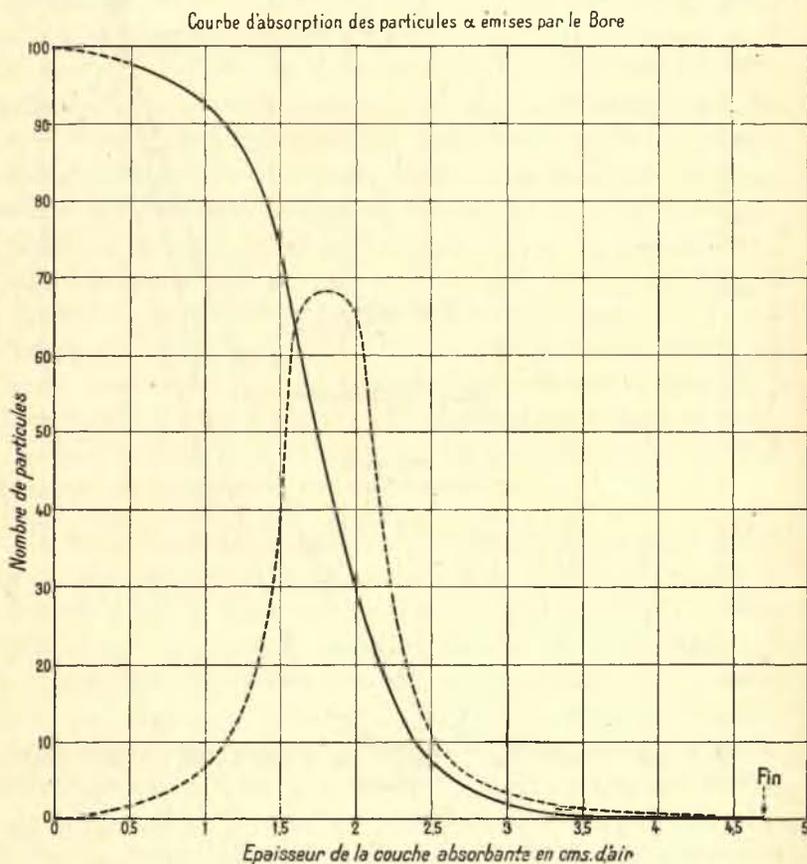


Fig. 24.

particules qui entrent dans le compteur pour une tension donnée était environ 500 fois plus grand que dans les premières expériences de Cockcroft et Walton, et a permis par conséquent d'obtenir des courbes d'absorption plus précises qui sont données ci-dessus.

10. II. *Le parcours des particules.* — La figure 24 donne la courbe d'absorption obtenue par Rutherford et Oliphant pour les particules de désintégration par proton sous une tension de 150 kilovolts. Pour chaque point de la courbe, on a compté environ 1500 particules. On peut constater que la courbe a une allure très différente de celle du lithium et présente une queue très prolongée. La courbe en pointillé, dérivée de la courbe d'absorption, donne le nombre de particules correspondant à chaque parcours déterminé.

10. III. *Nature de la désintégration.* — La courbe dérivée de la figure 24 met en évidence les faits suivants :

1° Le maximum d'énergie des particules émises est $5,9 \cdot 10^6$ électron-volts;

2° L'énergie la plus probable est presque exactement moitié de l'énergie maximum;

3° Il y a distribution continue des énergies jusqu'au maximum.

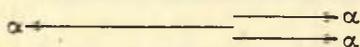


Fig. 25 a.



Fig. 25 b.

Ces trois faits s'expliquent complètement dans l'hypothèse où le noyau de l'isotope 11 du bore capture un proton et se dissocie en trois particules α . Puisque, dans ce type de désintégration, toutes les directions relatives d'émission des trois particules compatibles avec la conservation de la quantité de mouvement sont possibles, nous devons nous attendre à observer une distribution continue d'énergie. Le mode de désintégration qui fournit le maximum d'énergie à une particule est représenté par la figure 25 a, une des particules prenant les deux tiers de l'énergie totale tandis que dans le mode équiangle de la figure 25 b, chaque particule prend un tiers de l'énergie. La courbe de distribution

montre que ce mode équiangulaire doit être considéré comme le plus probable.

Bien que la courbe d'absorption apporte de sérieuses confirmations à l'hypothèse faite sur la nature de la désintégration du bore, il est cependant très désirable d'obtenir une preuve directe par la méthode de la chambre de Wilson. La figure 26 reproduit une photographie obtenue par Kirchner ⁽¹⁾ au moyen



Fig. 26.

de protons lancés sous 200 kilovolts; la distribution continue des énergies γ est manifeste. Kirchner a également obtenu la photographie de la figure 27 qui montre les trois trajectoires composantes en même temps d'ailleurs qu'une quatrième.

Un nombre considérable de photographies stéréoscopiques des trajectoires ont été obtenues pour les particules du bore par Dee et Walton. On a observé un grand nombre de cas où trois trajectoires issues d'un même point se trouvent sensiblement dans un même plan. Les conditions expérimentales permettaient la mesure des parcours et par conséquent des impulsions initiales des particules; on a constaté que, même dans ces cas, le principe

(¹) KIRCHNER, *loc. cit.*

de conservation n'était pas exactement satisfait. Cela peut être dû à de légères déviations des particules au passage à travers les fenêtres de mica, les trajectoires n'étant observées dans l'air que sur les 5 ou 10 derniers millimètres du parcours. Kirchner



Fig. 27.

n'indique pas les parcours des particules dans l'exemple { de désintégration du bore qu'il a publié, et ne donne pas non plus le nombre de ses photographies sur lesquelles ce mode de désintégration ne s'est pas présenté. Une étude beaucoup plus précise de ce problème est nécessaire pour donner la certitude que de semblables groupes de trajectoires correspondent bien à la désintégration d'un même atome de bore et non pas simplement à des groupements accidentels de particules provenant de la désintégration d'atomes différents.

10. IV. *Le bilan énergétique de la désintégration.* — Si nous admettons, d'après la courbe d'absorption, que l'énergie totale

des trois particules est $8,9 \cdot 10^6$ électron-volts dans le cas de la distribution équiangulaire nous pouvons en déduire la masse du ${}^4_5\text{B}$ de la manière suivante :

Masse de 3 atomes ${}^4\text{He}$	12,0065
Masse équivalente à $8,9 \cdot 10^6$ électron-volts.....	0,0095
	<hr/>
	12,0160
Masse d'un atome ${}^1\text{H}$	1,0078
Masse équivalente à l'énergie du proton.....	0,0002
	<hr/>
Masse de l'isotope ${}^4_5\text{B}$	11,0080
Masse donnée par Aston.....	11,0110
» par Bainbridge.....	11,0107

Un désaccord de 2 à 3 millions d'électron-volts apparaît ainsi entre l'énergie observée dans la désintégration et celle qu'on peut prévoir d'après les données du spectrographe de masse.

10. V. *Variation du nombre de désintégrations avec la tension pour une cible épaisse de bore.* — Les figures 28 a et 28 b donnent la variation du nombre de désintégrations obtenues sur une cible de poudre de bore pour 10^9 protons en fonction de la tension entre 50 et 1200 kilovolts. Les résultats entre 60 et 160 kilovolts sont dus à Rutherford et Oliphant opérant avec des faisceaux homogènes de protons; les résultats entre 150 et 500 kilovolts sont ceux obtenus par Cockcroft et Walton avec un faisceau contenant environ 50 pour 100 de protons; les résultats jusqu'à 1200 kilovolts sont ceux de Lawrence. Les données de Lawrence ont dû être raccordées avec celles de Cockcroft et Walton pour 500 kilovolts, la fenêtre de mica employée par Lawrence étant trop épaisse pour permettre une comparaison directe des valeurs absolues.

La courbe en pointillé a été obtenue, comme dans le cas du lithium, en multipliant les nombres observés à 1200 kilovolts par le rapport du parcours des protons lancés sous des tensions moindres à leur parcours sous 1200 kilovolts. La non-coïncidence des deux courbes montre que, dans la région considérée, l'accroissement avec la tension du nombre des désintégrations n'est pas dû seulement à l'accroissement de pénétration des protons.

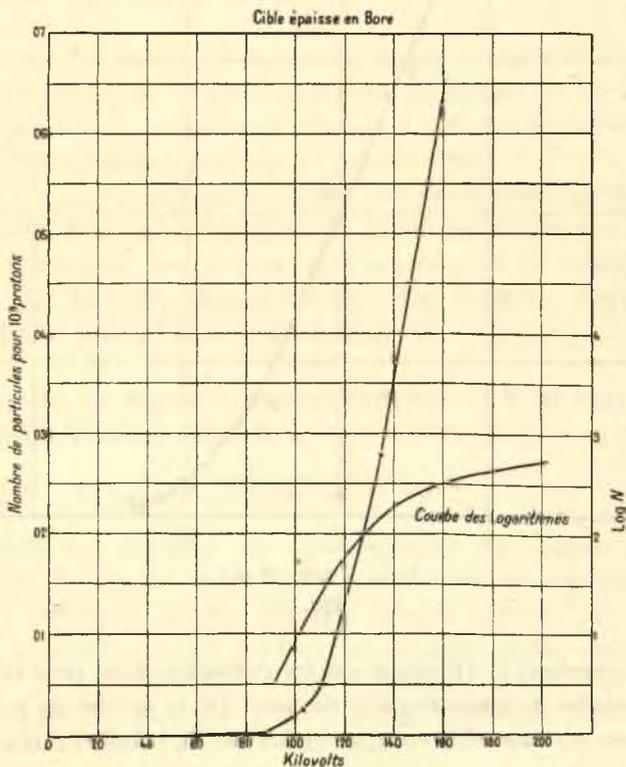
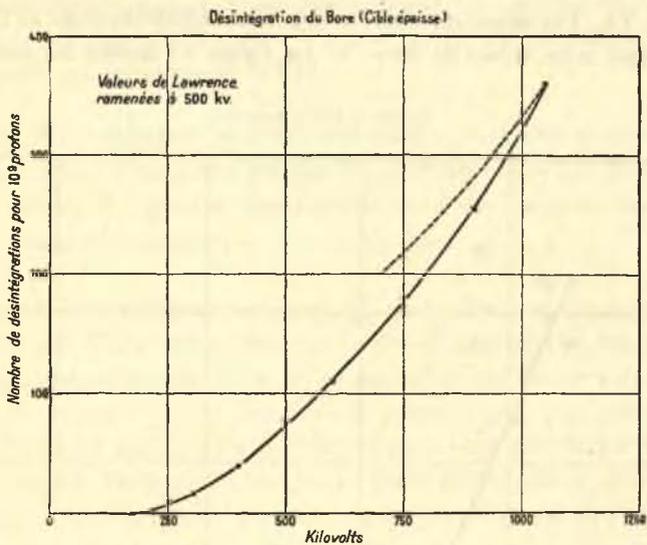


Fig. 28 a et 28 b.

10. VI. *Variation du nombre des désintégrations avec la tension pour une cible mince de bore.* — La figure 23 donne les résultats

FLUOR A 450 KILOVOLTS.

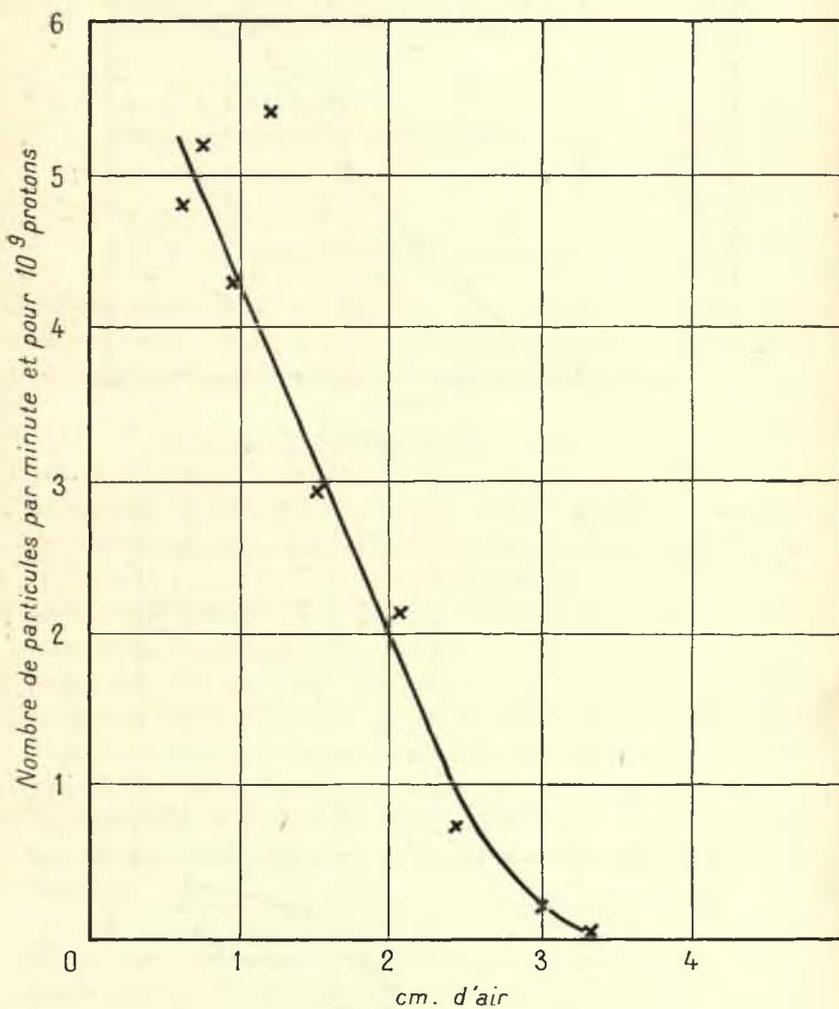


Fig. 29.

de Rutherford et Oliphant sur les désintégrations produites dans une couche monomoléculaire de bore. De la poudre de bore a été déposée sur une cible en acier et fondue de manière à donner une

couche sensiblement monomoléculaire. La courbe en pointillé donne les valeurs calculées d'après la théorie de Gamow par la formule du paragraphe 9 VII.

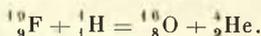
10. VII. *Résultats aux tensions élevées.* — Lawrence a annoncé l'apparition d'un autre groupe de particules α ayant un parcours de 6,6 cm. Ce groupe apparaîtrait pour des protons lancés sous une tension supérieure à 1000 kilovolts.

§ 11. I. *La désintégration du fluor.* — Des expériences ont été faites par Cockcroft et Walton et par Rutherford et Oliphant sur la désintégration du fluor, avec des cibles de fluorure de calcium et de fluorure de fer. Sous un bombardement par protons, des particules α sont émises en nombre beaucoup plus faible que dans les cas du lithium ou du bore. Pour cette raison, les données expérimentales relatives au fluor sont actuellement moins précises que dans les deux autres cas.

11. II. La figure 29 donne la courbe d'absorption observée par Cockcroft et Walton pour les particules α ; le parcours maximum des particules est d'environ 3^{cm}, correspondant à une énergie d'environ 4 millions d'électron-volts.

Lawrence, Livingston et White ont récemment annoncé l'existence de deux autres groupes de particules α avec des parcours de 5,6 et 6,9 cm; ces groupes apparaissent pour des voltages de 725 et 1150 kilovolts respectivement. Les courbes obtenues par Lawrence sont données par la figure 30.

11. III. *La nature de la désintégration.* — Il est naturel d'admettre la réaction suivante :



D'après les données du spectrographe de masse, la diminution de masse dans cette transformation est équivalente à $5,3 \cdot 10^6$ électron-volts. Comme on doit prévoir que la particule α prendra les $4/5$ de l'énergie cinétique totale, nous devrions nous attendre à trouver des particules ayant des énergies moindres que 4,2; 4,8 et 5,1 millions d'électron-volts respecti-

vement. Comme les groupes de 5,6 et 6,9 cm correspondent à des énergies de 6,7 et 7,5 millions d'électron-volts respectivement,

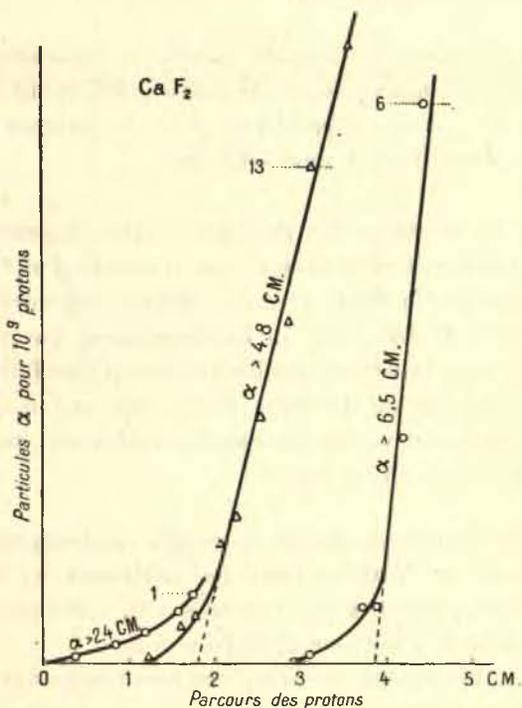


Fig. 30.

il y a un désaccord dans le bilan d'énergie pour les groupes obtenus par Lawrence.

11. IV. La figure 31 donne le nombre de désintégrations qui seraient produites dans du fluor gazeux par 10^9 protons de divers voltages. Pour obtenir cette courbe, on a multiplié par 2,5 les nombres observés avec une cible solide de fluorure de calcium de manière à tenir compte des pouvoirs d'arrêt relatifs du fluorure de calcium et du fluor gazeux.

§ 12. *Désintégration du glucinium et du carbone.* — Cockcroft et Walton ont observé l'émission de particules α par le glucinium et le carbone sous l'action des protons, le parcours des particules étant d'environ 3^{cm} et le nombre environ 0,1 pour 10^9 protons

lancés sous des tensions de l'ordre de 500 kilovolts. Des résultats analogues ont été obtenus par Lawrence.

Fluor
Couche absorbante équivalente à 9,5 mm d'air

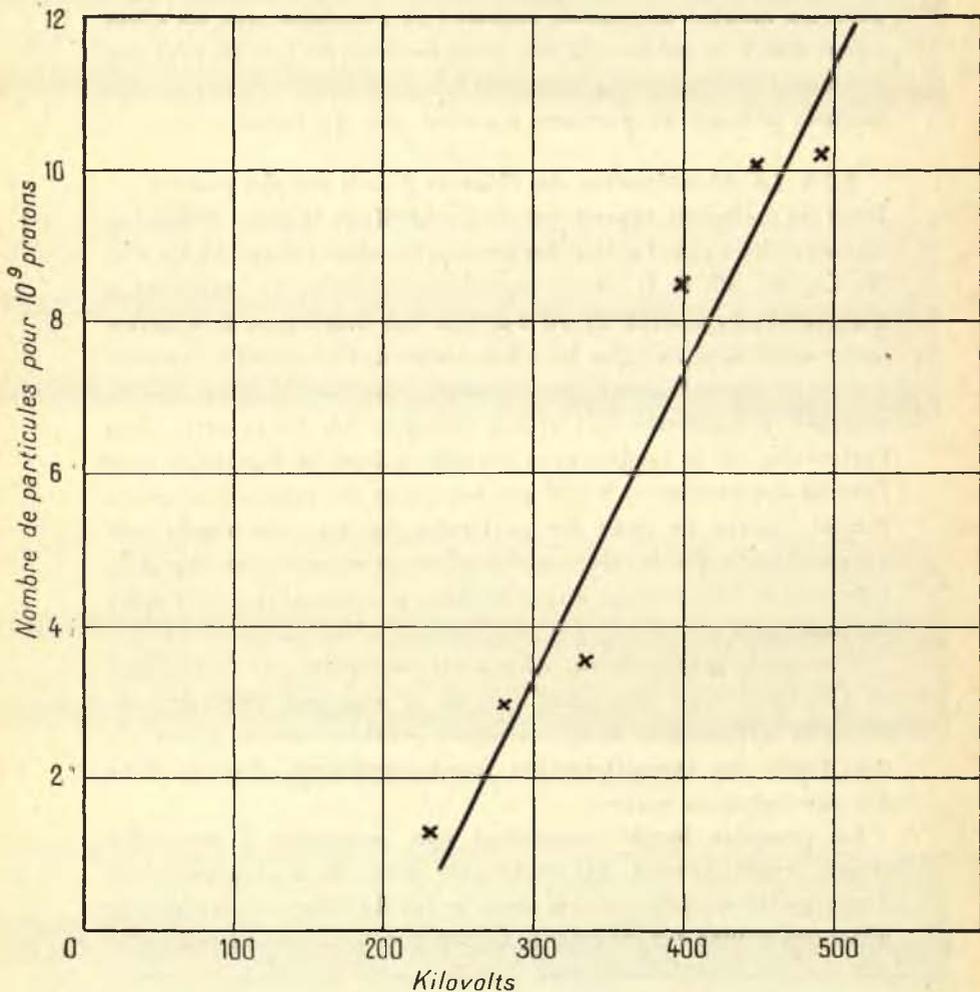
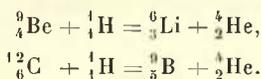


Fig. 31.

Si cette émission de particules α correspond effectivement à la désintégration des éléments et non à la présence d'une impureté,

les transmutations suivantes semblent probables :

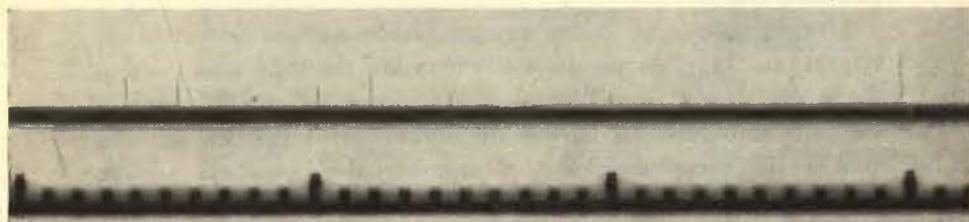


Les très faibles nombres observés et l'ordre de grandeur des parcours laissent néanmoins subsister la possibilité que les effets soient dus à la présence d'une trace de bore, et l'on ne peut pas attribuer une grande importance à ces résultats tant que des mesures précises de parcours n'auront pas été faites.

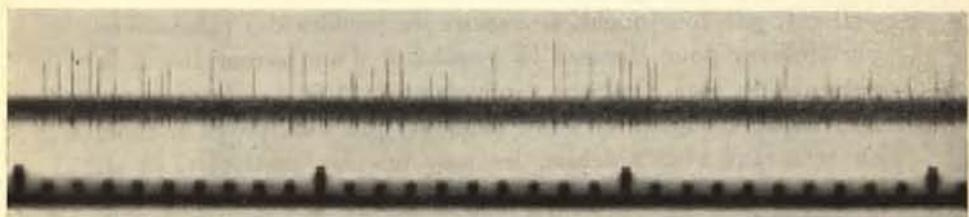
§ 13. *La désintégration des éléments lourds par des protons.* — Dans les premières expériences de Cockcroft et Walton, l'émission de particules α sous l'action des protons fut observée sur Al, Ca, Cu, Ni, Co, Ag, Pb et U, tandis qu'aucune émission de particules α n'a été observée avec O, K, Fe, Au. Ces différences très nettes ont conduit à penser que les effets observés étaient effectivement dus à la désintégration des éléments bombardés, bien que la présence d'impuretés soit restée possible. La découverte, dans l'intervalle, de la facilité avec laquelle le bore se désintègre sous l'action des protons et le fait que beaucoup des parcours observés étaient voisins de ceux des particules du bore ont rendu très vraisemblable que la plupart des effets pouvaient être dus à la présence de bore comme impureté dans une proportion de l'ordre du millième.

Une étude précise de cet effet a été entreprise par Rutherford et Oliphant avec une cible d'oxyde d'uranium. Les résultats de leurs expériences sont nettement visibles sur la figure 32 qui donne les enregistrements oscillographiques obtenus dans des circonstances variées.

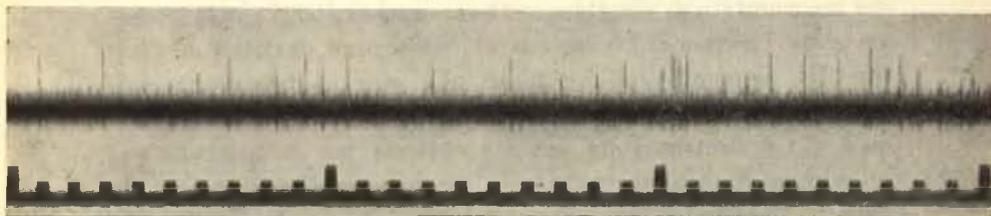
La première bande correspond aux particules α naturelles émises spontanément par une cible d'oxyde d'uranium. Une décharge fut ensuite envoyée dans le gaz du tube accélérateur et, après que le vide eut été rétabli, la cible fut de nouveau bombardée par des protons. La deuxième bande montre que, dans ces conditions, l'émission des particules α est singulièrement augmentée. La troisième bande a été obtenue avec une cible de thallium après passage de la décharge dans le gaz. Une nouvelle cible de thallium ayant été introduite et bombardée sans aucune décharge



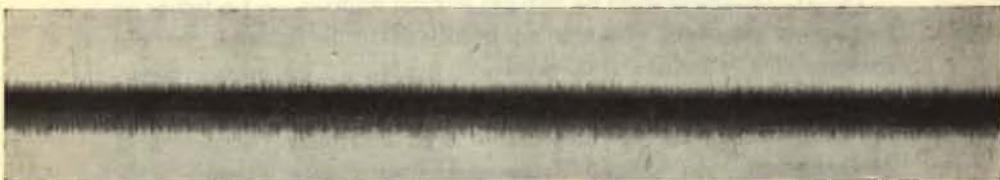
U_3O_8 , Particules naturelles.



U_3O_8 , Bombardé à 160 KV, 10 μ A, après décharge.



Th, Bombardé à 160 KV, 10 μ A, après décharge.



Th, Bombardé à 205 KV, 10 μ A, cible parfaitement propre.

Fig. 32.

préliminaire à travers le gaz, aucune émission de particules α ne fut observée.

L'expérience rend ainsi vraisemblable qu'une impureté se dépose sur la cible pendant l'évacuation du tube sous l'action de la décharge et que l'émission observée est due à la présence de cette impureté. Le bore étant normalement présent dans les parois de verre du tube, l'ensemble des résultats semble bien établir que le bore intervient comme impureté pour produire les effets et que les différences si caractéristiques observées dans les premières expériences sont dues à une absorption sélective du bore par certains éléments.

Il est, par conséquent, nécessaire de prendre des précautions particulières pour éliminer la possibilité d'une erreur liée à la présence du bore. On peut y réussir en évitant que la décharge ne vienne atteindre la cible pendant que l'on purge le tube, en mesurant avec précision les parcours des particules, et en utilisant la chambre de Wilson pour examiner de près la nature des désintégrations.

§ 14. I. *Désintégrations produites par des ions ${}^1_1\text{H}$.* — Le domaine des transmutations possibles a été récemment élargi par la découverte de Lawrence, Livingston et White que des ions de l'isotope ${}^1_1\text{H}$ peuvent produire toute une série de transmutations. Des ions (${}^1_1\text{H}$ ${}^4_2\text{He}$) de grande vitesse avec des énergies allant jusqu'à $2 \cdot 10^6$ électron-volts ont été obtenus par la méthode des impulsions multiples; chacun de ces ions contenait un proton avec un tiers de l'énergie totale et un deuton avec les deux autres tiers.

14. II. *Désintégration du lithium par des deutons.* — La figure 33 donne les résultats obtenus en bombardant le lithium par des deutons. On y constate la présence, à côté du groupe de particules α produites par les protons, d'un nouveau groupe α de 14,5 cm de parcours. Il paraît raisonnable d'en attribuer l'origine à la désintégration du ${}^6_3\text{Li}$ en deux particules α sous l'action d'un deuton. Le bilan d'énergie de cette transmutation se présente de la manière suivante :

${}^6\text{Li}$	6,0145
${}^2\text{H}$	2,0135
Energie cinétique de ${}^2\text{H}$	0,0014
	<hr/>
	8,0294
$2\ {}^4\text{He}$	8,0043
	<hr/>
	0,0251

L'énergie cinétique ainsi prévue pour les deux particules α correspond à $11,7 \cdot 10^6$ électron-volts alors que l'énergie observée est $12,4 \cdot 10^6$.

Rutherford et Oliphant ont trouvé, en utilisant des deutons

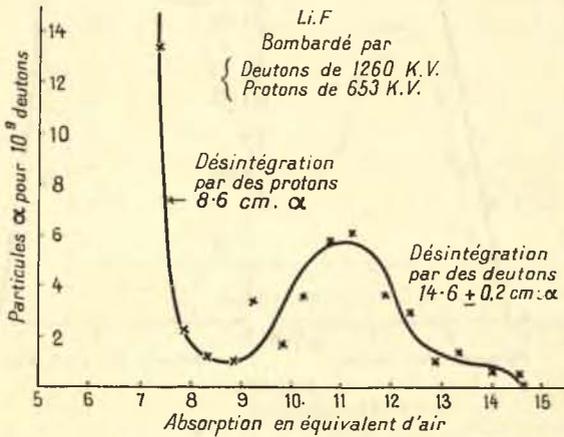
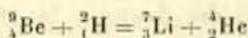


Fig. 33.

lancés sous 100 kilovolts, un parcours de 13,2 cm, qui correspond à une énergie de 11,3 millions d'électron-volts, ce qui donne un excellent accord avec la valeur calculée qui est de 11,1 millions.

14. III. *Désintégration du glucinium par des deutons.* — La figure 34 donne les résultats obtenus en bombardant le glucinium par des deutons. On a observé l'émission de particules α de parcours environ 3,4 cm pour des deutons ayant des parcours supérieurs à 1,2 cm, le nombre des particules émises étant mille fois plus grand qu'avec des protons.

La réaction probable :



donnerait pour l'énergie de la particule α une limite supérieure de $7,8 \cdot 10^6$ électron-volts en utilisant la valeur $9,0134$ donnée par Bainbridge pour la masse de ${}^9\text{Be}$. Le parcours observé correspond à une énergie de $4,7 \cdot 10^6$ électron-volts.

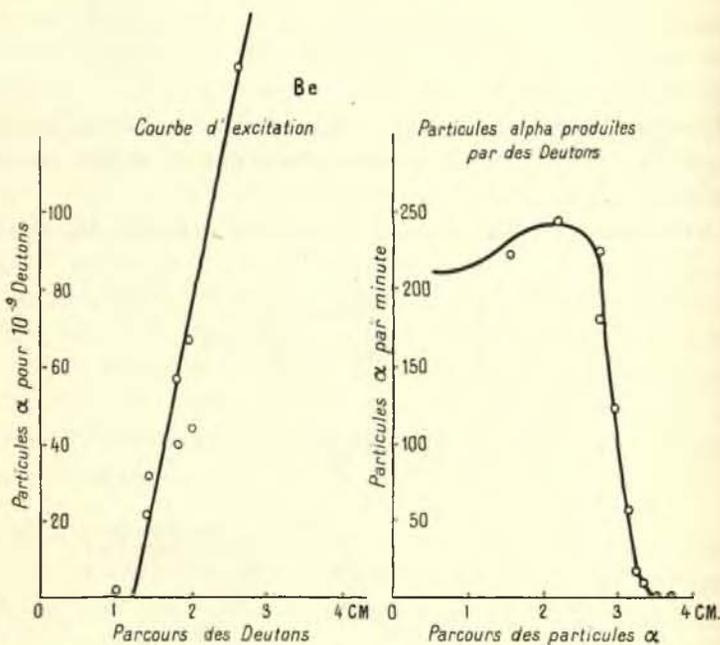
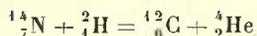


Fig. 34.

14. IV. *Désintégration de l'azote par des deutons.* — La figure 35 donne les résultats obtenus en bombardant l'azote par des deutons. Deux groupes de particules α ont été observés avec des parcours de 3,8 et 6,7 cm. La réaction :



laisse prévoir une énergie de $15 \cdot 10^6$ électron-volts très éloignée des résultats observés, de sorte que la nature de cette désintégration reste encore très douteuse.

14. V. *Désintégration des éléments par des deutons avec émission de protons.* — Lawrence, Livingston et White ont également annoncé que certains éléments émettent des protons sous l'action du bombardement par des deutons. Ils trouvent, en particulier,

qu'un grand nombre d'éléments émettent des protons ayant un parcours d'environ 18^{cm} correspondant à une énergie de l'ordre de 3,6.10⁶ électron-volts.

Le Tableau III donne la liste des éléments sur lesquels l'émission de protons a été observée, avec le parcours des protons et le minimum approximatif de l'énergie nécessaire des deutons pour obtenir chaque émission.

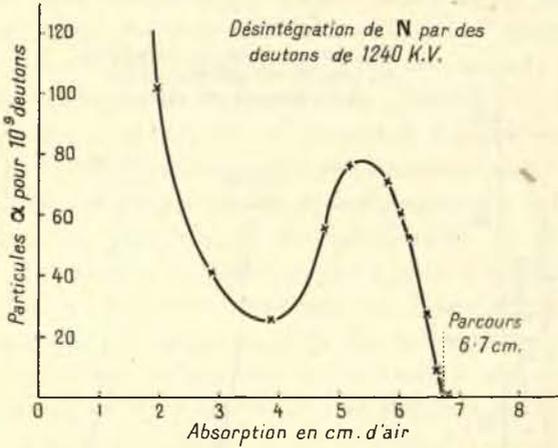


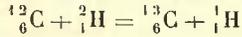
Fig. 35.

TABLEAU III.

Substance bombardée.	Énergie des deutons en 10 ³ e V.	Parcours des protons en cm.	Nombre de protons pour 10 ⁹ deutons de 1260.10 ³ e V.	Seuil d'énergie pour les deutons en 10 ³ e V.
C.....	1260	19,0	>80	840
PO ³ Na	1260	12,0	>40	790
»	-	18,5	-	-
»	-	26	-	-
»	-	35	-	-
Si O ²	1260	13	>40	790
»	-	18,5	-	-
Cu S.....	1260	11,5	>30	-
»	-	17,8	-	-
Au.....	1260	18	-	-

La figure 36 donne la variation du parcours des protons émis

par le carbone en fonction de l'énergie des deutons. Dans ce cas, la variation de l'énergie du proton est presque exactement égale à celle de l'énergie du deuton. Ce résultat est en faveur de l'hypothèse que la réaction est la suivante :



et correspond à l'addition d'un neutron au noyau du carbone

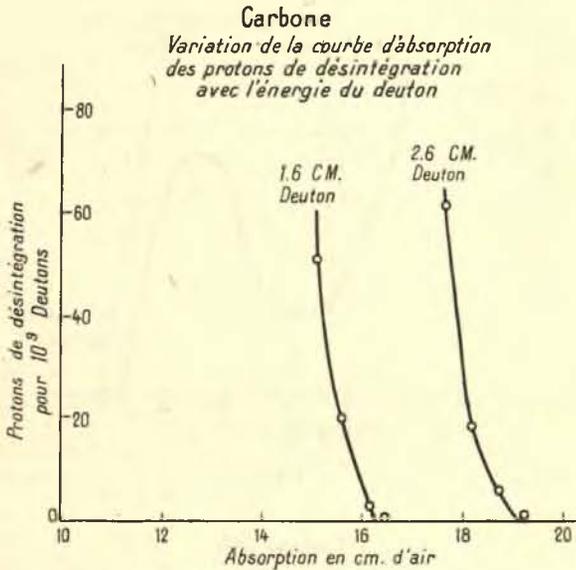


Fig. 36.

avec un dégagement d'énergie d'environ $6 \cdot 10^6$ électron-volts. Il serait par conséquent nécessaire d'admettre une émission complémentaire de rayons γ représentant une différence d'énergie d'environ 2 millions de volts ; à moins que la masse de ${}^{13}_6\text{C}$, déduite du spectre de bandes, ne soit trop faible.

Il est d'ailleurs assez superflu de discuter plus longuement la nature de ces transformations avec émission de protons tant qu'on ne disposera pas de données expérimentales plus nombreuses.

§ 15. *Expériences avec des ions lithium de grande vitesse.* — Cockcroft et Walton ont fait quelques essais de bombardement du lithium et du bore par des ions lithium d'énergie allant jus-

qu'à 600.10^3 électron-volts avec des intensités de 20 microampères. Les résultats ont été négatifs et il semble probable que des tensions beaucoup plus élevées seront nécessaires pour obtenir des désintégrations au moyen de ces ions.

§ 16. *Le développement futur des recherches.* — La ligne générale du développement de cette nouvelle méthode d'étude du noyau nous paraît actuellement assez simple. Sous l'action de protons comme projectiles, les éléments du type $4n + 3$ seront probablement les plus faciles à désintégrer. Avec des courants de l'ordre de 100 microampères et des tensions de l'ordre de 800 kilovolts, telles que celles dont dispose le Cavendish Laboratory, il doit être possible d'obtenir toutes les données nécessaires à une description complète des propriétés de désintégration du lithium, du bore, du fluor et probablement de l'aluminium.

Pour ce qui concerne les éléments plus lourds, il paraît probable que les tensions nécessaires augmenteront à peu près comme le nombre atomique, de sorte que, avec des cibles placées dans des conditions analogues, des tensions de l'ordre de 3 millions de volts doivent être suffisantes pour l'étude des éléments de la première moitié de la table périodique. Il est cependant possible qu'avec des voltages aussi élevés on trouve difficile de maintenir les courants intenses sur la cible et les grands angles solides de mesure qui sont utilisables avec des tensions moindres; dans la méthode de Lawrence, par exemple, les courants sont environ mille fois moindres que dans les méthodes directes. Bien que cette diminution du courant et de l'angle solide puisse être compensée par une efficacité plus grande des chocs aux potentiels élevés, notre information actuelle n'est pas suffisante pour prévoir quelles seront les tensions nécessaires dans ces conditions.

La désintégration α des éléments du type $4n + 2$ sera sans doute étudiée le plus facilement par l'emploi des courants d'ions de ^3H , en même temps que le nouveau type de désintégration avec émission de protons découvert par Lawrence peut élargir singulièrement le champ des recherches sur le noyau.

Il sera également intéressant de déterminer quelles tensions sont nécessaires pour obtenir des effets observables avec des ions d'hélium; la possibilité d'obtenir avec ces ions des courants intenses

peut rendre possibles les observations avec des tensions beaucoup moindres qu'il ne correspond aux sources naturelles de particules α , en même temps qu'il doit être possible d'obtenir des ions d'hélium d'énergie cinétique beaucoup plus grande que celle d'aucune particule α naturelle.

En utilisant ces divers projectiles, on doit pouvoir obtenir une étude complète de la barrière de potentiel des éléments légers pour diverses sortes de particules et en déduire des renseignements sur les actions mutuelles des divers constituants du noyau. L'étude de l'émission des rayons γ et celle de la structure des divers groupes de particules α et des niveaux de résonance, doivent permettre de compléter notre connaissance des systèmes de niveaux pour les particules α et les protons dans les noyaux légers, de sorte que, par combinaison de ces données avec les résultats des expériences sur les particules α naturelles, la théorie de la structure nucléaire puisse enfin être établie sur une base expérimentale réellement satisfaisante. C'est alors seulement que nous serons en mesure de discuter utilement les questions si controversées qui concernent la synthèse et l'abondance relative des éléments ainsi que l'histoire des systèmes stellaires.

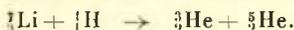
DISCUSSION DU RAPPORT DE M. COCKCROFT.

I. — PARTIE EXPÉRIMENTALE.

M. RUTHERFORD. — *Sur le bombardement par protons et deutons.* — Ayant été l'un de ceux qui se sont intéressés dès le début aux transformations atomiques, je voudrais féliciter ici du succès de leurs efforts tous les chercheurs dont les travaux ont contribué si puissamment à augmenter nos connaissances en cette matière dans les deux dernières années. Ces résultats n'ont été obtenus qu'après un grand nombre d'années de travail pénible; grandes, en effet, sont les difficultés qu'on rencontre dans la production de courants de particules rapides, soit qu'on utilise de hauts voltages appliqués à des tubes à vide, soit qu'on ait recours aux méthodes indirectes qui ont été imaginées.

Un grand nombre d'expériences peuvent être effectuées à basse tension, à condition de se servir de courants intenses d'ions; pour d'autres, seules des particules de très grande vitesse peuvent être utilisées. Tout récemment, M. Oliphant et moi avons construit un appareil où de très puissants courants d'ions positifs peuvent être accélérés au moyen de potentiels modérés d'environ 200 000 volts. Ces particules sont alors dispersées par un champ magnétique et de cette manière on peut, par exemple, faire tomber successivement sur l'objet bombardé des protons ou des ions de l'isotope lourd d'hydrogène. Avec cet appareil nous pouvons compter dans la chambre d'ionisation jusqu'à 20 000 particules de désintégration par minute. Grâce aux grands nombres dont nous disposons, nous avons pu tracer une courbe d'absorption précise pour les particules émises lorsque le lithium est bombardé par des protons. Cette courbe est représentée dans la figure 37, où à côté des particules de 8,4 cm de parcours, il y a encore deux groupes dont les parcours sont d'environ 7 et 11^{mm}. L'ionisation produite par ces particules indique qu'elles portent la charge 2. Ce sont des particules α ou bien des isotopes encore inconnus de l'hélium, tels que ^3He

ou ${}^3_2\text{He}$. Dans le dernier cas la réaction serait



ce qui expliquerait l'existence des deux faibles parcours. Pour le moment, il est important de songer à de pareilles possibilités

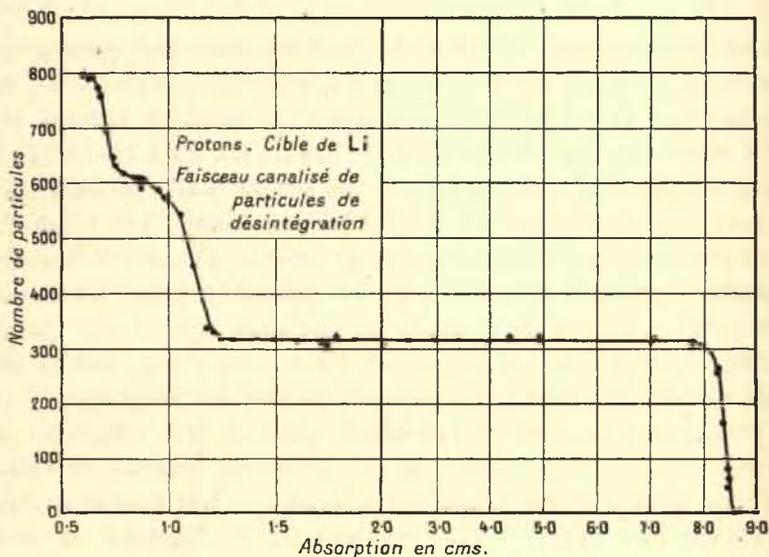


Fig. 37.

et nous espérons bientôt faire une détermination de e/m pour chaque type de particules, de façon à être complètement renseignés sur leur nature. Il est également important d'employer comme cible pour les projectiles des isotopes purs du lithium, de façon à connaître exactement l'isotope qui est responsable de la réaction. Il n'y aurait pas grande difficulté à les séparer, puisque des couches monomoléculaires suffisent.

Une autre explication possible de la présence de particules de faible parcours du lithium est l'émission d'un rayon γ avant que le noyau ${}^8\text{Be}$ excité, qui peut avoir été formé temporairement, ait eu le temps de se scinder en deux particules α . Pour vérifier cette explication, il sera nécessaire, non seulement de détecter les rayons γ , mais aussi de mesurer leur énergie et leur intensité. Pour le moment il est de toute importance de ne pas perdre de

vue que les différents modes de désintégration suggérés peuvent se présenter tous, mais à des degrés différents.

Tout récemment, M. le professeur G. N. Lewis a eu l'amabilité de m'envoyer un peu d'hydrogène lourd à l'état pur, et en l'utilisant, M. Oliphant et moi, avons été à même d'examiner de plus près les particules dont M. le professeur Lawrence a montré qu'elles sont émises lorsque du lithium est bombardé au moyen d'ions de l'isotope lourd de l'hydrogène. Ces particules sont émises

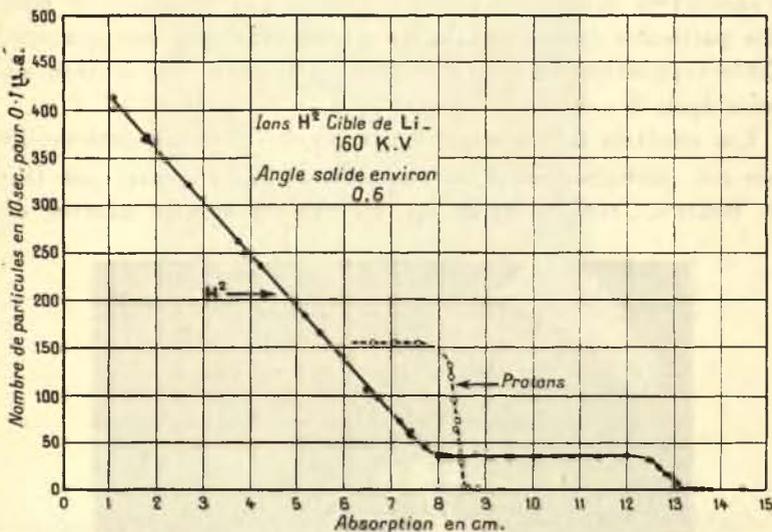
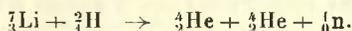


Fig. 38.

très facilement et la constatation de leur présence constitue une méthode très appropriée pour suivre les changements de concentration de ²H dans un échantillon d'hydrogène. Dans notre appareil l'hydrogène provenant d'eau ordinaire donne 5 à 10 particules par minute. La courbe d'absorption pour les particules émises est représentée figure 2; celle-ci montre nettement la présence d'un groupe homogène de particules de 13,2 cm de parcours. Lawrence a supposé que les particules de plus faible parcours sont produites par la désintégration du lithium sous l'action de protons existant dans le faisceau de rayons. L'emploi d'un champ magnétique dans nos expériences pour l'analyse du faisceau exclut cette possibilité. D'ailleurs, la courbe d'absorp-

tion est tout à fait différente de celle qu'on obtient en se servant de protons, ainsi qu'on peut le voir sur la figure 38. La distribution continue de particules de parcours moindre que 8cm peut s'expliquer par la réaction



Puisqu'il y a trois particules émises, celles-ci peuvent être projetées dans diverses directions relatives et la forme de la courbe d'absorption serait déterminée d'une façon analogue à celle des particules émises par le bore bombardé par des protons. Cette explication convient très bien, si la masse du neutron est prise égale à $1,0065$.

Les résultats de ces expériences ont été obtenus entièrement par des photographies à la chambre de Wilson faites par Dee et Walton. Dans la figure 39 on voit un certain nombre de



Fig. 39.

paires de particules émises dans des directions opposées. La distribution continue des particules de parcours allant jusqu'à 8cm est également manifeste. La figure 40 se rapporte à un cas où le corps bombardé est entouré d'une couche plus épaisse de matière absorbante, de sorte que les particules α de parcours $13,2\text{ cm}$ s'arrêtent dans la chambre même. La trajectoire fine qui sort de la figure est due probablement à l'un des protons rapides

dont l'existence fut annoncée pour la première fois par Lawrence. Il est important d'examiner toutes ces réactions nucléaires par



Fig. 40.

la méthode de la chambre de Wilson, celle-ci permettant actuellement le jugement de dernière instance en cette matière.

M. LAWRENCE — *Sur la production d'ions rapides.* — Je me propose de décrire d'abord des expériences que j'ai faites en Californie en collaboration avec MM. Livingston et Sloan. Diverses méthodes de production de particules rapides ont été développées et, vu leur importance, je les décrirai plus ou moins en détail.

Dans la première méthode, on établit une différence de potentiel alternative de haute fréquence entre deux plaques planes et creuses, de forme semi-circulaire, placées entre les pièces polaires d'un puissant électro-aimant. Un ion qui est accéléré dans l'intervalle entre les plaques, lorsque la différence de potentiel est maximum, continue sa route en demi-cercle à l'intérieur

d'une des plaques. Si la fréquence, la phase de la tension accélératrice et le champ magnétique sont bien réglés, au moment où l'ion reparaît dans l'intervalle où se produit l'accélération entre les plaques, la différence de potentiel est inversée et l'ion reçoit une nouvelle accélération. Il poursuit alors sa course circulaire dans la seconde plaque et reçoit une troisième accélération à la nouvelle émergence. Ce processus peut se répéter des centaines de fois et l'on arrive à produire ainsi des ions très rapides en n'employant que des voltages très modérés. La méthode est rendue pratique par le fait que le temps nécessaire à un

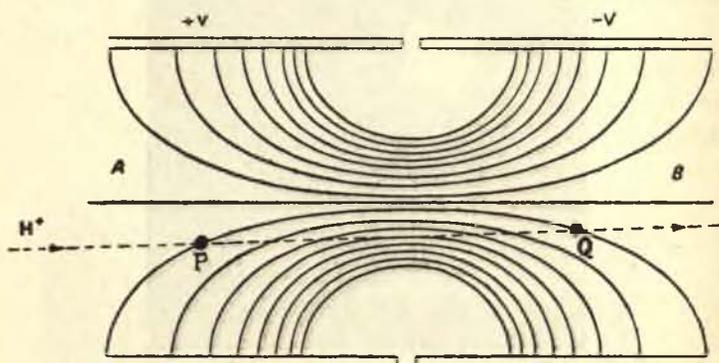


Fig. 41.

ion pour décrire un cercle dans un champ magnétique est indépendant de sa vitesse. Bien que les ions parcourent de longues distances, la diffusion du rayon par le gaz résiduel n'est pas importante, parce que les ions se meuvent rapidement dans la plus grande partie de leur parcours. Les ions sont produits dans l'espace entre les électrodes en lançant des électrons dans l'hydrogène contenu dans l'appareil sous une pression de 10^{-5} mm environ. Contrairement à ce que l'on pourrait prévoir, on peut obtenir avec ce type d'appareil de forts courants d'ions. Les courbures des champs magnétique et électrostatique tendent toutes deux à prévenir la perte du courant d'ions sur son long parcours et d'après les expériences d'essai qui ont été faites, les deux effets sont importants. Le champ électrostatique existant entre les deux plaques semi-circulaires est du type représenté figure 41. Un ion placé en P est soumis à une force qui tend à le

ramener vers le plan médian. En Q il est soumis à une force qui tend à l'éloigner de ce plan, mais, comme Q n'est pas aussi loin du plan médian, la force y est moindre et l'effet résultant est un déplacement du courant vers ce plan. Un second effet de concentration est dû à la courbure des lignes de force magnétique près du bord des pièces polaires. Dans la figure 42, par exemple,

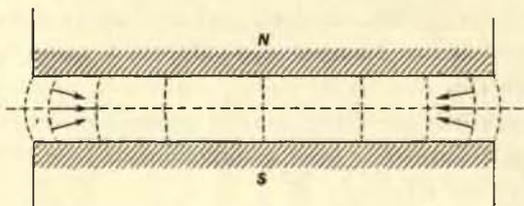


Fig. 42.

une particule placée en P subit une force qui tend à la ramener vers le plan médian.

On peut juger de l'efficacité de tout le système par le fait qu'à un facteur cinq près le faisceau émergent contient tous les ions produits entre les plaques. Dans les premières expériences, on obtint des courants de l'ordre de 10^{-8} ampère mais ce rendement fut rendu récemment trente fois plus grand en élargissant les fentes conduisant vers l'intérieur des électrodes accélératrices. C'est ainsi que dans nos dernières expériences nous avons pu employer des courants de $2 \cdot 10^{-7}$ ampère. Comme l'anode du tube de l'oscillateur était portée à un potentiel alternatif, le faisceau de grande vitesse était intermittent et ne circulait que pendant $1/10$ du temps environ. De cette façon, la valeur instantanée du courant dans le faisceau d'ions dépassait le microampère. Nous avons l'intention d'installer un redresseur de courant de façon à fournir un voltage continu pour l'oscillateur et à accroître par suite en même temps l'intensité du faisceau d'ions. Mais on peut certainement augmenter cette intensité une centaine de fois en renforçant l'émission d'électrons (jusqu'ici nous n'avons employé qu'une émission de 80 mA), en élargissant davantage les ouvertures des électrodes de l'accélérateur et en diminuant la vitesse des électrons afin d'augmenter leur pouvoir ionisant. Il semble donc qu'à l'avenir nos difficultés ne consisteront pas

à obtenir une intensité suffisante du courant d'ions de grande vitesse, mais plutôt à construire des cibles capables de dissiper l'énergie des particules de bombardement.

L'appareil actuel dont les électrodes semi-circulaires creuses ont 50cm de diamètre a produit des ions moléculaires d'hydrogène d'énergie un peu supérieure à 5×10^6 eV. Dans certaines de nos expériences récentes sur les noyaux, l'appareil a produit des deutons de $3,6 \times 10^6$ eV, et aurait pu, sans aucun doute, communiquer à ceux-ci des énergies comparables à celles qui ont été obtenues avec les ions moléculaires. Nous n'en avons pas encore obtenu de protons accélérés, mais il résulte de notre expérience antérieure que l'appareil peut commodément leur communiquer jusqu'à $3,5 \times 10^6$ eV.

Notre électro-aimant a un noyau de $11,4\text{cm}$ de diamètre, et nous commençons actuellement la construction d'un appareil dont les électrodes accélératrices auront un diamètre double de celles dont nous disposons jusqu'ici. Ce nouvel appareil doit pouvoir quadrupler les énergies déjà obtenues, et produira certainement des protons et des deutons d'énergie supérieure à 10×10^6 eV.

En utilisant des courants faibles d'ions rapides (10^{-8} ampère), nous avons trouvé commode de faire varier l'énergie avec laquelle ils frappent les cibles en interposant des lames de mica de diverses épaisseurs. Lorsque des intensités plus fortes sont employées (10^{-7} ampère) les lames de mica ne peuvent plus absorber la quantité d'énergie nécessaire et nous devons faire varier la vitesse des ions en ajustant convenablement l'intensité du champ magnétique et la fréquence des oscillations électriques.

La figure 43 montre comment les ions rapides sont écartés de leur trajectoire en spirale par déviation électrostatique et amenés vers la cible E. Le dispositif qui permet d'intercaler des lames de mica D de diverses épaisseurs se comprend de lui-même, comme celui qui permet de substituer diverses cibles les unes aux autres. Dans l'appareil actuel, la rotation du joint rodé marqué « sélecteur de cible » permet d'utiliser à très court intervalle douze cibles différentes.

Les radiations obtenues par désintégration (d'ordinaire particules α , protons ou neutrons) sont décelées au moyen d'une chambre d'ionisation reliée à un amplificateur linéaire. La chambre

d'ionisation sous la pression atmosphérique est séparée du vide par une fenêtre de mica ayant un pouvoir d'arrêt de 1 cm d'air. Les impulsions d'ionisation sont enregistrées au moyen d'un

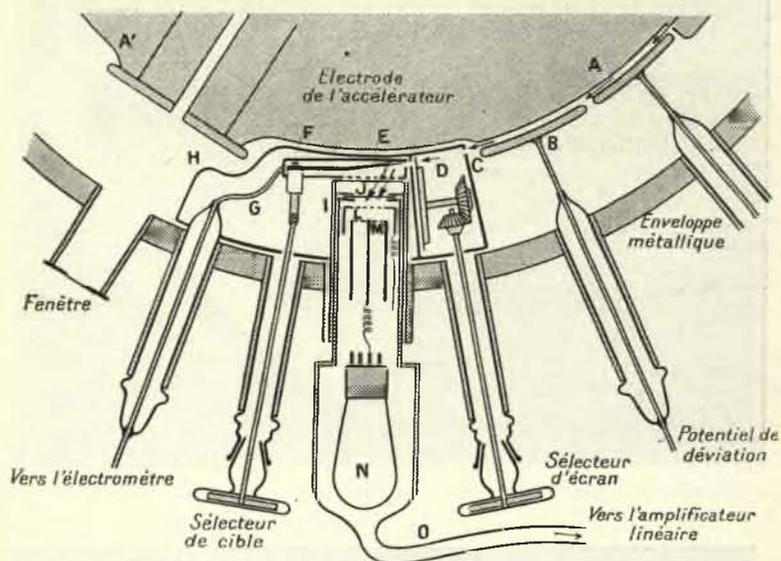


Fig. 43.

oscillographe cathodique et d'un compteur à thyatron alimenté par le courant sortant de l'amplificateur.

La figure 44 représente le dispositif accélérateur dont le couvercle a été enlevé. On voit les électrodes semi-circulaires ainsi que les accessoires utilisés dans les expériences de désintégration.

La figure 45 montre l'appareil placé entre les pièces polaires de l'électro-aimant en ordre de marche. On voit le câble qui réunit la première lampe amplificatrice (entourée d'un écran magnétique de fer) au reste de l'amplificateur linéaire pour l'oscillographe.

La seconde méthode a été proposée et développée tout particulièrement par M. Sloan avec l'aide de M. J. J. Livingood. Elle consiste à exciter de manière continue une bobine de Tesla placée dans un réservoir métallique, en opérant dans le vide. Le secondaire du transformateur est constitué par un tube de cuivre refroidi par l'eau. A son extrémité portée à haute tension se trouve un cylindre métallique. Les ions sont accélérés vers

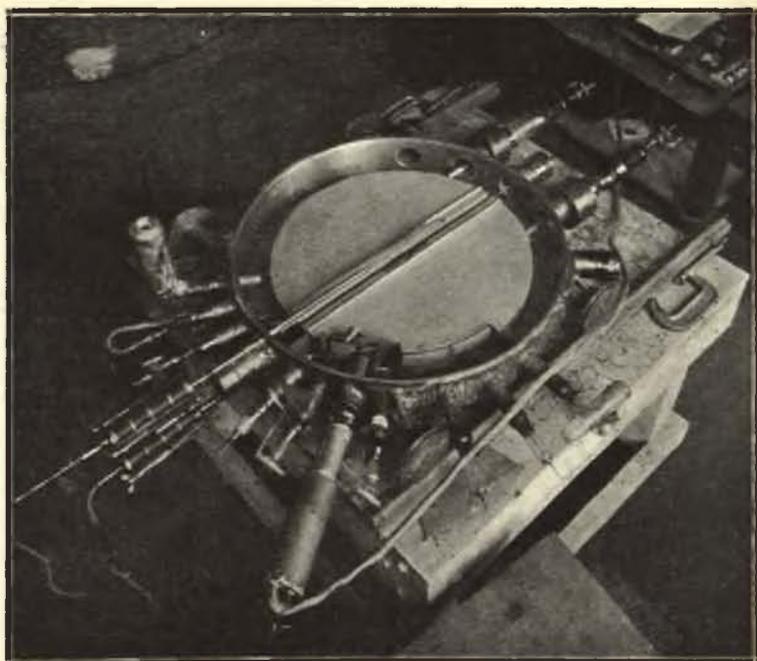


Fig. 44.

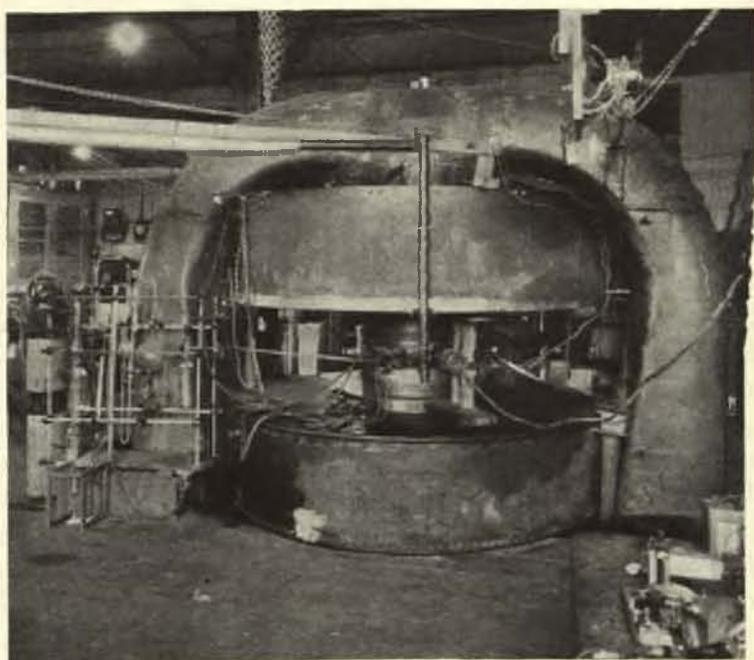
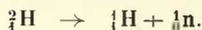


Fig. 45.

ce tube lorsque son potentiel est négatif. Ce potentiel est inversé au moment où les ions traversent le tube, de sorte qu'ils reçoivent à l'émergence une seconde accélération, si la longueur du cylindre est convenablement choisie. Sloan et Livingood ont utilisé pour cet appareil une source d'ions d'hydrogène fournissant des courants de plusieurs milliampères. Le grand avantage de cette méthode est qu'on n'a pas besoin de matériaux isolants pour résister aux potentiels élevés, qui sont de l'ordre d'un million de volts. Sa difficulté principale est que la puissance nécessaire est très grande, de l'ordre de 100 kilowatts. Afin d'éviter de grandes pertes par rayonnement, on a entouré le réservoir de cuivre. Un vide de 10^{-6} mm peut être maintenu dans l'appareil à l'aide de pompes à diffusion.

Je ne décrirai pas les expériences de transmutation qui ont été effectuées dans ces derniers mois. Dans les premiers essais faits avec des deutons, nous avons eu la chance d'être assistés par M. le professeur G. N. Lewis. Dans la suite MM. Livingston, Henderson et moi avons fait les recherches en collaboration avec M. le commandant T. Lucci.

Lorsque des corps sont bombardés avec des deutons d'énergie supérieure à 1,2 million de volts, il se produit des protons d'environ 18^{cm} de parcours. Il en est ainsi non seulement pour les éléments légers, mais même pour des éléments lourds comme l'or, le platine et l'uranium. Il est difficile d'admettre des désintégrations de ces derniers éléments, et l'accord entre les résultats obtenus avec différentes séries de cibles montre que le phénomène n'est pas dû à une impureté commune à toutes les cibles, de sorte que nous sommes conduits à supposer que nous avons affaire à une désintégration du deuton lui-même conformément à la réaction



Cette désintégration résulterait du choc contre le noyau lourd et nous pouvons nous représenter le processus de la manière suivante : Le deuton rencontre la barrière de potentiel en un point P, où il se scinde en un proton et un neutron. L'énergie libérée par la désintégration est également répartie entre le proton et le neutron, mais le proton reçoit une énergie supplémentaire par le fait qu'il est chargé et se trouve à un niveau de

la barrière de potentiel déterminé par l'énergie du deuton incident. Cette manière de voir est confirmée par le fait que, si l'on augmente l'énergie des deutons de bombardement, toute l'augmentation se manifeste comme accroissement de l'énergie cinétique des protons émis. Le calcul du processus s'effectue donc comme suit :

Énergie des protons émis = $3,6 \times 10^6$ électron-volts. De ce nombre $1,2 \times 10^6$ eV proviennent de l'énergie des deutons, de sorte que $2,4 \times 10^6$ eV proviennent de la destruction de masse. Le neutron reçoit une même quantité d'énergie, de sorte que l'énergie totale mise en liberté dans la réaction est de $4,8 \times 10^6$ électron-volts. Ceci donnerait pour la masse du neutron une valeur 1 environ.

Les neutrons émis ont pu être observés expérimentalement. Dans des conditions où 40 000 protons étaient produits par minute, dans la chambre d'ionisation, on comptait environ 6 protons de recul par minute. C'est là grossièrement ce à quoi l'on peut s'attendre si, pour chaque proton, un neutron traverse la chambre. Le nombre des neutrons et des protons obtenus ainsi est tellement grand qu'on pourrait s'en servir pour des expériences nucléaires. Je voudrais insister sur le fait que l'émission observée du nombre correspondant de neutrons apporte un argument très sérieux en faveur de l'hypothèse de la désintégration du deuton.

En bombardant du béryllium avec des deutons on obtient beaucoup plus de neutrons, comme l'ont constaté Lauritsen et Crane. On peut compter alors à peu près 250 atomes de recul par minute et, si l'on admet que le rendement de la chambre est le même, il se produit à peu près un neutron pour 10^5 deutons. La réaction probable est



Avec un courant de deutons de 10^{-8} ampère seulement, ce dispositif donne une source de neutrons plus puissante que n'importe quelle source radioactive disponible actuellement (10^9 environ par seconde) et rien n'empêche d'obtenir par cette méthode des rayons de neutrons aussi énergiques que des rayons X. D'après Lauritsen et Crane, le seuil de la réaction se trouve vers 400 kilo-

volts. Nous avons constaté que, pour des deutons d'énergie comprise entre 1 et 3×10^6 eV, le nombre des neutrons augmente à peu près linéairement avec le parcours des deutons. En d'autres termes, nous constatons que, pour des énergies des deutons supérieures à 10^6 eV, la probabilité pour qu'un deuton produise un neutron en rencontrant un noyau de Be est indépendante de l'énergie du deuton.

Outre les protons de parcours 18^{cm} environ que l'on peut obtenir avec tous les éléments bombardés par des neutrons, il se produit d'autres groupes de protons, qui sont caractéristiques de la matière constituant la cible. Pour montrer plus nettement la présence de pareils groupes, nous avons modifié l'amplificateur de façon à ne compter les protons que vers l'extrémité de leur trajet. Les résultats obtenus avec le silicium sont représentés dans la figure 46, où est indiquée l'existence de deux groupes.

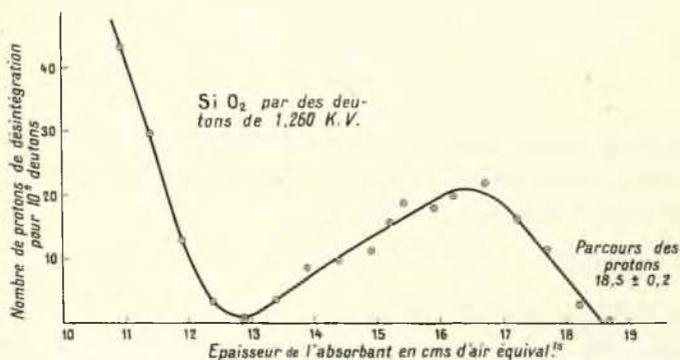


Fig. 46.

Lorsqu'on bombarde du phosphate de sodium avec des deutons, les protons émis se décomposent en quatre groupes, dont les parcours sont d'environ 12; 18; 26 et 35^{cm} , comme le montre la figure 47. Dans les deux figures 46 et 47, les courbes ont été obtenues en employant des deutons de 1,2 million de volts d'énergie et, dans les deux cas, le seuil pour la production des désintégrations était d'environ 800 000 volts.

Je désire rappeler, en terminant, que nous avons observé et mesuré le parcours des particules α produites par le choc de deutons sur le béryllium; M. Cockcroft en a donné la courbe

d'absorption dans son rapport. Le parcours ($3^{\text{cm}},3$) est très proche de celui que l'on trouve en bombardant du béryllium avec des protons. Il ne semble pas que cela soit dû à la présence de deutons dans le courant de protons, ni inversement. Nous

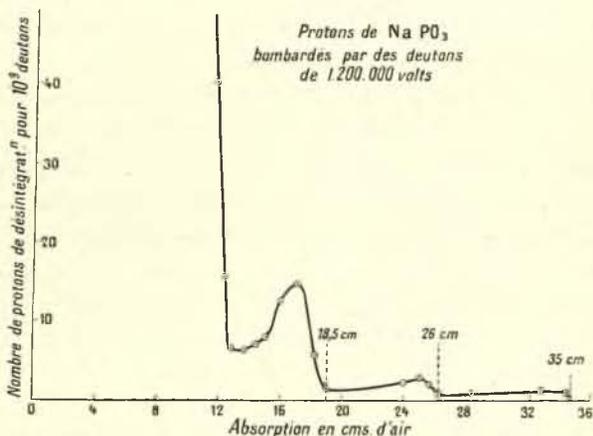
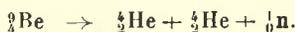


Fig. 47.

pouvons supposer que le seul rôle des particules de bombardement est de permettre au noyau de béryllium métastable de se décomposer suivant l'équation



On explique ainsi la production de neutrons et l'on obtient un bilan d'énergie exact si l'on prend comme masse du neutron à peu près l'unité.

M. DIRAC. — Il me semble que la concentration du courant d'ions dans le plan médian des électrodes creuses de l'appareil de M. Lawrence est due en tout premier lieu à l'effet suivant du champ électrique : lorsqu'un ion situé en dehors du plan médian s'approche de l'ouverture entre les électrodes, le champ électrique lui donne une composante d'impulsion dirigée vers le plan médian; en s'éloignant de l'ouverture, il reçoit une impulsion inverse qui l'éloigne du plan. Mais comme l'ion a été accéléré entre temps, la seconde impulsion est moindre que la première et il subsiste une impulsion dirigée vers le plan médian.

M. LAWRENCE. — Je ne pense pas que cet effet soit plus important que celui qui est dû au déplacement de l'ion dans le champ électrique.

M. RUTHERFORD. — Quel est le degré d'homogénéité du courant final d'ions ?

M. LAWRENCE. — Les ions provenant de divers endroits au voisinage du centre de l'appareil peuvent atteindre la cible grâce aux dimensions finies des fentes limitatrices. Il est probable qu'il n'en résulte pas plus de 5 pour 100 d'inhomogénéité.

M. HEISENBERG. — Comment l'émission de protons varie-t-elle avec le nombre atomique de l'élément bombardé ?

M. LAWRENCE. — Le rendement ne décroît pas considérablement à mesure que le nombre atomique s'élève. Ainsi, en passant du carbone à l'or, le rendement n'est réduit que de cinq fois. Je ne pense pas que cela puisse s'expliquer par des impuretés dans les substances servant de cible. Celles-ci étaient chimiquement pures et les résultats obtenus ne semblaient pas dépendre de l'échantillon employé. Le nombre de particules produites est tellement grand qu'il faudrait admettre une grande proportion d'impuretés pour expliquer les résultats. En supposant une contamination par une couche superficielle, celle-ci aurait dû avoir une épaisseur d'un millier d'atomes, ce qui paraît bien invraisemblable.

M. HEISENBERG. — Si l'on admet que dans les expériences de Lawrence les deutons sont désintégrés par l'action du champ électrostatique des noyaux lourds, il est difficile de comprendre que l'intensité de l'effet ne montre pas une influence marquée du nombre atomique. En effet, la désintégration est due à l'existence d'un champ intense qui, du point de vue du deuton, n'est pas adiabatique et change rapidement avec le temps. Or, pour les noyaux lourds, le champ dans lequel peut pénétrer, avant l'arrêt, un deuton de vitesse initiale donnée, et sa variation dans le temps seront beaucoup plus petits que pour les noyaux légers, de sorte qu'on peut prévoir une forte diminution de la probabilité d'une désintégration du deuton à mesure que le nombre atomique augmente.

M. BOHR. — L'hypothèse que la désintégration, dont il est question, est produite dans le champ coulombien du noyau, se heurte en effet à de graves difficultés. Si, d'autre part, on veut admettre qu'elle se produit dans le noyau, dans lequel les deutons pénètrent, la théorie actuelle n'offre pas de base simple qui nous permet de comprendre pourquoi les protons libérés quittent le noyau avec une vitesse qui ne dépend pas du nombre atomique.

M. M. DE BROGLIE. — Ne suffit-il pas de supposer, quand un deuton pénètre dans le champ de Coulomb d'un noyau, que les forces agissant sur deux particules aussi différentes que le proton et le neutron sont différentes ?

M. LANGEVIN. — Cela est exact, mais ces actions rentrent dans le processus adiabatique dont M. Heisenberg vient de parler et ne paraissent pas capables de provoquer une dissociation, à moins que le champ ne devienne particulièrement intense.

Note de M. J. THIBAUD, ajoutée aux épreuves par M. M. DE BROGLIE :

Je me propose de rappeler la contribution que j'ai apportée, dès leur début, aux méthodes de production d'ions rapides par accélérations multiples en haute fréquence. Je me contenterai d'extraire quelques lignes d'une communication faite à la Société française de Physique en 1932 (*Bulletin Soc. fr. de Ph.*, n° 327, juin 1932). Les expériences dont il est question ont été faites indépendamment de celles de M. Lawrence et de ses collaborateurs (1).

« J'ai utilisé successivement les deux montages suivants :

1° *Méthode d'accélération rectiligne.* — Cette méthode n'est pas nouvelle : son principe a été donné en 1929 par Widerøe. Pour les détails, schéma de montage et résultats, nous renverrons à une Note antérieure (J. THIBAUD, *Comptes rendus*, t. 194, 1932, p. 360). Avec une puissance oscillante inférieure à 800 watts, il a été possible d'obtenir des ions de 145 000 volts sans que la tension élémentaire u dépassât 13 kilovolts.

(1) LAWRENCE et EDLEFSEN, *Science*, t. 72, sept. 1930, p. 376; LAWRENCE et LIVINGSTON, *Phys. Rev.*, t. 37, 1931, p. 1707; t. 38, 1931, p. 834; t. 40, 1932, p. 19.

2° *Méthode magnétique.* — Le champ alternatif de haute fréquence est établi entre deux électrodes (plaques creuses) reliées à un résonateur couplé à la source oscillante. On dispose, en outre, un champ magnétique H perpendiculairement au champ alternatif : les ions produits par un dispositif approprié entre les électrodes et accélérés par le champ alternatif décrivent des arcs de cercle. On ajuste le champ H et la longueur d'onde λ de l'oscillateur, de façon que les ions reviennent dans le champ alternatif toutes les demi-périodes; ils reçoivent des impulsions répétées et peuvent acquérir des vitesses élevées.

a. Les premières expériences que j'ai faites d'après ce principe remontent à novembre 1930 : j'ai d'abord tenté d'accélérer des *électrons*, corpuscules les plus faciles à produire (filament incandescent). Dans ce cas, le champ magnétique H n'est que de quelques centaines de gauss, mais la longueur d'onde des oscillations nécessaires descend à une vingtaine de centimètres. Les dispositifs à ondes entretenues (Barkhausen) ne permettant pas d'obtenir de tension suffisante, j'ai eu recours à un dispositif à ondes amorties à excitation par choc. Un premier circuit oscillant (Tesla) dont le secondaire produit une tension de 60 000 volts alimente un petit oscillateur de dimensions très réduites immergé dans le pétrole (oscillateur de Mie-Rukop, modifié). Deux antennes couplées à l'oscillateur pénètrent dans l'ampoule à vide et constituent les deux électrodes destinées à accélérer les électrons. Les longueurs d'onde obtenues, mesurées au pont de Lecher, étaient de 16 à 30^{cm} et la longueur d'étincelle de 1^{cm} pour $\lambda = 16^{\text{cm}}$, ce qui correspond à une tension déjà appréciable. Malheureusement, l'irrégularité de la décharge et surtout l'amortissement très considérable des oscillations ne nous ont pas permis d'accélérer les électrons suivant le principe indiqué. Ces tentatives reprendront de l'intérêt le jour où l'on saura produire des ondes entretenues d'une vingtaine de centimètres avec une puissance appréciable.

b. Si l'on s'adresse aux *ions positifs*, la longueur d'onde nécessaire à la synchronisation se situe entre 10 et 20^m, mais le champ magnétique H devient considérable (dizaines de milliers de gauss.)

Dans le cas des ions hydrogène ou protons, on calcule, pour la

longueur d'onde λ , à la synchronisation

$$\lambda = \frac{1,965}{H} 10^5 \text{ mètres (H en gauss).}$$

Une des difficultés réside dans la production d'un courant d'ions positifs suffisamment important en présence d'un champ magnétique intense; une autre dans la nécessité de maintenir, dans

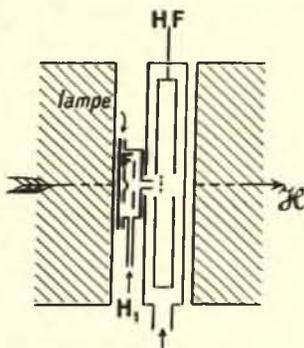


Fig. 48.

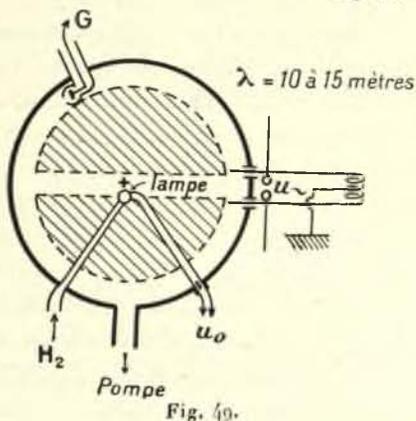


Fig. 49.

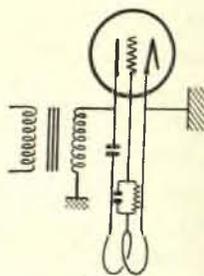


Fig. 50.

l'enceinte évacuée où se produit l'accélération en haute fréquence, une pression *extrêmement* basse, bien inférieure à une barye.

Dans leurs expériences, MM. Lawrence et Livingstone opéraient avec une pression uniforme d'hydrogène dans tout le dispositif d'accélération, de 10^3 mm de Hg; sous cette même pression, l'expérience nous avait montré qu'il se produit une décharge dans tout le volume gazeux, sous le double effet du champ

magnétique et du champ électrostatique de haute fréquence. Aussi avons-nous renoncé à introduire l'hydrogène destiné à la production des protons, dans la totalité de l'appareil.

Le dispositif le plus récent que nous avons réalisé, prévu pour une tension résultante de 400 000 volts, comprend un électroaimant développant 10 000 gauss dans un entrefer de 5^{cm},5 (diamètre polaire 20^{cm}); nous avons réussi à augmenter le courant de protons primaires jusqu'à la valeur relativement importante de quelques centièmes de milliampère. »

Un rapport plus complet sur ces expériences a été présenté, peu après, au Congrès International d'Électricité, Paris, 1932 (*Comptes rendus de la I^{re} Section*, p. 962-967).

Si le principe est le même que dans les expériences de Lawrence et Livingstone, le montage (voir schéma *fig. 48, 49 et 50*) que j'ai réalisé s'en distingue essentiellement par l'utilisation de *deux étages de vide* successifs : une pression aussi basse que possible (pompe moléculaire) règne dans la chambre d'accélération; les protons sont produits, à part, dans une lampe spéciale à pression d'hydrogène élevée (bombardement par les électrons lents issus d'un filament chaud F). Un canal très fin, dirigé suivant le champ magnétique, maintient la différence de pression et permet le passage d'un courant d'ions atteignant une fraction importante de milliampère (utilisation des enroulements corpusculaires, en hélice de très petit diamètre, sur les lignes de forces magnétiques).

Dans le dispositif de M. Lawrence, au contraire, la pression uniforme d'hydrogène, dans la chambre d'accélération, beaucoup plus élevée, est de 10^{-1} à 10^{-3} mm de Hg (*Phys. Rev.*, t. 40, avril 1932).

II. — DÉSINTÉGRATIONS ARTIFICIELLES PAR PROTONS ET DEUTONS.

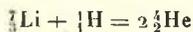
M. GAMOW. — Il ne me paraît pas possible de rendre compte de l'existence de particules α de faible parcours provenant de la désintégration du lithium par des protons, en supposant la désintégration accompagnée d'une émission de rayons γ . En effet,

nous devrions alors admettre la formation d'un noyau ${}^8\text{Be}$ excité qui serait capable de rayonner le surplus d'énergie de 11 millions de volts et se décomposerait ensuite en deux particules α de faible parcours. Or, comme la barrière de potentiel d'un pareil noyau léger serait beaucoup plus faible que l'énergie d'excitation, la durée de vie moyenne de l'état excité serait trop courte pour permettre l'émission d'un rayonnement. Nous devons donc chercher une autre explication pour la formation des particules α de faible parcours.

M. F. PERRIN. — L'argument de M. Gamow exclut bien, semble-t-il, la possibilité d'une émission γ par le noyau excité ${}^8\text{Be}$, formé d'abord par la capture d'un proton par un noyau ${}^7\text{Li}$. Mais il est possible que ce noyau excité ${}^8\text{Be}$ se décompose, non en deux particules α normales (processus correspondant au groupe de 8^{em} de parcours), mais en une particule α normale et une particule α excitée. Cette particule α excitée pourrait ensuite se désactiver en émettant un photon γ , et aucune limitation de vie moyenne ne s'oppose alors à une telle émission. L'énergie d'activation de 13.10^6 eV que l'on devrait ainsi admettre est d'un ordre de grandeur raisonnable pour un système dont l'énergie de formation à partir des protons et neutrons est de quelques dizaines de millions d'électron-volts.

M. GAMOW. — L'hypothèse proposée par M. Perrin fournirait, en effet, une possibilité d'interprétation des particules α de faible parcours impliquant une émission de rayons γ . Si l'on trouvait que des rayons γ accompagnent les désintégrations des éléments légers par des protons, des mesures précises de leurs intensités et de leurs énergies permettraient aisément de soumettre cette hypothèse au contrôle de l'expérience.

M^{me} CURIE. — Il est intéressant de remarquer que la réaction



est, à ma connaissance, la première réaction nucléaire où l'on ait vérifié avec précision et sans aucune incertitude la relation d'Einstein entre la masse et l'énergie, à condition de faire intervenir pour Li la masse atomique déterminée par Bainbridge.

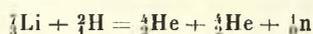
M. JOLIOT. — Pour la réaction du bore, le bilan énergétique est peu satisfaisant. Il manque 2 ou 3.10^6 eV. A-t-on observé l'émission de rayons γ ?

M^{me} JOLIOT. — Connaît-on un exemple expérimental d'un cas où l'énergie de sortie d'une particule α soit inférieure à la barrière de potentiel ?

M. COCKCROFT. — L'émission des rayons γ du bore bombardé par les protons n'a pas encore été étudiée. Dans tous les cas examinés jusqu'à présent, l'énergie de sortie des particules α s'est montrée grande par rapport à celle que l'on peut prendre comme représentant la « hauteur de la barrière de potentiel » opposée à la sortie de la particule α , quoique, pour les désintégrations du lithium et du bore, cette énergie ne puisse pas être définie avec certitude.

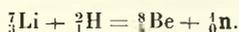
M. LAWRENCE. — Lauritsen et ses collaborateurs n'ont trouvé aucune émission de neutrons par des éléments lourds. La raison en est probablement que les deutons dont ils se sont servis avaient des énergies inférieures à la valeur critique. Dans le cas du béryllium et du lithium, on observe l'émission d'un grand nombre de neutrons.

M. RUTHERFORD. — Ces neutrons confirment-ils la réaction



suggérée par M. Oliphant et par moi-même ?

M. LAWRENCE. — Je ne crois pas. Le nombre de neutrons observés est beaucoup trop grand. Il se peut qu'ils proviennent d'une autre réaction, telle que

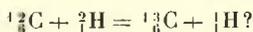


M. RUTHERFORD. — Nous avons cherché des neutrons dans le bombardement du lithium par l'hydrogène lourd, mais nous n'en avons pas trouvé.

M. WALTON. — M. Oliphant a dit récemment que la recherche de ces neutrons n'a pas, en réalité, été bien effectuée, parce que l'hydrogène lourd avait été conservé pendant quelque temps

au-dessus de l'eau. Or, on sait actuellement qu'un échange est possible avec l'hydrogène de l'eau, de sorte que l'expérience a été faite avec de l'hydrogène qui ne contenait qu'une faible proportion de l'isotope lourd.

M. COCKCROFT. — Est-il possible que la réaction qui se produit dans le cas du carbone bombardé par ${}^2_1\text{H}$ soit



M. LAWRENCE. — Si cette réaction avait lieu, l'énergie mise en liberté serait de 5.10^6 électron-volts, alors qu'en réalité 2.4×10^6 eV seulement sont libérés. Mais la différence pourrait être mise sur le compte d'une production de rayons γ .

M^{lle} MEITNER. — Où avez-vous pris la valeur de la masse de ${}^{13}_6\text{C}$?

M. LAWRENCE. — J'ai pris les anciennes mesures de Birge.

M. CHADWICK. — La masse de ${}^{13}_6\text{C}$ telle qu'elle est déduite des spectres de bandes est assez digne de confiance et sa valeur concorde bien avec les résultats déduits d'expériences de transmutation.

M^{lle} MEITNER fait remarquer qu'il y a des raisons d'admettre que la valeur trouvée par M. Lawrence (13,0039) pour la masse de ${}^{13}_6\text{C}$ est trop faible. S'il en était ainsi, le désaccord entre l'expérience et le calcul serait diminué.

M. LAWRENCE. — Quand on passe d'un isotope d'un élément au suivant, l'accroissement de masse est généralement un peu plus petit que l'unité. On s'attendrait donc à trouver pour la masse du neutron une valeur un peu plus grande que 1 en tenant compte de l'énergie de liaison.

M. F. PERRIN. — Si l'on déduit l'énergie de fixation des protons de la différence entre les masses des éléments dont les masses et les nombres atomiques diffèrent d'une unité, on trouve en moyenne 12.10^6 eV. Si l'on admet pour les neutrons une énergie de liaison du même ordre, on trouve que la masse du neutron devrait être voisine de 1,012, valeur donnée par M. et M^{me} Joliot.

M. LAWRENCE. — Les neutrons étant libérés plus aisément que les protons, on ne doit pas s'attendre à une énergie de liaison aussi grande.

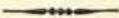
M. F. PERRIN. — Dans sa publication sur l'émission des protons de 18cm , M. Lawrence indique que dans le cas de l'or on retrouve sur le proton la moitié seulement de l'énergie cinétique du deuton. Cela est-il bien établi?

M. LAWRENCE. — Dans le cas de l'or, la variation de l'énergie des protons en fonction de celle des deutons avait été déduite d'une expérience rapide comportant la numération d'un trop petit nombre de particules pour qu'on puisse conclure avec certitude.

M. RUTHERFORD. — Les courbes qui représentent la variation du nombre des désintégrations avec l'énergie des particules de bombardement sont très intéressantes. Des recherches plus précises où l'on emploiera des couches minces apprendront probablement que les courbes montent un peu différemment pour les divers éléments. La théorie de Gamow devra sans doute être modifiée pour rendre compte de ces différences. Les nombres des particules de faible et de long parcours du lithium varient de la même manière avec l'énergie du proton incident, ce qui fait supposer qu'il y a une étroite relation entre les deux modes de désintégration.

M. COCKCROFT. — Aussi longtemps que nous ne disposerons que des méthodes actuellement en usage pour le dénombrement des particules, on rencontrera peut-être des difficultés à faire des expériences à des voltages plus élevés, par le fait que le parcours des protons diffusés est plus grand que celui des produits de la désintégration.

M. LAWRENCE. — M. Fowler a fait des calculs sur la diffusion des protons et il pense que les expériences ne seraient pas plus difficiles que celles sur RaC, où un groupe peu important de particules de faible parcours peut être compté en présence du courant principal des particules de plus long parcours.





DIFFUSION ANOMALE DES PARTICULES α .
TRANSMUTATION DES ÉLÉMENTS PAR DES PARTICULES α .
LE NEUTRON

PAR M. J. CHADWICK.

DIFFUSION ANOMALE.

L'application de la mécanique quantique au problème de la diffusion anormale des particules α a donné une représentation satisfaisante des résultats expérimentaux, au moins de manière générale.

Dans la mesure où la loi d'action entre une particule α et un noyau atomique est donnée par la loi de Coulomb, la mécanique quantique et la mécanique classique conduisent aux mêmes formules de diffusion ⁽¹⁾. Pour expliquer la diffusion anormale des particules α rapides par les éléments légers, il est nécessaire non seulement d'utiliser la mécanique quantique, mais aussi d'admettre que la loi d'action inversement proportionnelle au carré de la distance cesse d'être valable quand la distance de la particule au noyau atomique diminue au-dessous d'une certaine limite r_0 . Il est naturel d'admettre, comme Bieler ⁽²⁾ l'a proposé le premier, que l'action entre la particule α et le noyau devient attractive aux distances plus petites que r_0 . L'énergie potentielle de la

⁽¹⁾ Excepté lorsque la particule incidente et la particule rencontrée sont de même espèce, comme par exemple dans le cas de la diffusion des particules α dans l'hélium. La diffusion dépend alors de la statistique suivie par la particule et par conséquent de son spin. Ce cas a été traité par Mott au Congrès de Rome.

⁽²⁾ BIELER, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 21, 1923, p. 686 ; *Proc. Roy. Soc., A*, 105, 1924, p. 434.

particule dans le champ nucléaire peut alors être représentée par une courbe analogue à celle de la figure 1, où l'énergie potentielle varie comme $\frac{1}{r}$, sauf pour les distances inférieures à r_0 , où le potentiel tombe rapidement. La diffusion des particules dans un champ de cette sorte reste conforme aux formules classiques,

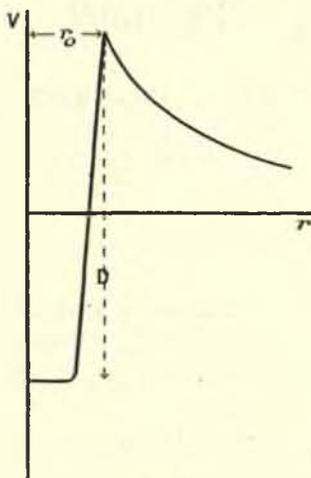


Fig. 1.

pourvu que la distance minima pour un choc direct reste supérieure à r_0 , c'est-à-dire que

$$\frac{2Ze^2}{\frac{1}{2}MV^2} > r_0.$$

Le fait qu'aucun écart à partir des lois de Rutherford n'a été constaté dans la diffusion par le cuivre ou par des éléments plus lourds permet de conclure que la condition ci-dessus est remplie par les éléments de nombre atomique supérieur à 29 pour des particules α de vitesse $2 \cdot 10^9$ cm/sec.

Si cette condition n'est pas remplie, les particules α pourront pénétrer dans la région de force attractive et la diffusion cessera d'être conforme aux lois habituelles. Une telle diffusion anormale a été observée pour tous les éléments légers jusqu'à l'aluminium. Les écarts les plus notables à partir des formules de Rutherford ont été constatés dans la diffusion par l'hydrogène et l'hélium

qui ont été étudiés de manière précise ⁽¹⁾. La diffusion par les autres éléments légers n'a pas été examinée aussi complètement en raison des difficultés techniques beaucoup plus grandes.

L'allure générale des observations est la suivante. Le rapport de la diffusion observée à celle que prévoit la loi de Coulomb est voisin de l'unité pour de faibles angles de diffusion, mais il diminue quand cet angle augmente, d'autant plus vite que les particules α sont plus rapides, et augmente enfin de nouveau pour de plus grands angles, pouvant atteindre des valeurs très élevées. En général les écarts à partir de la diffusion normale sont d'autant plus grands que le nombre atomique de l'élément diffusant est plus faible et que les particules α sont plus rapides.

Comparons par exemple les diffusions de particules α de vitesse $1,9 \times 10^9$ cm/sec par l'aluminium et le glucinium. Pour un angle de 145° la diffusion par l'aluminium est environ 0,4 de la valeur normale, et pour le glucinium environ dix fois la valeur normale; à 165° ce rapport est à peu près 2 pour l'aluminium, 43 pour le glucinium.

Les écarts à partir de la diffusion normale sont ainsi très grands dans certaines régions et il est difficile de trouver une explication satisfaisante de ce fait en mécanique classique. On sait aujourd'hui que les lois de la mécanique classique ne donnent pas une représentation exacte des collisions, quand la longueur d'onde de L. de Broglie associée aux particules n'est pas petite par rapport aux distances pendant la collision. Dans les rencontres des particules α avec des noyaux d'éléments légers, les distances tombent au-dessous de 10^{-12} cm quand l'angle de diffusion est grand, alors que la longueur d'onde des particules α les plus rapides est environ 5×10^{-13} cm. Nous ne pouvons pas espérer que la mécanique classique donne une représentation satisfaisante de la diffusion anormale dans ces conditions et nous devons traiter le problème du point de vue de la mécanique quantique.

On peut donner de cette application l'idée générale suivante. Le faisceau homogène de rayons α incidents sur le noyau diffusant

⁽¹⁾ CHADWICK et BIELER, *Phil. Mag.*, 42, 1921, p. 923; RUTHERFORD et CHADWICK, *Phil. Mag.*, 4, 1927, p. 605; WRIGHT, *Proc. Roy. Soc.*, A, 137, 1932, p. 677.

peut être représenté par une onde plane, décomposable elle-même en une série d'harmoniques sphériques. Ceci revient à partager les particules en groupes d'après leur moment de quantité de mouvement par rapport au noyau diffusant. Ainsi l'onde composante d'ordre zéro correspondra à des particules qui, dans la théorie classique, ont des paramètres de choc p (distance entre le noyau atomique et le prolongement de la vitesse initiale de la particule) compris entre zéro et $p = \frac{h}{2\pi MV}$, où M et V représentent la masse et la vitesse de la particule α ; en général, l'onde sphérique composante d'ordre l correspondra aux particules dont les paramètres sont compris entre

$$p_l = \frac{lh}{2\pi MV} \quad \text{et} \quad p_{l+1} = \frac{(l+1)h}{2\pi MV}.$$

L'onde plane représentant le faisceau incident tombe sur le centre diffusant et sa propagation est troublée par le champ dont le potentiel est représenté par la figure 1. La diffusion de chaque onde sphérique partielle peut être examinée séparément et la diffusion de l'onde totale plane s'obtiendra en superposant les effets produits sur toutes les ondes sphériques partielles.

Considérons le cas où une particule α subit un choc direct avec le noyau et atteint un point A voisin du sommet de la barrière de potentiel. Il y aura une certaine probabilité pour que la particule traverse la barrière. L'onde diffusée qui représente cette particule subira un certain changement de phase et modifiera la distribution classique des particules diffusées. Il peut arriver que dans certains cas toutes les particules dont le moment de quantité de mouvement est inférieur à $\frac{(l+1)h}{2\pi}$ s'approchent du centre du noyau à une distance assez petite pour qu'une fraction importante d'entre elles traversent la barrière. Dans ce cas toutes les ondes composantes d'ordre l et moindre que l subiront la modification. Pour interpréter les résultats expérimentaux sur la diffusion anormale, nous devons savoir de quelle nature et de quelle grandeur sont les écarts ainsi calculés à partir de la diffusion classique pour les diverses ondes composantes. Ces calculs n'ont encore été poussés très loin dans aucun cas particulier, mais

nous pouvons déduire des travaux de Beck ⁽¹⁾ une idée générale sur la nature de ces écarts. Ses calculs montrent qu'en général les écarts à partir de la loi classique augmentent avec l'angle de diffusion. Si l'onde composante d'ordre zéro est seule perturbée, le rapport de la diffusion ondulatoire à la diffusion classique ne peut pas être supérieur à 2, même pour les plus grands angles de diffusion; si l'onde composante de premier ordre est également perturbée, ce rapport peut devenir environ 7 aux grands angles,

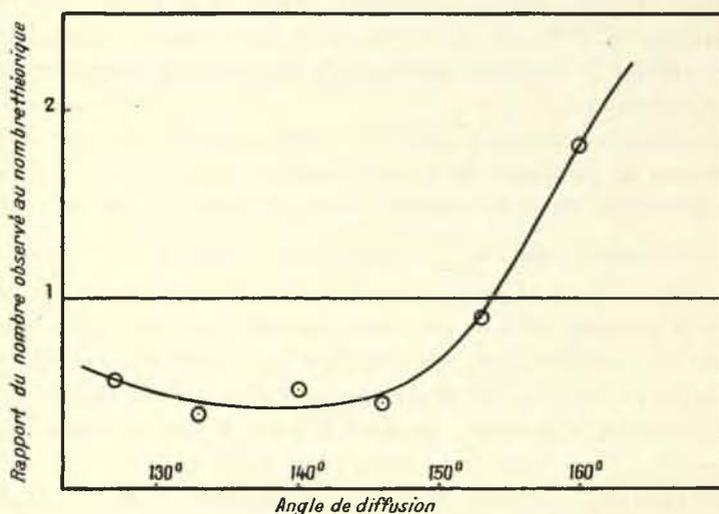


Fig. 2.

et, de manière générale, il doit augmenter rapidement à mesure qu'un plus grand nombre d'ondes composantes sont perturbées.

Nous examinerons dans deux cas particuliers, ceux de l'aluminium et du bore, l'application de ces considérations aux données expérimentales. Dans le cas de l'aluminium, on n'observe d'écart appréciable à partir de la diffusion classique que pour des particules α rapides. La courbe de la figure 2 donne les résultats obtenus par Riezler ⁽²⁾ pour la diffusion des rayons α de parcours $6\text{cm},5$ (vitesse $1,88 \times 10^9$ cm/sec) par une feuille d'aluminium mince.

(1) BECK, *Zeits. f. Phys.*, 62, 1930, p. 331.

(2) RIEZLER, *Proc. Roy. Soc., A*, 134, 1931, p. 154.

Les ordonnées représentent le rapport de la diffusion observée à celle calculée par la formule de Rutherford pour les angles représentés par les abscisses. On voit que lorsque cet angle augmente, la diffusion s'abaisse au-dessous de la valeur classique, atteint un minimum vers 140° et s'élève ensuite rapidement jusqu'à environ deux fois la valeur classique pour 160° . Cette courbe est analogue à celle que donnent les calculs de Beck pour la diffusion en mécanique ondulatoire, lorsque seule l'onde composante d'ordre zéro est perturbée. Nous en déduisons que les particules de $6\text{cm},5$ de parcours n'ont une chance appréciable de traverser la barrière nucléaire de l'aluminium que pour des chocs centraux.

La distance minima d'approche pour une telle particule dans le champ de Coulomb dû à une charge $13e$ est $5,6 \times 10^{-13}$ cm. Des particules de cette vitesse avec un moment de quantité de mouvement égal à $\frac{h}{2\pi}$ s'approchent jusqu'à une distance de $6,0 \times 10^{-13}$ cm. Comme on vient de voir que l'onde composante de premier ordre ne peut être perturbée que très légèrement, si tant est qu'elle le soit, ces dernières particules ne peuvent pas traverser la barrière en nombre appréciable. Il en résulte que des particules α doivent s'approcher jusqu'à une distance inférieure à $6,0 \times 10^{-13}$ cm, pour donner lieu à une diffusion anormale. Nous pouvons convenir de dire, en première approximation, que la diffusion devient nettement anormale pour une onde d'un certain ordre, quand environ la moitié des particules α incidentes, ayant le moment correspondant de quantité de mouvement, pénètre à l'intérieur du noyau. On peut montrer, dans ces conditions, que le rayon du sommet de la barrière de potentiel doit se trouver entre 3 et 6×10^{-13} cm et qu'il est probablement voisin de $4,5 \times 10^{-13}$ cm. La hauteur de la barrière doit être environ de 8×10^6 électron-volts.

Prenons maintenant le cas du bore. Nous déduisons de la courbe expérimentale de diffusion (*fig. 3*) que pour des particules α incidentes de vitesse $1,4 \times 10^9$ cm/sec, seul l'ordre zéro est influencé, le premier ordre commençant à l'être lorsque la vitesse des particules atteint $1,5$ à $1,6 \times 10^9$ cm/sec et le deuxième ordre pour des particules de vitesse supérieure à $1,7 \times 10^9$ cm/sec. Il

semble que les particules doivent s'approcher du noyau de bore à une distance moindre que $4,8 \times 10^{-13}$ cm pour que la diffusion devienne anormale. Ainsi le rayon du sommet de la barrière de potentiel pour le noyau de bore doit être plutôt inférieur à

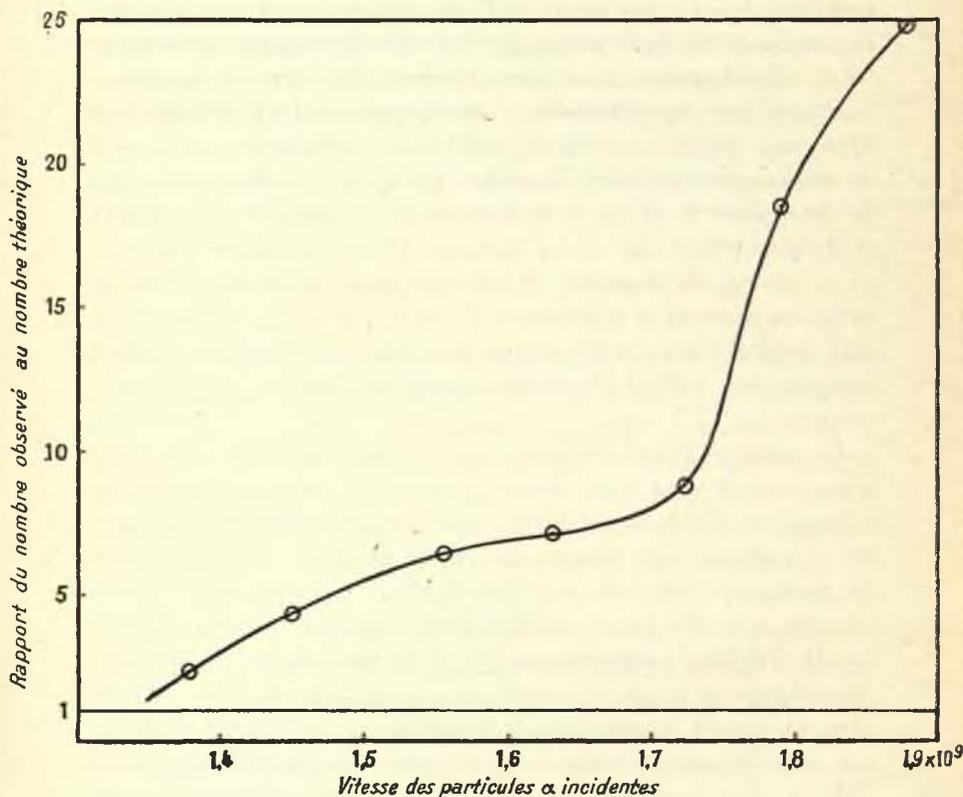


Fig. 3.

cette limite et est probablement voisin de $3,6 \times 10^{-13}$ cm. Cela donne pour hauteur de la barrière environ $4,0 \times 10^6$ électronvolts.

Des données expérimentales concernant la diffusion par le glucinium et le carbone, nous déduisons de manière analogue que le rayon du noyau de glucinium doit être inférieur à celui du bore et le rayon du noyau de carbone plutôt supérieur. Il résulte de ce qui précède qu'une application même très générale de la mécanique quantique fournit une interprétation des faits

expérimentaux et donne une mesure approximative du rayon nucléaire. L'application quantitative de cette méthode n'a été effectuée que pour deux cas, ceux de la diffusion par l'hydrogène et par l'hélium. Pour les autres noyaux, les calculs deviennent très compliqués et fastidieux, et ils ne semblent pas devoir apporter beaucoup de résultats nouveaux. Les effets d'échange entre particules α incidentes et nucléaires ⁽¹⁾ et la perturbation du champ nucléaire par les particules α incidentes rendent difficile une déduction précise du champ nucléaire intérieur à partir des données expérimentales; il semble qu'il soit possible seulement de déterminer le rayon et la hauteur de la barrière de potentiel et d'obtenir une idée de la manière dont le potentiel s'abaisse au voisinage du sommet. Il est vrai que les résultats expérimentaux peuvent se représenter au moyen d'un champ nucléaire, mais celui-ci n'est pas déterminé de manière univoque et l'on peut imaginer une infinité de champs nucléaires d'accord avec l'expérience.

J'ai indiqué que la diffusion dans l'hydrogène et dans l'hélium a pu recevoir une explication quantitative; dans ces deux cas la longueur d'onde de de Broglie associée à la particule incidente est très grande par rapport au rayon nucléaire et le problème est analogue à celui de la diffusion d'ondes planes par un petit obstacle, avec des calculs relativement simples. Ce travail effectué par M. Taylor ⁽²⁾ a été exposé par Mott au Congrès de Rome et par conséquent je n'y insisterai pas ici. La diffusion dans l'hydrogène se trouve exactement représentée, et les calculs donnent une très bonne première approximation de la diffusion dans l'hélium, mais les écarts sont cependant assez grands pour montrer qu'un examen ultérieur est nécessaire.

L'application de la mécanique quantique a clarifié une difficulté

(1) La diffusion par l'aluminium de particules α d'énergie égale à celle d'un niveau de résonance a été étudiée dans des expériences non encore publiées. La diffusion observée n'a pas concordé avec les prévisions d'un calcul dû à Mott. La divergence s'explique peut-être par des effets d'échange entre la particule incidente et les particules α nucléaires. Massey a examiné la probabilité d'un tel échange et a montré qu'elle doit être plus grande au voisinage d'un niveau de résonance.

(2) TAYLOR, *Proc. Roy. Soc., A*, 134, 1931, p. 103; 136, 1932, p. 605.

qui se présentait comme sérieuse en mécanique classique. L'expérience montre que la diffusion des particules α rapides par l'hélium était anormale même aux faibles angles. Du point de vue de la mécanique classique, ceci impliquait que le champ cessait d'être coulombien à une distance entre les noyaux plus grande que dans le cas de particules diffusées sous de grands angles. En mécanique ondulatoire, cette différence disparaît. La fonction d'onde représentant la diffusion détermine la probabilité pour que les particules soient diffusées sous un angle donné, mais elle n'implique aucune corrélation entre une distance minima et l'angle de diffusion.

TRANSMUTATION PAR DES PARTICULES α .

Les années récentes nous ont apporté une compréhension plus claire des processus de transmutation des éléments par des particules α . Le progrès est dû en partie au perfectionnement de la technique expérimentale et aussi à l'application de la mécanique quantique. Dans tous les cas connus de transmutation, il semble que la particule doive pénétrer dans le noyau où elle est capturée avec émission ultérieure d'un proton. Une preuve directe de cette capture n'a été obtenue que dans le cas de l'azote, mais on ne peut guère douter, en raison de la grandeur des changements d'énergie, qu'elle constitue un caractère général de ces transmutations. Il est également probable que la quantité de mouvement et l'énergie sont conservées dans ces processus, si sous le terme « énergie » nous comprenons non seulement l'énergie cinétique des particules, mais aussi leur énergie de masse.

La meilleure manière de mettre en évidence la nature des résultats expérimentaux récemment obtenus est d'examiner un cas particulier de transmutation, et je choisirai celui de l'aluminium. La réaction de transmutation peut s'écrire dans ce cas :



Nous admettons que les particules α et les protons occupent dans le noyau des niveaux d'énergie définis. La particule α capturée, d'énergie cinétique W , viendra occuper un niveau — E_x

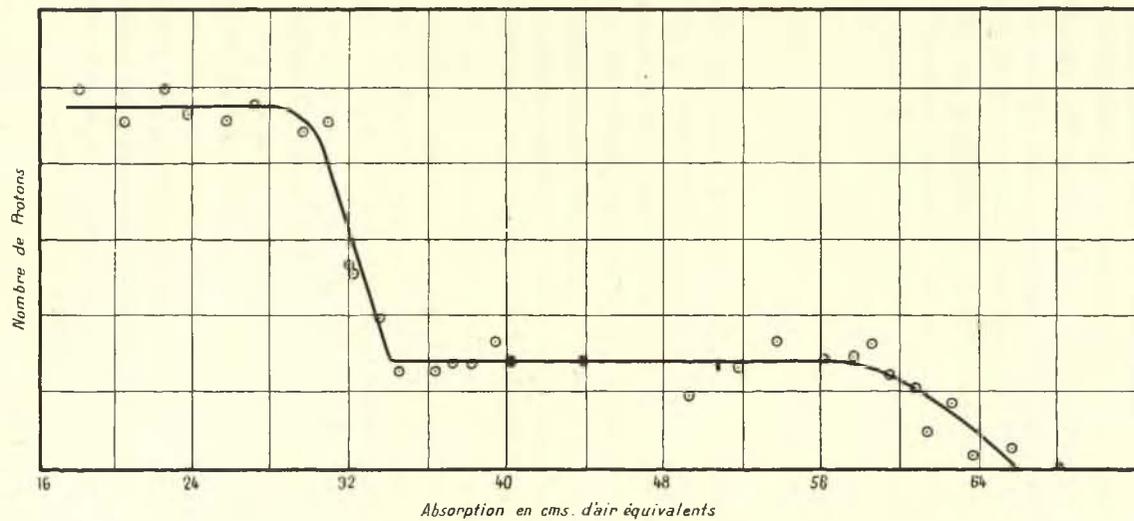


Fig. 4.

et un proton sera émis à partir d'un niveau $-E_p$. L'énergie cinétique du proton après l'émission sera $W + E_\alpha - E_p$, si l'on néglige l'énergie cinétique du noyau restant. A ce point de vue un faisceau homogène de particules α tombant sur une lame d'aluminium très mince devrait donner lieu à l'émission de protons ayant tous la même énergie (dans une direction donnée). La figure 4 donne les résultats d'une telle expérience ⁽¹⁾ faite avec des particules de vitesse $1,6 \times 10^9$ cm/sec. Les ordonnées représentent le nombre de protons qui ont des parcours donnés par les abscisses et mesurés dans le mica en centimètres d'air équivalents. On voit que ces protons se partagent en deux groupes définis. Cela peut s'expliquer en admettant que dans certains cas la particule α est capturée sur un niveau intermédiaire et qu'un proton est émis avec formation d'un noyau ^{30}Si excité, lequel revient à l'état normal avec émission d'un quantum de rayonnement. Cette explication est confirmée par le fait que l'aluminium bombardé par des particules α émet effectivement un rayonnement γ . Des observations ultérieures, dans lesquelles des particules plus rapides ont été utilisées, ont montré qu'il y a certainement un et peut-être deux autres groupes d'énergie moindre que ceux indiqués par la figure 4. Il doit donc y avoir au moins deux ou peut-être trois niveaux α intermédiaires et un nombre correspondant d'états excités du noyau $^{30}_{14}\text{Si}$.

La figure 5 donne les résultats obtenus quand une lame épaisse d'aluminium est bombardée par des particules α du polonium. Les protons peuvent être partagés en huit groupes associés deux à deux (les groupes lents récemment observés se trouvent en dehors des limites d'observation dans ces dernières expériences; leurs parcours sont tous inférieurs au minimum de la figure 5). Dans ces conditions expérimentales, des chocs se produisent entre les noyaux d'aluminium et des particules α de toutes vitesses, depuis zéro jusqu'à la vitesse initiale de la particule α du polonium; cependant les désintégrations semblent n'être dues qu'à des particules ayant certaines vitesses définies. L'origine d'un semblable effet a été indiqué pour la première fois par Gurney ⁽²⁾ qui a émis

⁽¹⁾ CHADWICK et CONSTABLE, *Proc. Roy. Soc.*, A, 133, 1932, p. 48.

⁽²⁾ GURNEY, *Nature*, 123, 1929, p. 565.

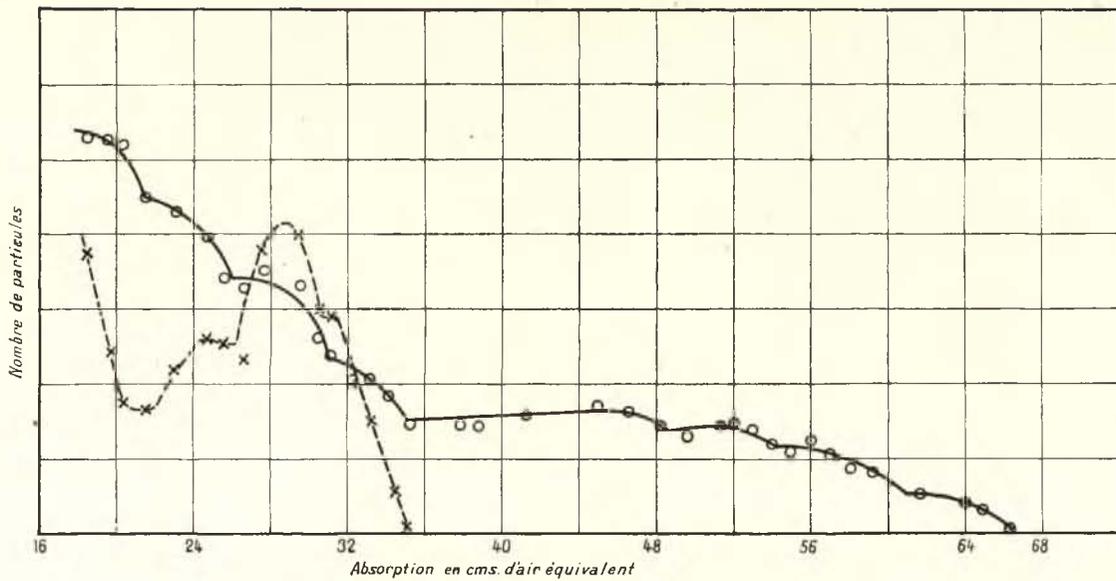


Fig. 5.

l'idée d'un effet possible de résonance entre la particule incidente et le noyau atomique. Si la particule α a exactement l'énergie correspondant à un niveau de résonance du noyau, la probabilité pour qu'elle traverse la barrière de potentiel sera beaucoup plus grande que si son énergie est plus grande ou plus petite que cette valeur. La première constatation d'un effet de résonance de ce genre a été faite par Pose (1) dans ses expériences sur la désintégration de l'aluminium. Les résultats représentés dans la figure 5 montrent qu'il y a quatre niveaux de résonance du noyau d'aluminium entre 4 et $5,3 \times 10^6$ électron-volts. La pénétration de la particule α à travers chaque niveau (et sa capture) donne lieu à l'émission d'une paire des groupes de protons montrés par la figure. Nous avons déduit des expériences sur la diffusion anormale que la hauteur de la barrière de potentiel de l'aluminium est probablement voisine de 8×10^6 électron-volts. Il est évident que les particules du polonium qui ont une énergie de $5,3 \times 10^6$ électron-volts ne pourraient pas traverser la barrière en quantité appréciable et produire la désintégration sans l'existence de semblables niveaux de résonance.

Les quatre niveaux constatés ci-dessus ne sont pas très nettement définis et sont assez rapprochés les uns des autres, de sorte qu'il est difficile de montrer que les particules α d'énergie très peu différente de celle d'un niveau de résonance ont une moindre efficacité de désintégration, correspondant à une moindre probabilité de traverser la barrière de potentiel. Ce fait a cependant été montré dernièrement dans des expériences de Duncanson et Miller (2). Dans ces expériences une lame mince d'aluminium était bombardée par des particules α du RaC, et le rendement en protons de désintégration a été mesuré pour des énergies progressivement décroissantes des particules α . Les résultats sont indiqués dans la figure 6. On voit que, à mesure que l'énergie des particules α diminue, le nombre de protons, ou la probabilité de pénétration de la particule α dans le noyau, diminue très rapidement et devient très petit pour des particules de parcours $5\text{cm},6$ (ou d'énergie $6,7 \times 10^6$ électron-volts). Une

(1) POSE, *Zeits. f. Phys.*, 64, 1930, p. 1.

(2) DUNCANSON et MILLER, *Proc. Roy. Soc., A*, en cours de publication.

réduction ultérieure du parcours produit une augmentation rapide du nombre des protons jusqu'à un maximum suivi d'une

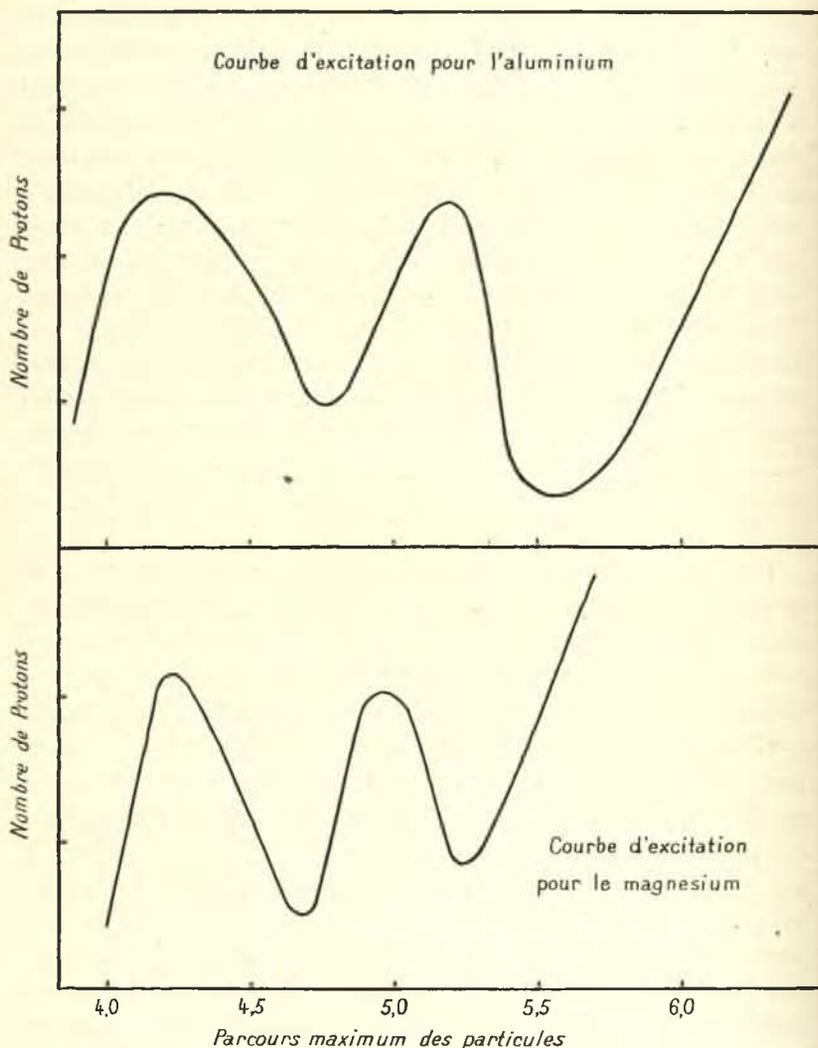


Fig. 6.

diminution jusqu'à une faible valeur, et ceci est suivi par un autre maximum plus étalé. La première diminution rapide du nombre des protons doit être attribuée à une décroissance de la

probabilité de pénétration, lorsque l'énergie de la particule α tombe au-dessous du sommet de la barrière de potentiel. Quand on continue à diminuer l'énergie de la particule α , un niveau de résonance est atteint et les particules peuvent de nouveau pénétrer dans le noyau. Le second maximum plus étalé correspond peut-

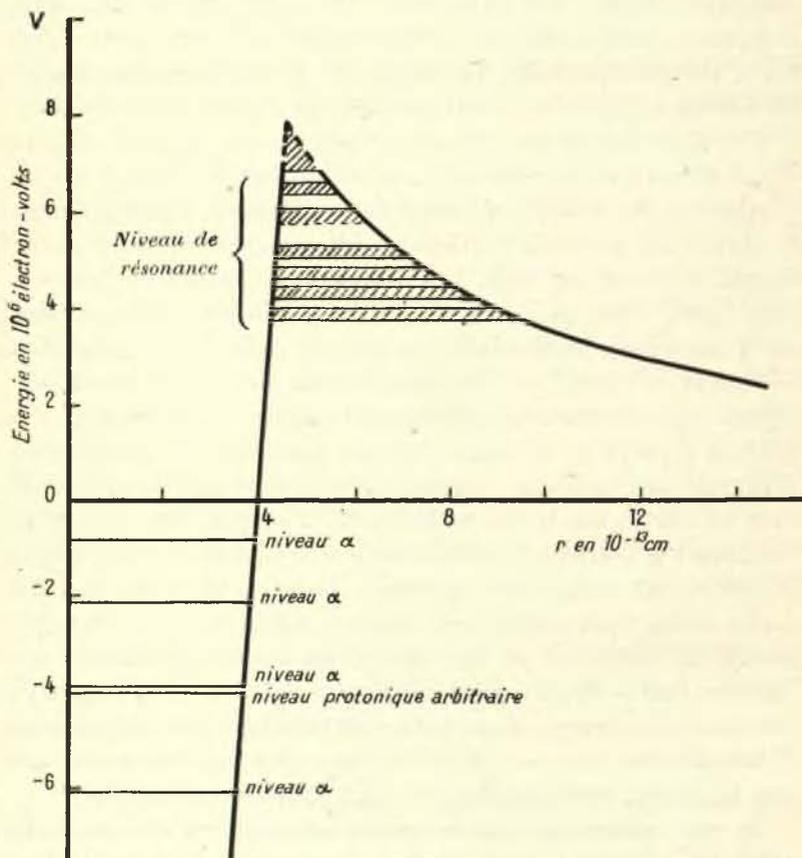


Fig. 7.

être à deux niveaux de résonance voisins que les conditions expérimentales n'ont pas permis de séparer. Les renseignements sur la barrière de potentiel de l'aluminium, qui peuvent être déduits de ces expériences, sont résumés dans le diagramme de la figure 7. J'ai admis un champ de Coulomb pour des distances plus grandes que le rayon nucléaire et j'ai pris pour sommet de

la barrière de potentiel la valeur 8×10^6 électron-volts. Les expériences de Duncanson et Miller montrent que des particules α d'énergie supérieure à environ $6,8 \times 10^6$ électron-volts peuvent toutes traverser la barrière, et indiquent deux niveaux de résonance à $6,58$ et $6,04 \times 10^6$ électron-volts, le second niveau étant peut-être double. Les expériences de Chadwick et Constable indiquent quatre niveaux de résonance à $5,25$; $4,86$; $4,49$; $4,0 \times 10^6$ électron-volts. La région de la barrière de potentiel au-dessous de $4,0 \times 10^6$ électron-volts n'a pas encore été étudiée.

J'ai déjà indiqué que l'énergie cinétique du proton émis lors d'une désintégration dépend non seulement de l'énergie de la particule α incidente, mais aussi de la différence d'énergie entre le niveau sur lequel la particule α est capturée et celui à partir duquel le proton est émis. Les expériences donnent les parcours dans l'air ⁽¹⁾ des protons libérés par des particules α d'un parcours ou d'une vitesse déterminés. La relation entre le parcours d'un proton et sa vitesse est maintenant assez bien connue pour permettre une évaluation suffisamment précise de la vitesse des protons à partir de la mesure de leur parcours. Le changement d'énergie cinétique dans le processus de désintégration peut ainsi être calculé et représente la différence d'énergie entre le niveau sur lequel la particule α est capturée et le niveau à partir duquel le proton est émis. Les expériences les plus récentes montrent qu'au moins trois groupes de protons sont libérés par un même groupe de particules α . Les changements d'énergie déduits des mesures sont $-3,2$; $-0,16$; $+2,07 \cdot 10^6$ électron-volts. [Haxel ⁽²⁾ mentionne un groupe de protons correspondant à un changement d'énergie d'environ -2×10^6 électron-volts, mais ne mentionne pas le groupe correspondant à $-3,2 \times 10^6$ électron-volts.]

Si nous admettons que le proton est toujours émis à partir d'un même niveau, nous pouvons supposer que la particule α peut être capturée sur trois (ou quatre) niveaux différents, les deux (ou trois) niveaux intermédiaires étant placés au-dessus du niveau du proton et le niveau stable final étant $2,07 \times 10^6$ élec-

⁽¹⁾ Les parcours sont généralement mesurés dans le mica et leur valeur dans l'air sont calculées à partir du pouvoir d'arrêt du mica.

⁽²⁾ HAXEL, *Zeits. f. Phys.*, 83, 1932, p. 323.

tron-volts au-dessous de ce dernier. Les expériences donnent seulement les positions relatives et non les positions absolues de ces niveaux. Dans la figure 7 j'ai choisi arbitrairement le niveau du proton et les positions des niveaux des particules α sont indiquées par rapport à lui. Ce diagramme résume nos connaissances concernant la barrière nucléaire de l'aluminium, déduites jusqu'ici des expériences de désintégration.

Les recherches sur la transmutation des autres éléments n'ont pas encore été développées aussi complètement que pour l'aluminium. Les résultats qui ont pu être obtenus font apparaître les mêmes caractères généraux. Ainsi les expériences sur le fluor ont mis en évidence deux niveaux de résonance et indiqué une hauteur d'environ 5×10^6 électron-volts pour la barrière de potentiel, deux groupes de protons au moins étant libérés par un groupe défini de particules α . De même, les expériences sur le magnésium montrent que la barrière de potentiel de ce noyau ressemble à celle de l'aluminium. On peut voir sur la figure 6 que cette barrière est plutôt plus basse que celle de l'aluminium, comme il est probable *a priori*, et qu'il y a deux niveaux de résonance dans des positions analogues à celles des deux niveaux indiqués pour l'aluminium. (Aucune expérience précise n'a été faite avec des particules α de parcours moindre que 4^{cm} , et on ne sait pas encore exactement à quel isotope les effets observés doivent être attribués.)

Dans le tableau ci-dessous je résume les renseignements que ces expériences de transmutation ont apportés sur les barrières de potentiel des noyaux.

Élément.	Hauteur minimum de la barrière. <small>10^6 électron-volts</small>	Niveaux de résonance. <small>10^6 électron-volts</small>	Nombre de groupes de protons.
^9_4Be	3,5	1,4; 2,5	au moins 2 (neutron)
$^{10}_5\text{B}$. . . environ	3,7	environ 2,4	2
$^{11}_5\text{B}$	3,7	» 2,4	1 (neutron)
$^{14}_7\text{N}$	4,1	» 3,5	1
$^{19}_9\text{F}$	5	4,0; 3,4	2
$^{24}_{12}\text{Mg}$	6,5	6,4; 6,0	2 au moins
$^{27}_{13}\text{Al}$	6,8	6,58; 6,04 5,25; 4,86 4,49; 4,0	3 »

J'ai introduit des données sur ${}^9\text{Be}$ et ${}^{11}\text{B}$ qui émettent des neutrons et non des protons sous l'action des particules α . Les valeurs données pour les hauteurs des barrières de potentiel sont les énergies des particules qui commencent à pouvoir pénétrer à travers le sommet; les hauteurs véritables de celui-ci doivent par conséquent être légèrement supérieures aux valeurs indiquées, d'une quantité inconnue.

LE NEUTRON.

Bothe et Becker⁽¹⁾ ont trouvé que le bombardement du glucinium par des particules α donnait lieu à l'émission d'un rayonnement très pénétrant. On a supposé pendant quelque temps qu'il s'agissait d'un rayonnement pur, mais des expériences ultérieures⁽²⁾ ont montré qu'il est constitué en partie par des particules matérielles. Ces particules ont une masse voisine de celle du proton, mais n'ont pas de charge électrique, aussi les a-t-on appelées « neutrons ». Le neutron possède des propriétés intéressantes, dont la plus frappante est son grand pouvoir pénétrant, avec la faculté de projeter les atomes de la matière à travers laquelle ils passent. La masse du neutron a été évaluée à partir de la mesure des quantités de mouvement communiquées à divers atomes et a été trouvée sensiblement la même que celle du proton, tandis que son pouvoir de pénétration montre immédiatement que le neutron ne peut pas avoir une charge électrique appréciable.

Les neutrons ne peuvent être observés que de manière indirecte par l'intermédiaire des atomes qu'ils projettent au moment d'un choc. Les expériences de Dee⁽³⁾ montrent que l'ionisation directe produite par un neutron le long de son trajet dans l'air est certainement moindre qu'un couple d'ions sur 3^{m} de parcours; et Massey⁽⁴⁾ a calculé qu'elle doit être de l'ordre très faible d'un couple sur 10^5 km⁽⁵⁾. Ainsi la perte d'énergie d'un neutron dans son

(1) BOTHE et BECKER, *Zeits. f. Phys.*, 66, 1930, p. 289.

(2) CURIE et JOLIOU, *C. R. Acad. Sc.*, 194, 1932, p. 273 et Notes ultérieures, voir aussi *L'existence du neutron*, Hermann et Cie, Paris; CHADWICK, *Proc. Roy. Soc.*, A, 136, 1932, p. 692; 142, 1933, p. 1.

(3) DEE, *Proc. Roy. Soc.*, A, 136, 1932, p. 727.

(4) MASSEY, *Proc. Roy. Soc.*, A, 138, 1930, p. 460.

(5) Dans ce calcul, le moment magnétique du neutron a été négligé; si l'on en tient compte, l'ionisation directe peut être d'environ 1 couple d'ions sur 10^3 km.

passage à travers la matière est due à des chocs contre des noyaux atomiques et non pas contre des électrons. Ce caractère est très différent de celui d'une particule chargée qui dissipe son énergie presque complètement au cours de chocs contre des électrons. Le choc d'un neutron contre un noyau atomique est d'ailleurs une circonstance assez rare, car l'action entre un neutron et un noyau est très faible, excepté à des distances de l'ordre de 10^{-12} cm. Dans un choc direct contre un noyau, la trajectoire du neutron est déviée et le noyau rencontré peut prendre une énergie cinétique suffisante pour lui permettre de produire lui-même des ions. Les noyaux projetés par un choc avec un neutron peuvent être décelés par des mesures d'ionisation dans une chambre reliée à un appareil sensible, ou associée à un appareil électrique de numération, ou encore par les traces ionisées observées dans une chambre de Wilson. Les trois méthodes ont été utilisées pour déceler la présence des neutrons et pour établir leurs propriétés.

Des neutrons ont été obtenus en bombardant un grand nombre d'éléments légers par des particules α . On admet que le processus de transmutation consiste dans la capture de la particule α à l'intérieur d'un noyau atomique et l'émission d'un neutron. Le rendement en neutrons est faible et du même ordre que le rendement en protons dans les transmutations analogues. Le plus grand rendement est fourni par le glucinium : environ 30 neutrons pour chaque million de particules α du polonium tombant sur une couche épaisse de glucinium. Les éléments de nombre atomique élevé donnent un rendement beaucoup plus faible. Les éléments à partir desquels des neutrons ont pu être obtenus jusqu'ici sont le lithium, le glucinium, le bore, le fluor, le néon, le magnésium et l'aluminium.

Les seuls éléments légers dont des neutrons n'ont pas encore pu être extraits sont l'hydrogène, l'hélium, le carbone, l'azote et l'oxygène (1). L'absence de transmutation dans ces cas peut être reliée à une règle générale concernant la structure nucléaire. Si un noyau de masse atomique A et de nombre atomique Z se transforme en capturant une particule α et en émettant un neutron,

(1) KIRSCH (*Naturwiss.*, t. 21, 1933, p. 332) a annoncé que des neutrons sont émis à partir du carbone et de l'azote et aussi de quelques éléments lourds tels que le palladium, l'argent, le platine, l'or, le plomb.

le nouveau noyau aura une masse $A + 3$ et le nombre atomique $Z + 2$. De plus, tous les types connus de noyaux atomiques satisfont à la règle : $A \geq 2Z$. Si le nouveau noyau doit obéir à cette condition, il faut que $A + 3 \geq 2(Z + 2)$ ou $A \geq 2Z + 1$. Cette condition n'est pas satisfaite par H, He, C, N ou O et nous ne devons par conséquent pas prévoir une désintégration de ces noyaux avec émission de neutrons. L'application de cette condition exclut également la transmutation dans les cas tels que ${}^{10}_3\text{B}$, ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ et ${}^{24}_{12}\text{Mg}$, et les neutrons doivent par conséquent être attribués aux autres isotopes de ces éléments.

La masse du neutron. — J'ai indiqué plus haut que les mesures des quantités de mouvement transmises à des noyaux atomiques par le choc d'un neutron montre que la masse du neutron est à peu près la même que celle du proton. Ces mesures ne peuvent pas être faites avec une précision suffisante pour donner une valeur exacte de la masse du neutron; pour obtenir celle-ci, nous devons utiliser les relations énergétiques dans une transmutation où un neutron est émis par un noyau atomique. En admettant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement pendant la transmutation, la mesure de l'énergie cinétique, des neutrons libérés par des particules α d'énergie connue suffit à déterminer la masse du neutron, si les masses des noyaux initial et final dans la transmutation sont connues. L'énergie cinétique du neutron peut être déterminée en mesurant le parcours maximum des protons extraits de la paraffine. Si la masse du neutron est voisine de celle du proton, comme l'indiquent les mesures relatives aux chocs, la vitesse maxima acquise par un proton frappé par un neutron sera égale à la vitesse du neutron.

Deux transmutations seulement permettent cette évaluation de la masse du neutron : celles du lithium et du bore.

Dans le cas du bore, on admet que le processus de transmutation est



Le parcours maximum des protons projetés par les neutrons qu'émet le bore sous l'action des particules α du polonium est voisine de 17cm , c'est-à-dire que des particules α de vitesse $1,60 \times 10^9 \text{ cm/sec}$ libèrent des neutrons

de vitesse $2,53 \times 10^9$ cm/sec. Les masses, d'après les mesures d'Aston, sont

$${}^4_2\text{B} = 11,00825 \pm 0,0018, \quad {}^4_2\text{He} = 4,00106 \pm 0,0006, \\ {}^{14}_7\text{N} = 14,0042 \pm 0,002.$$

Les énergies cinétiques exprimées en masses sont : pour la particule α 0,0057, pour le neutron 0,0036 et pour le noyau d'azote 0,0006. Ces valeurs donnent pour la masse du neutron 1,0066. Les erreurs indiquées sur les mesures des masses sont les maxima évalués par Aston. Si l'on admet que les erreurs probables sont égales au quart de celles-ci environ, l'erreur probable dans la masse du neutron est à peu près de $\pm 0,001$.

Une seconde évaluation peut être déduite du processus



La masse du lithium a été mesurée par Bainbridge (1), qui a trouvé une valeur de $7,0130 \pm 0,0006$.

L'évaluation la meilleure est peut-être celle qu'on déduit des expériences de Cockcroft et Walton sur la désintégration du lithium par des protons rapides, car cette évaluation ne fait intervenir que la mesure des parcours des particules α émises dans cette désintégration et les mesures d'Aston sur l'hydrogène et l'hélium. Nous trouvons de cette manière que la masse de ${}^7_3\text{Li}$ est égale à 7,0133.

L'énergie cinétique des neutrons libérés par le lithium sous l'action des particules α du polonium n'a pas encore été mesurée, mais elle est certainement faible, probablement inférieure à $0,5 \times 10^6$ électron-volts. Nous obtiendrons pour la masse du neutron une limite supérieure, si nous admettons que le noyau de recul et le neutron prennent la même vitesse. En utilisant les chiffres d'Aston pour

$${}^4_2\text{He} = 4,00106 \quad \text{et} \quad {}^{10}_5\text{B} = 10,01075,$$

nous déduisons que la masse du neutron ne peut pas être supérieure à $1,0072 \pm 0,0005$.

(1) BAINBRIDGE, *Phys. Rev.*, 43, 1933, p. 103.



Une limite inférieure de la masse du neutron peut être obtenue de la manière suivante. Si nous admettons que l'isotope de l'hydrogène dont la masse est 2 est formé par un proton combiné avec un neutron, la somme des masses du proton et du neutron doit être supérieure à la masse du noyau ${}^2_1\text{H}$, d'une quantité correspondante à l'énergie de liaison. La masse du neutron doit par conséquent être plus grande que la différence entre les masses du noyau ${}^2_1\text{H}$ et du proton. La masse du noyau ${}^2_1\text{H}$, d'après les mesures de Bainbridge, est 2,0131, et par conséquent la masse du neutron doit être supérieure à 1,0056.

La concordance entre ces diverses évaluations est très satisfaisante et il ne paraît pas douteux que la masse du neutron soit moindre que celle de l'atome d'hydrogène. C'est là ce que nous pouvons prévoir si le neutron résulte de l'union intime d'un proton avec un électron. La différence de masse 0,0012 correspondant à l'émission d'un million d'électron-volts représenterait alors l'énergie de liaison des deux particules. Il est assez significatif que ce changement de masse correspond presque exactement à un changement d'énergie de l'électron de $+mc^2$ à $-mc^2$.

La masse du neutron est conforme à la conception que le neutron est une particule complexe, mais cet accord n'est pas décisif. Une preuve directe pourrait résulter de la constatation de la décomposition d'un neutron en un proton et un électron lors d'une collision nucléaire, mais le calcul montre que la probabilité d'un semblable événement est extrêmement faible. Une pareille structure pour le neutron ne se concilie pas avec les conceptions actuelles de la mécanique quantique, dans lesquelles l'atome d'hydrogène représente la seule combinaison possible d'un proton et d'un électron. D'autre part, il est évident d'après la masse du neutron que l'énergie de liaison des particules serait plus grande que la masse propre de l'électron, et la mécanique de la relativité serait nécessaire pour représenter leur interaction. Il y a cependant d'autres arguments en faveur de la nature élémentaire du neutron, et ces arguments semblent assez forts.

Le premier argument utilise le spin du neutron. Celui-ci peut se déduire à partir des spins des éléments légers en admettant qu'un noyau est construit autant que possible de particules α , puis de protons et de neutrons, et que le spin d'un noyau est la

somme vectorielle des spins de ses particules constitutives (1). Il en résulte que le neutron doit avoir un spin $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ et par conséquent suivre la statistique de Fermi.

Si l'on considère le neutron comme résultant de la combinaison d'un proton et d'un électron, on doit attribuer à l'électron un spin zéro et lui appliquer la statistique de Bose, ce qui est contraire à la manière dont il se comporte à l'état libre. Il semble que les statistiques et les spins des noyaux des éléments légers ne peuvent conduire à des résultats cohérents que si l'on admet que le neutron est une particule élémentaire.

Un second argument d'ordre plus général peut être utilisé. Si le neutron résulte de l'union d'un proton et d'un électron, pourquoi l'atome d'hydrogène ne se transforme-t-il pas en un neutron avec émission d'énergie ? De nombreuses preuves expérimentales montrent qu'une telle transformation doit être extrêmement rare.

On pourrait peut-être essayer de développer une autre conception en admettant que le proton est une particule complexe composée d'un neutron et d'un électron positif. Ceci me semble actuellement peu probable. Il est possible que la masse du proton soit moindre que la somme des masses du neutron et de l'électron positif, mais l'énergie de liaison serait très petite dans ces conditions. La difficulté relative au spin subsiste. Nous serions obligés d'admettre que le spin de l'électron positif serait 0 ou 1, et la destruction réciproque de l'électron positif et du négatif deviendrait difficile à comprendre.

Il semble bien que l'ensemble des faits suggère que le neutron et le proton sont tous les deux des particules élémentaires. Cependant, je montrerai plus loin que l'on peut déduire des résultats concernant les collisions entre neutrons et protons des raisons en faveur de la complexité du neutron ou du proton.

Collisions entre neutrons et noyaux atomiques. — Quelque idée

(1) L'exemple le plus simple est celui de l'isotope de l'hydrogène ${}^2_1\text{H}$. On lui trouve un spin égal à 1. Puisque le spin du proton est $\frac{1}{2}$, celui du neutron doit être aussi $\frac{1}{2}$.

que l'on se fasse de la nature du neutron, ses collisions avec le noyau atomique peuvent être envisagées de manière très générale. Son interaction avec un noyau sera faible, excepté à des distances de l'ordre de 10^{-12} cm, et le neutron ne sera dévié qu'en cas de chocs très directs. De manière générale on peut dire que la diffusion des neutrons sera due principalement au champ intérieur du noyau, le rayon de choc de ce noyau étant sensiblement égal au rayon de la barrière de potentiel; la distribution des neutrons diffusés ne sera pas appréciablement dissymétrique. Cette conception représente de manière très suffisante la plupart des résultats expérimentaux sur la diffusion des neutrons, mais notre information à ce sujet est encore peu abondante. Il semble cependant qu'en général des neutrons lents sont plus facilement diffusés que des neutrons rapides, et de Broglie ⁽¹⁾ a annoncé un effet analogue à l'effet Ramsauer pour les électrons.

Les chocs de neutrons ont été étudiés théoriquement par Massey. Il considère le neutron comme un atome d'hydrogène dans un état quantique voisin de zéro et produisant un champ analogue à celui qui entoure l'orbite de Bohr d'un atome d'hydrogène, mais à une échelle très réduite. On peut en représenter le potentiel par

$$V(r) = e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{a_0} \right) e^{-\frac{Zr}{a_0}},$$

où Z est la charge nucléaire effective qui sera supposée très grande, et a_0 le rayon de la première orbite de Bohr de l'hydrogène. Le « rayon » du neutron sera $\frac{a_0}{Z}$. Des expériences sur la diffusion de neutrons par des éléments lourds, Massey a déduit comme limite inférieure de la valeur de Z le nombre 25,000. Ceci donne une valeur maxima pour le « rayon » du neutron : 2×10^{-13} cm. En appliquant ce résultat au choc d'un neutron avec les éléments légers, Massey trouve que les rayons de choc doivent être proportionnels à la charge nucléaire. Ce résultat n'est pas d'accord avec l'expérience, car celle-ci montre que le rayon de choc varie lentement depuis le carbone, pour lequel sa valeur est environ $3,5 \times 10^{-13}$ cm, jusqu'à l'azote où il

(1) M. DE BROGLIE et LEPRINCE-RINGUET, *Nature*, 130, 1932, p. 395.

est d'environ $5,5 \times 10^{-13}$ cm. Il en conclut que l'action extérieure entre un noyau et un neutron doit s'exercer à une distance si faible que les deux systèmes se pénètrent et que les aires de collision sont déterminées par le champ nucléaire interne.

Le calcul ne donne aucun résultat correct quand on l'applique aux collisions d'un neutron avec un proton, car il aboutit à un rayon de choc tout au plus égal à $1,4 \times 10^{-14}$ cm, alors que l'expérience montre que le rayon doit être cinquante fois plus grand.

Les collisions entre neutron et proton présentent un intérêt tout particulier, car on peut en attendre quelque indication sur la nature du neutron. De plus, l'action mutuelle entre un proton et un neutron est de grande importance pour les théories de la structure nucléaire. Si nous admettons que les noyaux atomiques sont constitués par des protons et des neutrons, les forces de liaison à l'intérieur du noyau comprennent les actions protons-protons, neutrons-neutrons, et protons-neutrons. L'action entre deux protons serait représentée par la loi de Coulomb (en négligeant les actions magnétiques) et il est certain que les forces de Coulomb ne jouent qu'un rôle secondaire à l'intérieur des noyaux, au moins en ce qui concerne les noyaux légers. L'action entre deux neutrons peut être supposée faible par rapport aux autres. C'est ainsi l'action entre un neutron et un proton qui est la plus importante au point de vue de la structure d'un noyau et qui dans une large mesure détermine sa stabilité.

Ces collisions n'ont pas encore été étudiées de très près, mais, quoique les données expérimentales soient encore peu nombreuses et peu précises, elles présentent quelques aspects intéressants.

La distribution angulaire des protons frappés par des neutrons a été observée par Auger et Monod-Herzen ⁽¹⁾ et aussi par Kurie ⁽²⁾. Dans les deux cas les neutrons utilisés étaient hétérogènes avec des vitesses généralement inférieures à $2,8 \times 10^9$ cm/sec. Dans les travaux d'Auger et Monod-Herzen, la plus grande partie des protons de recul étaient dus à des collisions avec des neutrons lents, tandis que Kurie a fait porter ses observations sur les protons projetés par les neutrons les plus rapides. Les deux séries d'obser-

(¹) AUGER et MONOD-HERZEN, *C. R. Acad. Sc.*, 196, 1932, p. 1102.

(²) KURIE, *Phys. Rev.*, 43, 1933, p. 672.

vations conduisent cependant au même résultat : la distribution angulaire des protons par rapport au centre de masse du système en collision est à peu près uniforme. Le rayon de choc a été évalué par Meitner et Philipp comme n'étant pas inférieur à 8×10^{-13} cm. Ces auteurs ont utilisé la méthode de détente et il semble résulter de leurs données que la plupart des collisions étaient dues à des neutrons lents de vitesses voisines de 10^9 cm/sec.

Mes propres résultats sont en accord général avec les précédents et je ne les indiquerai que dans la mesure où ils apportent des indications nouvelles au sujet du rayon de choc. Ce rayon a été déterminé indirectement en comparant le nombre de déviations observées dans un appareil de numération, quand il était rempli successivement avec de l'hydrogène, de l'azote, de l'oxygène ou de l'argon. Le même nombre, inconnu, de neutrons traversait la chambre dans chaque cas, de sorte que le nombre de déviations devait être proportionnel à la surface de collision du noyau considéré. Le rayon de choc pour le carbone a été évalué en mesurant la réduction du nombre des déviations produites par l'interposition d'un bloc de graphite sur le trajet des neutrons. La valeur trouvée pour le carbone est $3,5 \times 10^{-13}$ cm. Les rayons de choc de l'azote et de l'oxygène semblent être plutôt plus grands et j'ai admis pour eux la valeur 4×10^{-13} cm.

J'ai constaté que le rayon de choc de l'hydrogène varie avec la vitesse des neutrons. Avec des neutrons de vitesse $2,7 \times 10^9$ cm/sec, on trouve un rayon de choc de 4 à 5×10^{-13} cm, tandis que pour des neutrons de vitesse environ 2×10^9 cm/sec le rayon de choc s'élève à 6 ou 7×10^{-13} cm. Quelques expériences avec des neutrons lents semblent indiquer que le rayon de choc continue d'augmenter quand la vitesse des neutrons diminue.

Je vais maintenant examiner les conséquences de ces résultats quant à la nature de l'action entre un neutron et un proton.

La théorie ondulatoire des collisions entre deux particules indépendantes donne pour section de choc la valeur

$$Q = \frac{h^2}{\pi M^2 v^2} \sum_n (2n + 1) \sin^2 \delta_n,$$

où M est la masse relative du système, v la vitesse relative initiale

des particules et les δ_n sont des constantes de phase dépendant de M , v , et de l'énergie d'interaction $V(r)$ des particules. La distribution angulaire par unité d'angle des particules, dans un système de coordonnées où le centre de masse est au repos, est donnée par

$$I(\theta) \sin \theta = \frac{h^2}{8\pi^2 M^2 v^2} \left| \sum_n (e^{2i\delta_n} - 1) (2n + 1) P_n(\cos \theta) \right|^2 \sin \theta,$$

où

$$P_0(\cos \theta) = 1;$$

$$P_1(\cos \theta) = \cos \theta;$$

$$P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \dots$$

.....

Il résulte des expériences sur les collisions neutrons-protons que la distribution angulaire est à peu près uniforme, c'est-à-dire que seul l'harmonique sphérique d'ordre zéro est important; ou, ce qui revient au même, que la diffusion est déterminée principalement par les chocs directs des particules. Cela signifie que le rayon d'interaction entre neutron et proton est petit par rapport à $\frac{1}{2\pi}$ fois la longueur d'onde, soit

$$\frac{h}{2\pi M v}, \text{ c'est-à-dire } 10^{-12} \text{ cm.}$$

On peut déduire d'autres renseignements sur l'interaction d'un neutron et d'un proton à partir de la masse de l'isotope ${}^3\text{H}$. Si nous admettons que ce noyau ${}^3\text{H}$ résulte de l'union d'un proton et d'un neutron, il en résulte que l'énergie de liaison des deux particules de ce noyau est de l'ordre de 10^6 électron-volts. La loi d'action peut être supposée conforme à celle de la figure 8, où $V(r)$ est négligeable pour $r > r_0$. Du fait qu'il existe un niveau d'énergie $-E_0$ (énergie de liaison), nous concluons que $V(r)$ doit être très grand dans la région $r < r_0$ puisque le champ doit être assez intense pour condenser une demi-longueur d'onde dans cette région. Nous avons vu plus haut que la longueur d'onde des protons incidents est très grande par rapport à r_0 et que leur énergie est du même ordre que l'énergie de liaison E_0 . Il en résulte que $V(r)$ doit être très grand par rapport à E_0 ou par rapport

à l'énergie des particules incidentes. La répartition du potentiel d'action d'un proton sur un neutron peut être grossièrement comparée à un creux très profond de petit rayon.

On peut montrer que l'effet de cette distribution est de donner

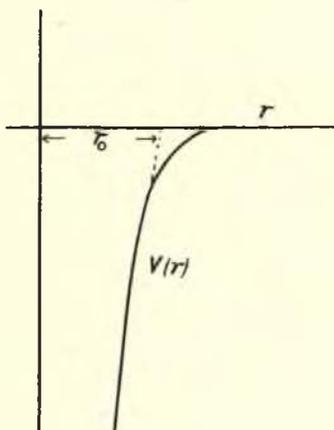


Fig. 8.

aux fonctions d'onde décrivant les collisions un maximum au voisinage de $r = r_0$, au lieu d'une valeur sensiblement nulle, ce qui correspond à un changement de phase d'environ $\frac{\pi}{2}$. Par conséquent, dans l'expression de la section de choc, nous poserons $\delta_0 = \frac{\pi}{2}$, nous négligerons les autres δ et nous aurons approximativement

$$Q \sim \frac{h^2}{\pi M^2 v^2},$$

c'est-à-dire

$$Q \sim 2 \cdot 10^{-23} \times v^{-2},$$

où v est mesuré en unités 10^9 cm/sec. Le rayon de choc sera donc $\frac{2,5 \times 10^{-12}}{v}$ cm. Ceci est une limite supérieure, puisque nous avons introduit la valeur maxima de δ_0 . Il est très peu probable que δ_0 puisse s'abaisser jusqu'à $\frac{\pi}{4}$; en admettant $\delta_0 = \frac{\pi}{4}$ nous obtiendrons par conséquent pour le rayon de choc une valeur minima d'environ $\frac{1,8 \times 10^{-12}}{v}$ cm.

Ce résultat est en meilleur accord avec l'expérience que celui des calculs antérieurs. La section de choc, pour une rencontre avec un proton, est grande et varie dans le sens voulu avec la vitesse du neutron. Mais la section de choc est devenue trop grande, puisqu'en admettant dans le résultat précédent $v = 2,7 \times 10^9$ cm/sec, nous obtenons un rayon de choc d'environ 10×10^{-13} cm, avec une valeur minima de 7×10^{-13} cm, tandis que les observations donnent plutôt moins que 5×10^{-13} cm. L'écart semble trop grand pour être attribué à des erreurs expérimentales. Une explication de ce désaccord peut être obtenue en admettant que les deux particules proton et neutron ne sont pas complètement indépendantes, et en introduisant ainsi un autre type d'action pendant les chocs. Admettons par exemple que le neutron résulte de l'union d'un proton et d'un électron. Alors une action d'échange entre le neutron et le proton devient possible, l'échange des protons et le passage de l'électron du neutron au proton. Cette action est analogue à celle qui s'exerce entre un atome d'hydrogène et un proton. Son influence est de diminuer la section de choc dans un rapport qui dépend du spin du proton. Si le spin est $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$, les sections peuvent être réduites jusqu'à $\frac{1}{4}$ des valeurs précédentes. D'où

$$Q \sim \frac{1}{4} \frac{h^2}{\pi M^2 v^2}, \quad \text{c'est-à-dire} \quad \sim 5 \cdot 10^{-24} \times v^{-2} \text{ cm}^2,$$

où v est mesuré en unités 10^9 cm/sec.

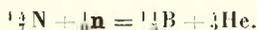
Pour des neutrons de vitesse $2,7 \times 10^9$ cm/sec, cette expression donne un rayon de choc d'environ 5×10^{-13} cm, en bon accord avec l'expérience.

Malgré cet excellent accord, il serait prématuré de conclure définitivement que le neutron ou le proton sont des particules complexes, puisque les données expérimentales sont encore incertaines et que la théorie des chocs n'est pas encore complète. Il semble cependant que l'introduction d'une action d'échange de nature quelconque est nécessaire pour rendre compte des résultats expérimentaux. La nature de cette action peut être différente de celle qui a été admise plus haut et il n'est peut-être pas essentiel d'admettre que l'une ou l'autre des particules soit complexe. Dans ce qui précède nous n'avons pas tenu compte

des spins des particules ni des effets possibles de forces magnétiques. Ceux-ci peuvent se montrer ultérieurement très importants dans ces collisions.

DÉSINTÉGRATION PAR DES NEUTRONS.

La plupart des collisions entre neutrons et noyaux atomiques sont élastiques, mais un certain nombre de cas de chocs non élastiques ont été observés. Ils ont été constatés tout d'abord par Feather ⁽¹⁾ dans son étude, au moyen de la chambre de Wilson, des chocs entre neutrons et noyaux d'azote. Feather a obtenu environ 100 trajectoires de recul nettement dues à des chocs élastiques et 30 cas de trajectoires doubles d'un type différent. Celles-ci furent attribuées à une désintégration du noyau d'azote par choc d'un neutron. De la mesure des longueurs des trajectoires et de leurs directions on a pu déduire des indications sur la nature de cette désintégration. Sur les 30 cas, 14 se sont montrés d'accord avec l'hypothèse de la capture du neutron et de l'émission d'une particule α , le noyau restant étant par conséquent celui de l'isotope 11 du bore



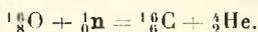
Ce processus est l'inverse de celui dans lequel un neutron est émis par le bore sous l'action des particules α . Dans 15 autres cas, le mécanisme de la désintégration n'apparaît pas clairement. Il semble probable que le neutron n'était pas capturé et que la particule émise était un proton. Si cette conception est exacte, nous avons là le premier exemple de transmutation sans capture de la particule incidente. Il est cependant possible, quoique peu probable, que ces désintégrations ne soient pas dues à des neutrons provenant directement de la source, mais à des neutrons diffusés par la matière qui entoure la chambre; on pourrait ainsi retrouver la possibilité d'interpréter ces cas, comme les précédents, par l'hypothèse de la capture du neutron.

Des exemples de désintégration de l'azote par des neutrons ont

(1) FEATHER, *Proc. Roy. Soc., A*, 136, 1932, p. 709.

aussi été constatés par Meitner et Philipp ⁽¹⁾, par Kurie ⁽²⁾, et par Harkins, Gans et Newson ⁽³⁾. Ces derniers auteurs ont observé environ 80 cas, dont 28 ont été mesurés. Pour 19 d'entre eux, les résultats ont été d'accord avec l'hypothèse de la capture du neutron et de l'émission d'une particule α . Les 9 autres sont analogues à ceux de la seconde série de Feather, et ont été expliqués par la même hypothèse en admettant l'intervention de neutrons diffusés.

Des chocs non élastiques ont été observés pour l'oxygène, le néon, l'argon et peut-être pour le carbone. Les mesures de 8 trajectoires doubles dans l'oxygène ont conduit à l'hypothèse de la capture du neutron et de l'émission d'une particule α



Cette transformation est particulièrement intéressante puisque l'oxygène ne semble pas être désintégré par le bombardement de particules α ni de protons.

La désintégration du néon (13 cas observés, 4 mesurés) est analogue :



Dans le cas du carbone, il semble que la désintégration soit beaucoup moins fréquente qu'avec l'azote ou l'oxygène. Feather n'a observé qu'un cas où puisse être nettement admise une désintégration du noyau de carbone; Harkins, Gans et Newson ont annoncé deux cas douteux.

Bien que les résultats précédents représentent les seuls exemples connus de désintégration par des neutrons, il semble très probable que beaucoup d'autres éléments peuvent être transmutés de cette manière et que les recherches ultérieures apporteront de nouveaux types de désintégration.

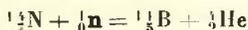
Les bilans énergétiques de ces désintégrations, bien que n'étant pas encore clairement établis, présentent quelques traits intéressants. Dans le cas de l'azote, par exemple, nous devrions prévoir

(1) MEITNER et PHILIPP, *Naturwiss*, 20, 1932, p. 929.

(2) KURIE, *Phys. Rev.*, 43, 1933, p. 771.

(3) HARKINS, GANS et NEWSON, *Phys. Rev.*, 43, 1933, p. 208.

que la désintégration



se produit avec une émission d'énergie d'environ $1,4 \times 10^6$ eV, puisque cette énergie est absorbée dans le processus inverse. Cependant, Feather a montré que la désintégration de l'azote correspond dans la plupart des cas à une absorption d'énergie et que le montant de celle-ci n'est pas toujours le même. Les mesures de Harkins, Gans et Newson confirment, dans l'ensemble, ces résultats. On doit admettre, semble-t-il, que la désintégration se produit d'ordinaire avec formation d'un noyau excité de ${}^1_5\text{B}$ et que l'énergie résiduelle est émise sous forme de rayons γ . Pour interpréter les variations, nous devons admettre que plusieurs états excités de ${}^1_5\text{B}$ sont possibles.

L'étude des désintégrations de l'oxygène et du néon conduit à des conclusions analogues concernant ${}^{13}_8\text{C}$ et ${}^{17}_{10}\text{O}$ qui se forment dans ces conditions, mais le matériel expérimental est ici très restreint.

Nous avons vu que ce phénomène se manifeste aussi très nettement dans les transmutations par rayons α , dans la transmutation de l'aluminium, par exemple, le noyau restant de ${}^{30}_{14}\text{Si}$ se présente sous trois états différents d'excitation. Les faits ne sont pas aussi nets dans les cas de désintégration par neutrons. Les différences d'énergie ne peuvent pas être mesurées avec grande précision, et l'interprétation des trajectoires ne peut pas toujours se faire sans ambiguïté; il paraît certain que le noyau restant est généralement produit dans un état excité, mais des recherches ultérieures sont nécessaires pour déterminer combien il existe de semblables états, même dans le cas le mieux étudié, celui de l'azote.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. CHADWICK.

M. MOTT. — Permettez-moi d'esquisser la théorie de la diffusion anormale des particules α dans l'hydrogène. Nous considérons des protons de vitesse donnée diffusés par des noyaux d'hélium. Nous pouvons décrire le processus comme une superposition de la diffusion ordinaire due aux forces de Coulomb et de celle qui est due à la partie non coulombienne du champ. Comme les dimensions de la région dans laquelle s'étend ce dernier champ sont de l'ordre de grandeur du noyau, et par conséquent plus petites que les longueurs d'onde protoniques que nous avons à considérer, il suffira, pour tenir compte de la diffusion non coulombienne, de considérer seulement la composante de l'onde diffusée de moment angulaire nul; son amplitude est indépendante de l'angle de diffusion et ne varie qu'avec la vitesse du proton. En représentant cette amplitude par A, nous obtenons pour l'intensité diffusée dans la direction \mathfrak{S} des protons de vitesse v la valeur

$$\left| A + \frac{Ze^2}{2m v^2} \cos^2 \frac{1}{2} \mathfrak{S} \right|^2.$$

Nous pouvons vérifier cette expression pour chaque valeur de la vitesse v de la manière suivante. Nous commençons par calculer la constante A au moyen de l'intensité de diffusion mesurée dans une direction déterminée \mathfrak{S}_0 ; nous pouvons alors calculer l'intensité de la diffusion dans n'importe quelle autre direction et la comparer avec la valeur observée.

M. PEIERLS. — En basant le calcul de la grandeur A dans la théorie de Mott sur une formule de potentiel du type de celle de Gamow, on obtient une variation en fonction de la vitesse, qui est en contradiction, comme M. Chadwick l'a déjà fait observer, avec les expériences sur les collisions entre particules α . Un autre choix du champ de force peut donner une concordance bien meilleure; j'attire en particulier l'attention sur l'hypothèse de Delbrück,

d'après laquelle le potentiel de Gamow est modifié en ce sens qu'à toute petite distance les noyaux se repoussent de nouveau énergiquement.

M. HEISENBERG. — L'hypothèse de Delbrück est parfaitement admissible physiquement, si l'on songe qu'en moyenne les noyaux ont tous à peu près la même densité; cela indique que les particules α ne peuvent s'approcher les unes des autres que jusqu'à une certaine distance.

M. BORNE présente un rapport sur les expériences qu'il a faites

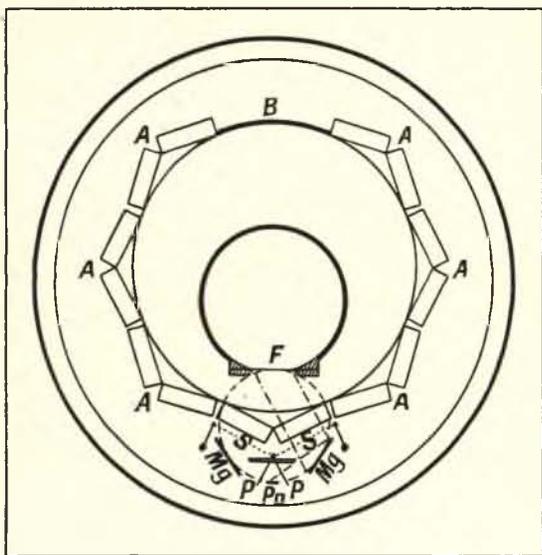


Fig. 9.

en collaboration avec M. Klarmann, sur la désintégration du magnésium au moyen de rayons α de faible énergie (parcours de moins de 3^{cm} ,9). Dans ces expériences, il se servit du compteur à tube décrit en 1908 par Rutherford et Geiger. Lorsqu'on applique à ce tube une tension convenable, il existe une proportionnalité entre l'ionisation primaire et la déviation observée. Le dispositif expérimental est représenté dans la figure 9. On obtient de cette façon l'« intensité lumineuse » nécessaire pour l'étude

du ^2Mg , tout en ayant des conditions angulaires assez bien définies.

On traça les courbes d'absorption des protons émis pour diverses énergies du rayonnement α primaire (fig. 10). On voit qu'à mesure

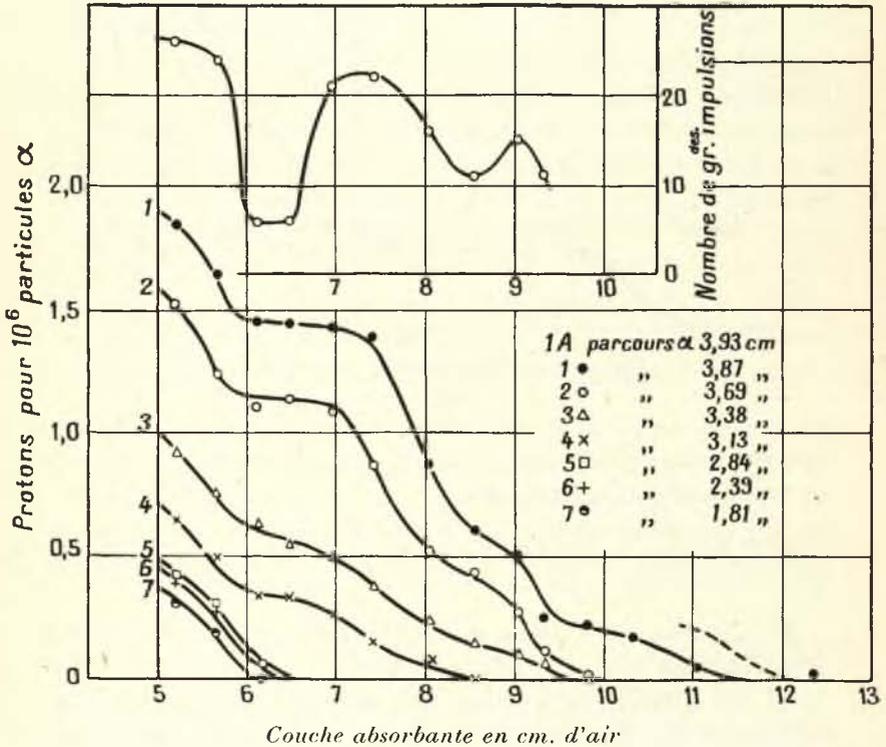


Fig. 10.

que l'énergie des rayons α diminue, il se produit un déplacement parallèle de la courbe, accompagné tout d'abord de la disparition du quatrième groupe; une diminution ultérieure de l'énergie des rayons α fait disparaître d'abord le deuxième groupe de protons et ensuite le groupe 3. Il est à remarquer que le groupe 1 restant (à parcours le plus faible) reste constant dans un domaine assez étendu d'énergie des rayons α .

Ce comportement se traduit aussi dans la courbe d'excitation (fig. 11). Celle-ci ne fut pas obtenue, il est vrai, en prenant pour

cible des couches très minces, mais au moyen de lamelles épaisses (courbe intégrale). Le groupe de protons 1 se présente très nette-

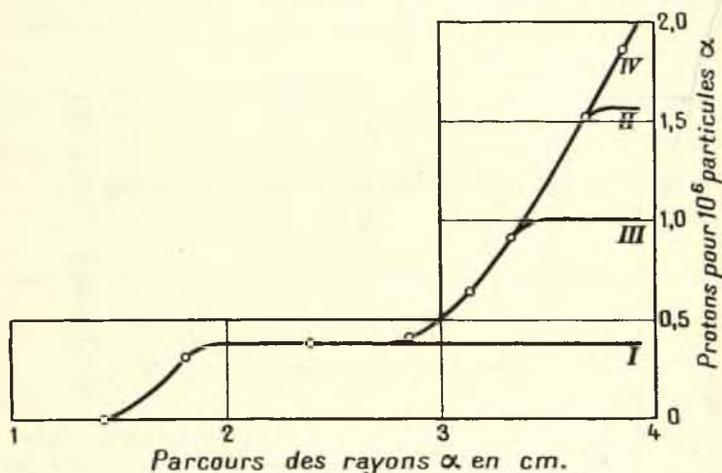


Fig. 11.

ment comme « groupe de résonance », tandis que les groupes 2, 3 et 4 finissent par se confondre.

M^{me} JOLIOU. — Quelles énergies de rayons γ peut-on prévoir pour l'aluminium et le fluor d'après les groupes de protons ?

M. CHADWICK. — Dans le cas de l'aluminium, les niveaux d'énergie sont — 3,0, — 1,6, — 0,16 et 2,07 millions d'électronvolts. On s'attendrait à trouver des rayons γ correspondant aux différences de ces énergies. Il peut y avoir des rayons γ plus mous, dus à l'émission d'énergie en deux ou plusieurs échelons.

M^{me} JOLIOU. — Nous n'avons observé dans le cas de l'aluminium aucun rayonnement de plus grande énergie que 10^6 eV environ.

M. CHADWICK. — Webster employa à la fois les méthodes du compteur et de la chambre d'ionisation, et il trouva quelques rayons γ durs. Dans le cas du fluor on s'attendrait à trouver des rayons γ de $0,7 \times 10^6$ eV.

M^{me} JOLIOU. — M. Savel a trouvé pour le fluor un rayonnement γ d'énergie un peu plus grande, de l'ordre de $1,3 \times 10^6$ eV. Il n'y a

pas de discontinuités dans l'émission du rayonnement γ lorsqu'on fait varier l'énergie des particules α de bombardement et la limite d'énergie nécessaire pour l'exciter est plus faible que celle qui est nécessaire pour les protons. Il ne semble donc pas y avoir de relation entre ce rayonnement γ et les groupes de protons.

M^{lle} MEITNER. — J'ai étudié en collaboration avec M. Philipp, au moyen de la chambre de Wilson, la production d'électrons négatifs et positifs dans la désintégration de l'aluminium par le rayonnement α du polonium. Les électrons négatifs ont en général une énergie normale de moins de 1×10^6 eV, ce qui correspond à un rayonnement γ d'environ $1,2 \times 10^6$ eV. Par contre, nous n'avons pas pu observer d'électrons négatifs pouvant être mis en rapport avec un rayonnement γ hypothétique de 5×10^6 eV. Des résultats analogues furent obtenus pour le fluor, dont le rayonnement γ est encore un peu plus mou que pour l'aluminium.

M. GAMOW. — Les niveaux de résonance sont bien en principe des niveaux stationnaires. Mais la probabilité d'une capture de particule α avec émission du surplus d'énergie sous forme de rayon γ est beaucoup plus petite que celle qui correspond à une émission de protons. C'est pourquoi l'on observe presque toujours ce dernier phénomène.

M. LANGEVIN. — Je voudrais poser une question à ce sujet. M. Chadwick a dit, dans son rapport, que chaque niveau de résonance donne lieu à une paire de groupes de protons. Il y aurait donc deux processus d'émission de protons pour chaque niveau de résonance. Cela est-il bien d'accord avec votre conception ?

M. GAMOW. — C'est bien ainsi.

M^{me} CURIE. — Dans un de ses anciens travaux, M. Bothe admet deux processus distincts, l'un avec capture de particules α , l'autre sans capture. Maintient-il cette hypothèse ?

M. BOTHE. — Il n'y a aucune raison d'admettre que dans le cas du bore il se produit des désintégrations sans capture de particule α . D'après des expériences de M. Fränzl, il semble que

le groupe de protons de parcours le plus faible puisse être expliqué d'une autre manière.

M. LAWRENCE. — Étant donnée l'importance que présente la mesure d'un rayonnement γ très faible, il n'est peut-être pas sans intérêt de décrire une méthode très sensible, qui a été développée par Cuyendall à Berkeley. Pour mesurer un faible rayonnement γ , il est nécessaire de construire un appareil capable de réagir à des rayons γ sans être impressionné par des rayons cosmiques. Dans les méthodes de la chambre d'ionisation et du compteur, nous sommes tributaires de la production d'électrons secondaires, d'où résulte une médiocre sensibilité, parce qu'une petite proportion seulement du rayonnement γ est absorbée. Cuyendall a employé un compteur dans lequel sont placés un certain nombre de plaques destinées à augmenter l'absorption du rayonnement. Tous les électrons émis par ces plaques sont enregistrés par le compteur. Un rayon cosmique traversant l'appareil ne sera jamais compté qu'une fois. De cette façon la sensibilité peut être rendue trois fois plus grande.

M. ELLIS. — Je voudrais savoir ce qu'on peut dire de la largeur des niveaux de résonance, tant au point de vue expérimental qu'au point de vue théorique.

M. FERMI. — La largeur des domaines de résonance qu'on a trouvée pour l'aluminium et pour le magnésium est bien de l'ordre de grandeur auquel il fallait s'attendre, c'est-à-dire de l'ordre de 10^5 eV pour le niveau énergétique d'un proton qui se trouve seulement à quelques millions d'électron-volts au-dessous du maximum de la barrière du potentiel. La largeur additionnelle, qui serait due à la possibilité d'une transition de radiation, serait beaucoup plus petite, l'ordre de grandeur du rapport étant 10^{-6} seulement.

M^{me} JOLIOT. — Pense-t-on que les niveaux de résonance varient de façon régulière d'un élément au suivant ? Peut-on trouver une loi de leur distribution en fonction du numéro atomique ?

M. GAMOW. — La théorie ne permet pas de faire une prédiction et il n'y a pas lieu d'attendre une plus grande régularité pour les

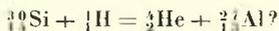
niveaux de résonance des éléments légers que pour les systèmes de niveaux déduits des spectres de rayons γ des éléments radio-actifs.

M^{me} CURIE. — Dans le cas des radio-éléments, on est frappé par la similitude des distributions de niveaux qui semblent se répéter d'un élément à l'autre.

M^{me} JOLIOU. — A-t-on observé des effets de résonance pour les protons lorsqu'ils pénètrent dans un noyau ?

M. GAMOW. — On peut remarquer qu'il doit être beaucoup plus difficile d'observer des niveaux de résonance de protons que ceux des particules α , parce que les écartements des niveaux de protons doivent être quatre fois plus grands que ceux des niveaux de particules α .

M. LANGEVIN. — Lorsque l'aluminium est transformé par un bombardement de particules α , il se forme du silicium avec émission de protons. Le processus inverse est le bombardement du silicium par des protons. L'expérience a-t-elle été essayée et a-t-on observé la réaction inverse.



M. LAWRENCE. — L'essai a été fait, mais on n'a pas observé d'émission de particules α .

M. F. PERRIN. — ${}_{14}^{30}\text{Si}$ est un élément trop peu abondant.

M. HEISENBERG remarque que la formule théorique pour la section efficace du noyau, qui se trouve au paragraphe 9, VII du rapport de M. Cockcroft, doit être modifiée, de façon que le facteur $\pi h^2/2 m E$, qui est proportionnel au carré de la longueur d'onde de la particule incidente, soit remplacé par un facteur proportionnel au carré du rayon du noyau (c'est-à-dire du rayon du « trou » de Gamow).

M^{me} JOLIOU. — Y a-t-il accord entre la théorie et l'expérience au sujet de la probabilité d'entrée des protons et des deutons ?

M. COCKCROFT. — Avec un potentiel accélérant de 200 kV, le nombre de particules émises par le lithium sous l'influence d'un bombardement de deutons est plus grand que pour les protons.

La probabilité de pénétration de la barrière nucléaire est, d'après la théorie de Gamow, moindre pour les deutons que pour les protons de même énergie. Le nombre plus grand de désintégrations observé avec des deutons peut être dû à ce que la chance de produire une désintégration après pénétration est plus grande pour des deutons que pour des protons.

M. RUTHERFORD. — La formule de Gamow explique les faits d'une façon générale. Cependant, elle contient le rayon du noyau comme constante arbitraire et il suffit d'un faible changement dans cette constante pour modifier considérablement le résultat. Il se peut que la valeur du rayon employée dans la formule ne soit pas le rayon vrai du noyau, mais une valeur effective pour la pénétration des particules dans le noyau.

RAYONNEMENT PÉNÉTRANT

DES ATOMES

SOUS L'ACTION DES RAYONS α

PAR M. ET M^{me} JOLIOU.

La découverte du neutron.

La transmutation des éléments légers par les rayons α avec émission de protons, découverte par Rutherford, est connue depuis 1919. C'est en 1930 que Bothe et Becker découvrirent un nouveau type de transmutation et montrèrent que certains éléments légers émettent, sous l'action des rayons α , un rayonnement de grande pénétration d'origine nucléaire, d'intensité très faible (1). Ils conclurent à la nature électromagnétique de ce rayonnement. Ces premières expériences furent effectuées au moyen d'un compteur et avec une préparation de polonium comme source de rayons α .

Parmi les éléments légers, le glucinium est celui dont l'effet est le moins difficile à observer et la pénétration de son rayonnement est de beaucoup supérieure à celle des rayons γ des corps radioactifs. Les autres éléments qui donnent un effet sont B, Li, F, Al, Na, Mg.

Webster reprit cette étude au laboratoire Cavendish en mesurant le rayonnement avec une chambre d'ionisation contenant de l'air à pression élevée. Il mit en évidence une dissymétrie dans l'émission par rapport à la direction des rayons α . Il étudia

(1) BOTHE et BECKER, *Zeits. für Phys.*, t. 66, 1930, p. 289.

aussi la variation de l'excitation de certains éléments légers en fonction de l'énergie des rayons α . Toutefois, ses résultats sont pour la plupart difficiles à utiliser, ses mesures ayant porté sur un mélange de neutrons et de rayons γ , ainsi que nous le verrons plus loin. Cet auteur conclut également à la nature électromagnétique du rayonnement ⁽¹⁾.

Nous avons étudié le rayonnement excité dans les éléments

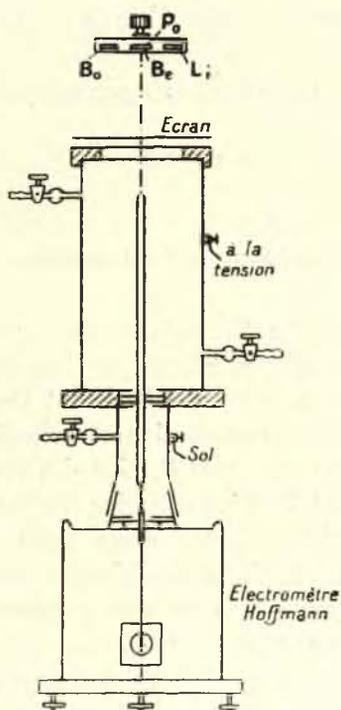


Fig. 1.

légers par la méthode d'ionisation. Le rayonnement étudié traverse une chambre d'ionisation cylindrique montée directement sur un électromètre Hoffmann de très grande sensibilité (fig. 1). Une source de rayons α du polonium, une des plus intenses que

⁽¹⁾ WEBSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. 136, 1932, p. 429. Les expériences de Webster, commencées avant les nôtres, n'ont été publiées qu'après nos premiers résultats.

l'on ait pu préparer jusqu'ici (de l'ordre de 100 millicuries, soit $2 \cdot 10^6$ rayons α émis par seconde), est placée au-dessus des éléments légers étudiés (*fig. 1*). La partie supérieure de la chambre est couverte d'une feuille mince d'aluminium ($1/100^{\text{mm}}$) ou d'un disque de 3^{mm} d'aluminium. Un champ magnétique de 5000 gauss peut être établi transversalement entre la source et la chambre.

Pour la commodité du langage, nous écrivons source de Po + Be

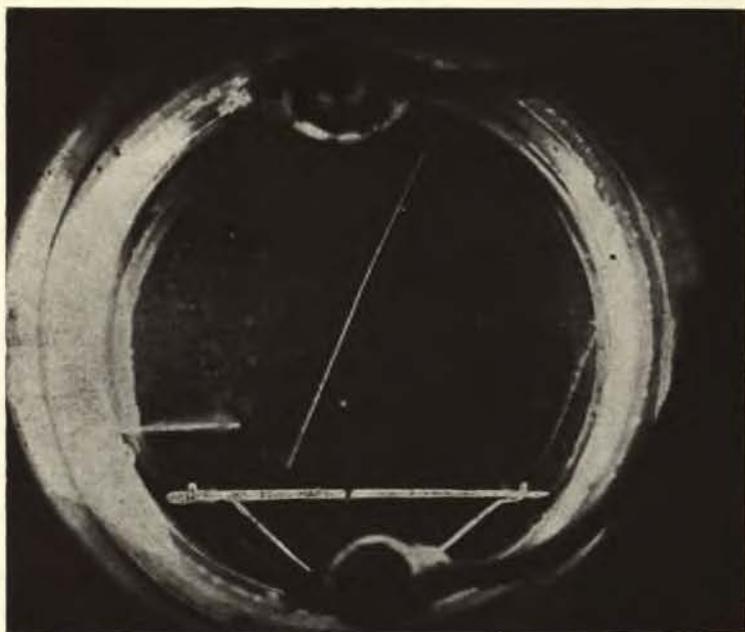


Fig. 2. — Rayon H extrait de la paraffine par un neutron de Po + Be. La source est placée à la partie inférieure à l'extérieur de la chambre.

pour désigner le glucinium irradié par les rayons α du polonium. De même pour les autres éléments.

Nous avons tout d'abord confirmé que le rayonnement de Po + Be ⁽¹⁾ et Po + B ⁽²⁾ est extrêmement pénétrant; l'intensité décroît de moitié dans 5^{cm} et 3^{cm} de plomb respecti-

⁽¹⁾ Irène CURIE, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 193, 1931, p. 1412.

⁽²⁾ F. JOLIOT, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 193, 1931, p. 1415.

vement, alors que le rayonnement le plus pénétrant des radio-éléments (rayons γ du ThC) est absorbé de moitié dans moins de 2^{cm} de plomb.

Nous avons recherché si ce rayonnement nouveau était capable de produire des phénomènes de transmutation. C'est au cours de ce travail que nous avons découvert un phénomène nouveau : le rayonnement pénétrant excité dans le glucinium et dans le bore projette des protons de grande vitesse quand il traverse des substances hydrogénées; si l'on place un écran paraffiné entre une source de Po + Be et la feuille mince qui ferme la chambre d'ionisation, le courant dans la chambre est doublé, par suite de l'ionisation supplémentaire produite par les protons projetés. Ces protons ont une énergie de plusieurs millions d'électronvolts (1).

Nous avons montré par des expériences d'ionisation, que des noyaux d'hélium sont également projetés (2).

Au moyen de l'appareil à détente de Wilson, on observe les trajectoires des protons issus d'une couche de paraffine placée dans la chambre de détente, ou provenant de la vapeur d'eau contenue dans l'appareil; quand la chambre à détente est remplie d'hélium, on observe les noyaux d'hélium projetés, lesquels donnent des rayons α de quelques millimètres de parcours. Aucune trajectoire ionisante ne décèle le rayonnement qui a projeté ces noyaux (2).

L'étude de l'absorption du rayonnement de Po + Be dans divers éléments montra une décroissance rapide de l'absorption massique en fonction du poids atomique de la matière absorbante. L'absorption massique de la paraffine ou du lithium est environ deux fois plus forte que celle du carbone. *Ce fait remarquable permet de conclure que tous les noyaux atomiques sont projetés, l'énergie qui leur est communiquée étant d'autant plus grande que leur masse est plus faible, et que ce phénomène joue un rôle prépondérant dans l'absorption du rayonnement.*

Les observations, faites au moyen de l'appareil à détente de Wilson avec un champ magnétique, ont révélé la présence de

(1) Irène CURIE et F. JOLIOT, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 273.

(2) Irène CURIE et F. JOLIOT, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 708.

trajectoires d'électrons rapides atteignant une énergie de $4,8.10^6$ eV. On a observé, en même temps, des trajectoires électroniques courbées en sens inverse des autres (1). Nous reviendrons plus loin sur la nature de ces trajectoires.

L'absence de trajectoires ionisantes venant de la source et la présence de ces électrons rapides nous a fait penser d'abord que le phénomène de projection des noyaux est une propriété des rayons γ de très grande énergie quantique. Cette hypothèse exigerait un quantum d'énergie extrêmement élevé (50.10^6 eV pour Po + Be). En outre, le calcul que l'on peut faire en remplaçant la masse de l'électron par celle du proton dans la formule de Klein-Nishina montre que l'absorption par proton pour un tel quantum est 100 000 fois plus faible que l'absorption par électron. Ce fait est en contradiction avec nos expériences, un proton absorbant beaucoup plus qu'un électron. Les expériences de Bothe et Becker et l'observation des électrons secondaires que nous avons faites montraient que, dans ces rayonnements, la présence des radiations γ était extrêmement probable et l'on pouvait, tout d'abord, penser que l'on était en présence d'un phénomène nouveau d'échange d'énergie entre les photons de quantum très élevé et les noyaux atomiques. Lors de cet échange, il y avait lieu d'admettre qu'il n'y avait pas conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Cette idée n'était pas satisfaisante et nous poursuivîmes nos expériences en vue d'éclaircir la question.

A la suite de nos premières expériences de projection de noyau d'hydrogène, Chadwick démontra, par une méthode différente de la nôtre (2), la généralité du phénomène de projection de noyaux. Il proposa d'expliquer ce phénomène par le choc de neutrons, particules de masse 1 et de charge 0, animées d'une énergie de l'ordre de 5.10^6 eV.

Cette hypothèse, très séduisante, ne pouvait expliquer la présence des électrons rapides observés. Une étude de l'absorption du rayonnement de Po + Be, effectuée avec divers gaz dans la chambre d'ionisation, a montré que ce rayonnement se compose

(1) *Loc. cit.*

(2) *Voir le rapport de M. Chadwick.*

de deux parties : les neutrons, très pénétrants, dont l'intensité décroît peu dans 4^{cm} de plomb et auxquels doit être attribuée la projection des noyaux; les rayons γ , moins pénétrants qui projettent les électrons rapides (1). Le rayonnement de neutrons est dissymétrique, plus rapide dans la direction des rayons α incidents que dans les autres directions. Le rayonnement γ est distribué symétriquement. D'après les expériences à l'appareil Wilson, son énergie quantique est de 5.10^6 eV.

Les expériences de Becker et Bothe et de Rasetti, effectuées au moyen d'un compteur à coïncidence, ont montré également l'existence d'un rayonnement γ de 5.10^6 eV pour Po + Be [(2), (3)].

Des expériences sur le rayonnement excité par les rayons α du polonium dans le lithium apportent une preuve directe de l'existence d'un rayonnement nouveau. En effet, le rayonnement de Po + Li est relativement peu pénétrant; son absorption dans le plomb est assez comparable à celle du rayonnement γ du polonium; mais, alors que ce dernier est plus absorbé à masse égale dans le plomb que dans la paraffine, le rayonnement de Po + Li est beaucoup plus absorbé dans la paraffine. Ceci montre bien qu'il existe dans le rayonnement de Po + Li une composante de nature inconnue jusqu'ici (4). Un tel raisonnement ne pouvait s'appliquer au rayonnement de Po + Be ou Po + B, car on ne connaît aucun rayonnement γ de pouvoir pénétrant comparable.

Propriétés des neutrons.

L'existence d'une particule de charge nulle a été envisagée par divers savants, soit pour expliquer les propriétés d'un rayonnement, soit en tant qu'élément constitutif du noyau. Selon Rutherford, le neutron serait constitué par la combinaison intime d'un proton et d'un électron et, en raison de sa charge nulle, posséderait un très grand pouvoir pénétrant. Ce savant

(1) Irène CURIE et F. JOLIOT, *Comptes rendus Acad. Sc.*, 194, 1932, p. 1229.

(2) BECKER et BOTHE, *Zeits. für Phys.*, t. 76, 1932, p. 421.

(3) F. RASETTI, *Naturw.*, t. 20, 1932, p. 252.

(4) Irène CURIE, F. JOLIOT et P. SAVEL, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 2208.

fit entreprendre au Cavendish Laboratory plusieurs expériences pour mettre en évidence ces neutrons; les résultats furent négatifs.

Webster, sur le conseil de Chadwick, essaya de déceler la présence de neutrons dans le rayonnement excité par les rayons α dans le glucinium en recherchant les trajectoires de ces particules dans un appareil Wilson. Le résultat fut négatif, car la trajectoire des neutrons n'est pas ionisante.

Le phénomène de projection de noyaux d'hydrogène constitue la première base expérimentale qui a permis d'établir l'existence de ces particules.

Le neutron, de masse légèrement supérieure à 1, de dimension de l'ordre de celle des noyaux légers, traverse la matière sans révéler sa présence, sauf lorsqu'il passe assez près d'un noyau atomique pour lui communiquer par choc une énergie suffisante pour le projeter. Le noyau mis en mouvement a une trajectoire très ionisante; le neutron, plus ou moins dévié et ralenti, continue sa route sans perte d'énergie, jusqu'à la rencontre d'un autre noyau. Ces chocs sont très rares en raison du faible rayon d'action du neutron, de sorte que la particule peut traverser de grandes épaisseurs de matière. L'absorption d'un faisceau de neutrons se compose : *a.* d'un terme d'absorption vraie qui correspond à la perte d'énergie lors de la rencontre d'un noyau, terme d'autant plus important que le poids atomique de la matière traversée est plus faible; *b.* d'un terme d'absorption par diffusion qui correspond aux neutrons qui quittent le faisceau à la suite d'un choc.

Les neutrons rapides (énergie de plusieurs millions d'électronvolts) peuvent être observés facilement après avoir traversé 30^{cm} de plomb. Les neutrons lents (énergie de l'ordre de 500 000 eV) émis par Po + Li sont pratiquement complètement absorbés dans 1^{cm} de plomb.

L'étude d'un rayonnement de neutrons offre certaines analogies avec celle d'un rayonnement γ avec lequel il a des propriétés communes : grande pénétration, ionisation par l'intermédiaire de rayons secondaires, diffusion. Le problème de la mesure d'un coefficient d'absorption, le problème de la numération des rayons présentent dans les deux cas des difficultés semblables.

Les conditions de production des neutrons constituent une

difficulté particulière pour leur étude : la vitesse initiale des neutrons varie avec la vitesse initiale des rayons α excitateurs et avec la direction de l'émission. Il en résulte qu'on ne dispose pas en pratique de rayonnement de neutrons d'énergie homogène; les vitesses ont une distribution continue avec une limite supérieure. De plus, tous les éléments légers dont la transmutation donne des neutrons, produisent également des rayons γ et la distinction des deux rayonnements n'est pas toujours facile.

L'efficacité relative des neutrons et des rayons γ est très variable suivant les appareils de mesure employés. Le compteur à amplification proportionnelle n'est sensible qu'à l'effet ionisant des noyaux projetés par les neutrons, le compteur à fil de Geiger-Müller avantage les rayons γ et le compteur à coïncidence permet de ne compter que ces derniers. La chambre d'ionisation contenant un gaz à la pression atmosphérique ou un gaz comprimé est d'une efficacité relative extrêmement différente pour les neutrons et les rayons γ , selon le gaz qu'elle contient et selon la pression de ce gaz.

Pour augmenter l'effet des neutrons, on utilise, en général, le phénomène de projection des noyaux d'hydrogène, en mettant des gaz hydrogénés ou de la paraffine dans les chambres d'ionisation ou dans les compteurs.

C'est également la projection des noyaux d'hydrogène qui fournit la seule méthode précise pour déterminer la vitesse des neutrons : celle-ci est très sensiblement égale à la vitesse des protons projetés vers l'avant par rapport à la direction des rayons α incidents, et la vitesse des protons est évaluée par la mesure de leur parcours.

L'absorption globale du rayonnement de neutrons est beaucoup plus grande, nous l'avons vu, dans les éléments légers que dans les éléments lourds à masse égale. Voici, d'après Thibaud et Dupré la Tour ⁽¹⁾, l'épaisseur pour laquelle l'intensité du rayonnement de neutrons de Be, excité par le dépôt actif du radium, décroît de moitié après filtration dans 4^{cm} de plomb : 5^{cm}, 5 d'Al, 8^{cm} de Si, 6 à 9^{cm} de Fe, 6^{cm} de Hg, 5^{cm}, 5 de Pb.

(1) THIBAUD et DUPRÉ LA TOUR, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 194 1932, p. 1647.

Mais les valeurs des coefficients d'absorption dépendent énormément des conditions expérimentales (1). D'après Dunning et Pegram, la matière qui absorbe le plus, pour une épaisseur déterminée, est le cuivre (2).

D'après M. de Broglie et Leprince-Ringuet, le plomb présente une transparence anormale pour le rayonnement de neutrons de B excité par le dépôt actif du radium (3). Ceci pourrait tenir à un phénomène de réémission de rayonnement par le noyau de Pb.

Le phénomène de choc des neutrons avec les noyaux d'atomes peut s'interpréter par des lois qui régissent le choc de deux sphères élastiques. L'étude de la diffusion des neutrons conduit à attribuer à ceux-ci un rayon de $4,6.10^{-13}$ cm, et aux noyaux des atomes, un rayon proportionnel à la racine cubique du poids atomique, le rayon du noyau de plomb étant $7,8.10^{-13}$ cm. Toutefois, d'autres suppositions théoriques qui peuvent s'accorder avec les faits expérimentaux conduisent à un rayon de $1,2.10^{-13}$ cm pour le neutron (2).

Les lois des chocs des neutrons avec les noyaux d'hydrogène ont été établies par l'étude des directions des protons projetés dans un appareil de détente de Wilson contenant de l'hydrogène. Les protons rapides ont une distribution symétrique autour d'un angle le plus probable de 45° , conformément aux lois du choc élastique (4). P. Auger signale, d'autre part, qu'après diffusion sur certains métaux, le rayonnement projette des protons de très faible énergie (jusqu'à 500 000 eV environ), dont le parcours dans l'hydrogène est de quelques millimètres (5). Le groupe de neutrons lents qui produisent ces protons ne paraît pas pouvoir s'interpréter par le ralentissement des neutrons rapides, selon les lois simples du choc.

Il semble que l'on doive envisager une intervention du noyau

(1) THIBAUD et DUPRÉ LA TOUR, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 193, 1932, p. 655.

(2) DUNNING et PEGRAM, *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 497.

(3) M. DE BROGLIE et LEPRINCE-RINGUET, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 193, 1932, p. 88.

(4) P. AUGER et MONOD-HERZEN, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 196, 1933, p. 1102.

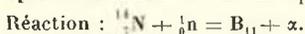
(5) P. AUGER, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 196, 1932, p. 170.

des métaux diffusants pour expliquer ce phénomène; l'effet le plus intense est observé avec le plomb, le plus faible avec le fer.

Feather a établi que les neutrons produisent des phénomènes de transmutation des noyaux d'azote et d'oxygène avec capture du neutron et émission d'un rayon α . Nous n'insisterons pas dans ce rapport sur ce phénomène important. Signalons seulement



Fig. 3. — Transmutation de l'azote par un neutron de Ho + Be. La trajectoire épaisse et courte et celle de B_{11} et la trajectoire fine est celle d'une particule α .



que nous avons observé dans l'appareil de détente de Wilson un cas de transmutation produit par les neutrons dans l'hexafluorure de soufre : il s'agit probablement de la transmutation d'un noyau de fluor avec capture du neutron et émission d'une particule α . Toutefois, le cas étant isolé, on ne peut affirmer que la transmutation observée n'est pas celle d'un noyau d'oxygène de la vapeur d'eau.

Conditions d'excitation des neutrons et des rayons γ .

Alors que l'intensité de l'émission de rayonnement γ ne paraît avoir aucune relation avec l'intensité d'émission de protons de transmutation (bien que certains groupes de rayons γ soient peut-être émis en même temps que les protons), il existe un certain parallélisme dans les intensités relatives des neutrons et des rayons γ excités dans les noyaux légers. Voici les intensités observées avec un compteur qui compte principalement le rayonnement γ ⁽¹⁾ et avec une chambre d'ionisation contenant du méthane qui favorise beaucoup l'effet des neutrons ⁽²⁾ :

	Po.	Bc.	B.	Li.	F ² Ca.	Al.	Na.	Mg.
Compteur.....	-	10	1	1,5	0,6	0,4	0,3	0,3
Chambre d'ionisation avec méthane.....	1	10	1	1	0,2	0,2	0,1	0,1

Nous allons passer en revue les données expérimentales que l'on possède actuellement sur la composition du rayonnement pénétrant émis par ces divers éléments sous l'action des rayons α .

L'interprétation des réactions nucléaires suivant lesquelles sont émis les neutrons et les rayons γ a été faite en admettant pour masse du neutron la valeur 1,0067 (système ¹⁶O = 16) calculée par Chadwick. Nous verrons à la fin de ce rapport comment l'existence des électrons de transmutation nous conduit à envisager des réactions nucléaires de type différent et une masse plus élevée pour le neutron.

Rayonnement du glucinium. — Le rayonnement excité par les rayons α du polonium dans le glucinium se compose, comme nous l'avons vu, de neutrons et de rayonnement γ de grand pouvoir pénétrant.

L'énergie des neutrons a été évaluée d'après celle des rayons H projetés. D'après les mesures de parcours effectuées avec la chambre d'ionisation, il existe deux groupes, d'énergie

⁽¹⁾ BECKER et BOTHE, *Zeits. für Phys.*, t. 66, 1930, p. 289.

⁽²⁾ Irène CURIE et F. JOLIOT, *Journ. de Phys. et Rad.*, t. 4, 1933, p. 278.

environ $4,5 \cdot 10^6$ et $7,8 \cdot 10^6$ eV ⁽¹⁾, qui projettent des protons de parcours 28cm et 70cm dans l'air. On a indiqué l'existence d'un proton d'énergie plus élevée ($9 \cdot 10^6$ eV) d'après la mesure d'une trajectoire dans la gélatine d'une plaque photographique ⁽²⁾.

L'énergie quantique du rayonnement γ est de $5 \cdot 10^6$ eV et ne varie pas avec l'énergie du rayonnement α excitateur ⁽³⁾.

On a observé à l'appareil Wilson quelques trajectoires d'électrons de plus grande énergie [⁽⁴⁾, ⁽⁵⁾] et certaines expériences d'absorption tendraient à prouver l'existence d'un rayonnement γ de plus grande énergie quantique ⁽⁶⁾. Toutefois, ces observations s'expliquent peut-être par des effets secondaires des neutrons.

On peut étudier la variation de l'excitation des neutrons et des rayons γ en fonction de l'énergie des rayons α . Cette étude a été faite pour les neutrons soit en comptant les protons projetés [⁽⁸⁾, ⁽⁹⁾], soit par la mesure de l'ionisation globale en réalisant des conditions dans lesquelles on favorise les neutrons par rapport au rayonnement γ [⁽⁷⁾, ⁽¹⁰⁾]. Pour le rayonnement γ , on utilise un compteur ⁽³⁾.

Nous donnerons ici la courbe que nous avons obtenue ⁽¹⁰⁾ pour l'excitation des neutrons, qui est en bon accord avec celle de Rasetti ⁽⁷⁾. La courbe I de la figure 4 représente la variation du courant d'ionisation I produit dans la chambre, en fonction du parcours r des rayons α qui irradient le glucinium (disposé en couche épaisse qui absorbe complètement les rayons α). La courbe II représente la variation de la dérivée $\frac{dI}{dr}$, c'est-à-dire l'excitation due aux rayons α entre le parcours restant r et $r + dr$.

⁽¹⁾ Irène CURIE, F. JOLIOT et P. SAVEI, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 2208.

⁽²⁾ M. BLAU et H. WAMBACHER, *Wien. Ber.*, t. 141, 1932, p. 617.

⁽³⁾ BECKER et BOTHE, *Zeits. für Phys.*, t. 76, 1932, p. 421.

⁽⁴⁾ Irène CURIE et F. JOLIOT, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 708.

⁽⁵⁾ P. AUGER, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 877.

⁽⁶⁾ BECKER et BOTHE, *Naturw.*, t. 20, 1932, p. 757.

⁽⁷⁾ RASETTI, *Zeits. für Phys.*, t. 78, 1932, p. 165.

⁽⁸⁾ KIRSCH et RIEDER, *Wien. Ber.*, t. 141, 1932, p. 501.

⁽⁹⁾ SLONEK, *Wien. Ber.*, t. 142, 1933, p. 185.

⁽¹⁰⁾ Irène CURIE et F. JOLIOT, *Journ. de Phys. et Rad.*, t. 4, 1933, p. 278.

La courbe III est relative à l'excitation des rayons γ (1).

On voit que la courbe d'excitation des neutrons passe par un maximum pour une énergie de $2,6.10^6$ eV ($r = 1$ cm, 4) et par un minimum pour une énergie de $3,2.10^6$ eV ($r = 1$ cm, 85) des rayons α .

La particule α pénètre dans le noyau par un niveau de réso-

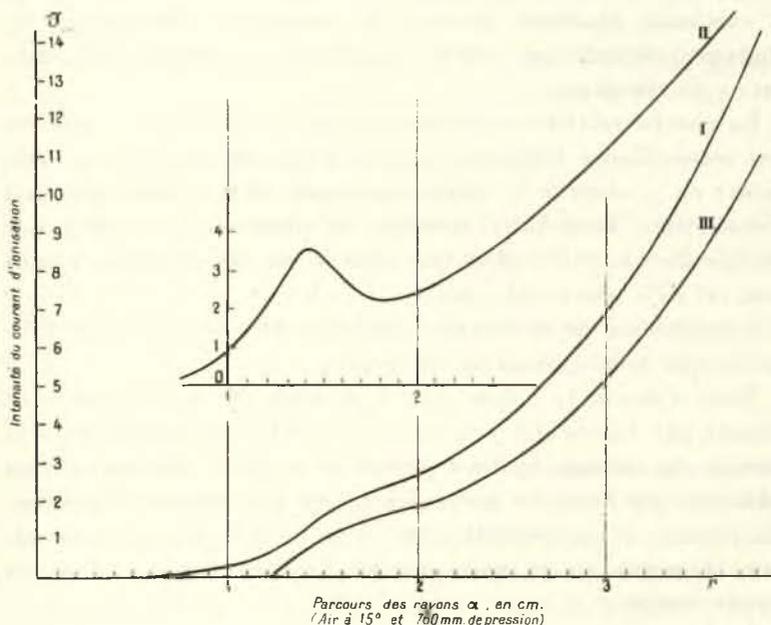


Fig. 4. — Excitation du rayonnement de Be.

nance de $2,6.10^6$ eV. Au-dessous et au-dessus de cette énergie, la particule pénètre probablement à travers la barrière de potentiel. Il ne semble pas y avoir de limite inférieure définie pour l'énergie des particules α capables d'exciter des neutrons : on peut penser que seule la probabilité du phénomène diminue rapidement avec la vitesse des particules α .

La forme de la courbe n'a pas une signification simple, car l'effet ionisant n'est pas proportionnel au nombre des neutrons,

(1) BECKER et BOTHE, *Zeits. für Phys.*, t. 76, 1932, p. 421.

mais dépend aussi de leur énergie. On ne peut donc s'étonner de ne pas observer un palier pour la courbe II quand la particule α a une énergie supérieure à celle de la barrière de potentiel, qui doit être de l'ordre de $3,5 \cdot 10^6$ eV pour le glucinium.

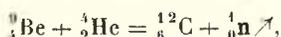
D'après les expériences de Kirsch et Rieder et celles de W. Slonek effectuées par la numération des rayons H projetés dans un appareil à détente de Wilson, ou dans un compteur, il existerait plusieurs niveaux de résonance. Webster ⁽¹⁾, au contraire, obtient une courbe d'excitation continue sans indication de résonance.

La courbe relative à l'excitation du rayonnement γ présente une ressemblance frappante avec celle qui est relative aux neutrons; on y observe le même maximum et le même minimum d'excitation. Toutefois, l'émission ne commence que pour une énergie de $2,3 \cdot 10^6$ eV, alors que dans le cas des neutrons, l'émission est déjà observable vers $1,3 \cdot 10^6$ eV.

L'explication de la réaction nucléaire présente quelques difficultés que nous exposerons ci-dessous.

Tout d'abord, la valeur 9,0155 (système $^{16}\text{O} = 16$) récemment donnée par Bainbridge pour la masse de Be est supérieure à la somme des masses de deux particules α et un neutron; il faut admettre que l'une des particules α n'est pas formée à l'intérieur du noyau, ce qui constitue une certaine difficulté au point de vue théorique en ce qui concerne l'existence même d'un tel noyau stable.

La formule



en admettant

$${}^4_2\text{He} = 4,00216; \quad {}^9_4\text{Be} = 9,0155; \quad {}^{12}_6\text{C} = 12,0036; \quad {}^1_0\text{n} = 1,0067 \text{ (}^2\text{)},$$

donne un bilan énergétique de $12 \cdot 10^6$ eV pour une énergie des particules α de $5,25 \cdot 10^6$ eV ($\text{Po} + \text{Be}$). Le groupe de neutrons émis suivant cette formule n'est pas connu et l'on peut seulement présumer son existence d'après l'observation d'une transmutation de noyau d'oxygène qui semble produite par un neutron d'énergie

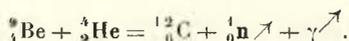
(1) WEBSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. 136, 1932, p. 429.

(2) CHADWICK, *Proc. Roy. Soc.*, t. 136, 1932, p. 692.

exceptionnellement élevée (1) et d'après une trajectoire de proton dans la gélatine d'une plaque photographique (2).

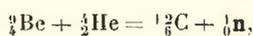
Si l'on suppose l'émission simultanée du groupe de neutrons de $7,8.10^6$ eV (l'énergie totale du neutron et du noyau ${}^1_0\text{C}$ est alors 8.10^6 eV), et d'un groupe de rayons γ de 5.10^6 eV, on arrive à une énergie totale de 13.10^6 eV, qui concorde d'une manière satisfaisante avec le bilan énergétique de 12.10^6 eV que l'on a calculé.

L'émission du groupe de neutrons de $7,8.10^6$ eV et du groupe de rayons γ de 5.10^6 eV aurait donc lieu suivant la formule



Toutefois, on ne voit pas de raison pour que l'émission des rayons γ et celle des neutrons ne commencent pas pour la même énergie des rayons α .

Dans l'hypothèse que l'on avait faite tout d'abord, selon laquelle le groupe $7,8.10^6$ eV serait émis suivant la formule simple



les rayons γ de 5.10^6 eV devraient accompagner un groupe de neutrons d'énergie plus faible ($W_n + W_c = 3.10^6$ eV) que l'on n'a pas observé jusqu'ici. Dans cette hypothèse on prévoit que les rayons γ ne sont pas excités par des rayons α d'énergie inférieure à $2,3.10^6$ eV, comme l'indique la courbe de Becker et Bothe (fig. 2).

L'existence du groupe de neutrons de $4,5.10^6$ eV (qui correspond à une énergie totale émise de 5.10^6 eV en tenant compte de l'énergie communiquée au noyau ${}^1_0\text{C}$) s'explique probablement par l'émission simultanée d'un ou plusieurs groupes de rayons γ non observés jusqu'ici. Il ne s'agit pas d'un groupe de résonance, car son énergie maximum varie avec celle des rayons α excitateurs (3).

(1) HARKINS, GANS et NEWSON, *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 585.

(2) M. BLAU et H. WAMBACHER, *Wien. Ber.*, 141 (1932), p. 617.

(3) Irène CURIE et F. JOLIOT, *L'existence du neutron. Actualités scientifiques* (Hermann, éditeur), 1932.

Rayonnement du bore. — Dans le rayonnement de neutrons de Po + B, on n'a reconnu jusqu'ici qu'un seul groupe, d'énergie maximum $3,25 \cdot 10^6$ eV, qui projette des protons de parcours maximum 16cm.

On interprète l'émission de ces neutrons par la formule



D'après cette formule, Chadwick a calculé la masse du neutron (1), les masses de ${}^1_5\text{B}$ et de ${}^7_3\text{N}$ étant connues. En prenant ${}^1_5\text{B} = 11,011$ et ${}^7_3\text{N} = 14,008$ (système ${}^{16}\text{O} = 16$), la valeur obtenue est ${}^1_0\text{n} = 1,0067$. La détermination repose sur l'hypothèse qu'il n'y a pas d'énergie émise sous forme de rayons γ lors de l'émission du groupe de neutrons considéré.

Le bore émet un rayonnement γ , d'énergie quantique $3 \cdot 10^6$ eV.

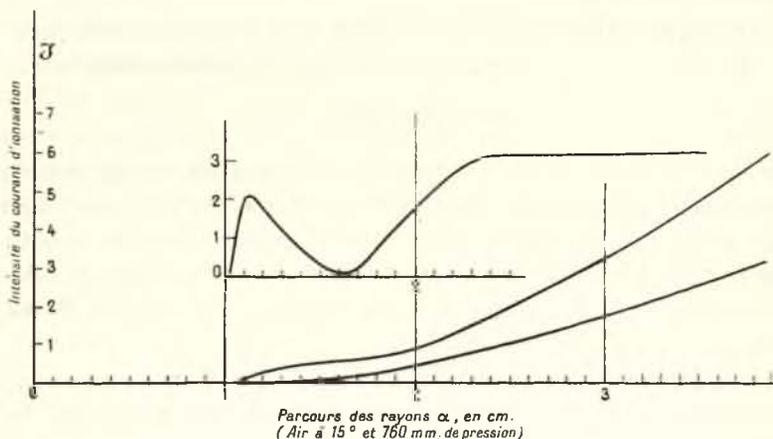


Fig. 5. — Excitation du rayonnement de B.

Cependant, on peut penser que ce rayonnement n'accompagne pas l'émission des neutrons, mais celle des protons de transmutation, qui sont supposés émis par ${}^1_5\text{B}$; la différence d'énergie des deux groupes de protons est environ de $3 \cdot 10^6$ eV.

Nous avons construit la courbe d'excitation du bore (2) (fig. 5).

(1) CHADWICK, *Proc. Roy. Soc.*, t. 136, 1932, p. 709.

(2) Irène CURIE et F. JOLIOT, *Journ. de Phys. et Rad.*, t. 4, 1933, p. 278.

Cette courbe ressemble beaucoup à celle qui est relative aux neutrons du glucinium. Il existe pour $r = 1^{\text{cm}}, 1$ un maximum d'excitation qui correspond à un niveau de résonance de $2,2.10^6$ eV et un minimum d'excitation pour $2,9.10^6$ eV ($r = 1^{\text{cm}}, 6$). Au-dessus de cette énergie, il est probable que les particules α pénètrent dans le noyau à travers la barrière de potentiel, supposée de l'ordre de 4.10^6 eV. L'émission des neutrons commence pour une énergie de 2.10^6 eV ($r = 1^{\text{cm}}$).

Slonek (1), qui a étudié l'excitation des neutrons du bore au moyen d'un compteur paraffiné, n'observe pas de niveau de résonance.

Les formules de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permettent d'établir une relation simple entre l'énergie minimum W_0 des rayons α pour laquelle commence l'excitation des neutrons et l'énergie maximum W_n des neutrons excités par des rayons α d'énergie W_α .

Connaissant W_n et W_α , on peut calculer W_N , énergie communiquée au noyau ${}^1_7\text{N}$. Soit $I = W_n + W_\alpha$ l'énergie cinétique totale pour les rayons α d'énergie W_α . Pour l'énergie limite W_0 , on pose $I = I_0$.

On peut calculer que

$$I_0 = \frac{{}^4_2\text{He}}{{}^1_7\text{N} + {}^1_0\text{n}} W_0.$$

D'autre part, on peut écrire, en exprimant l'énergie en unités de masse,

$${}^1_5\text{B} + {}^4_2\text{He} + W_\alpha = {}^1_7\text{N} + {}^1_0\text{n} + I,$$

$${}^1_5\text{B} + {}^4_2\text{He} + W_0 = {}^1_7\text{N} + {}^1_0\text{n} + I_0,$$

d'où

$$W_\alpha - W_0 = I - I_0 = I - \frac{{}^4_2\text{He}}{{}^1_7\text{N} + {}^1_0\text{n}} W_0,$$

$$W_0 \left(1 - \frac{{}^4_2\text{He}}{{}^1_7\text{N} + {}^1_0\text{n}} \right) = W_\alpha - I = W_\alpha - W_N - W_n.$$

Ce calcul ne fait intervenir que les valeurs approximatives des masses des noyaux.

D'après l'énergie $W_n = 3,25.10^6$ eV, énergie maximum des

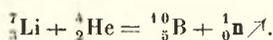
(1) SLONEK, *Wien. Ber.*, t. 142, 1933, p. 185.

neutrons projetés vers l'avant par les rayons α du polonium pour lesquels $W_\alpha = 5,25 \cdot 10^6$ eV, on calcul $eW_N = 0,55 \cdot 10^6$ eV. La valeur obtenue pour W_0 est $2 \cdot 10^6$ eV, en accord avec la limite d'excitation observée.

Rayonnement excité dans Li. — Le lithium irradié par les rayons α du RaC émet des neutrons pénétrants (1). Sous l'action des rayons α de Po, il émet un rayonnement relativement peu pénétrant, complètement absorbé dans 1 cm de plomb où l'on peut reconnaître l'existence de neutrons par comparaison de l'absorption dans le plomb et dans la paraffine (2).

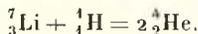
L'étude de la variation de l'excitation en fonction de l'énergie des rayons α montre que l'émission de rayonnement γ commence à partir d'une énergie de $3 \cdot 10^6$ eV ($r = 1\text{ cm}$, 7), mais les neutrons ne sont émis qu'à partir de $5 \cdot 10^6$ eV environ (3). Les rayons α du polonium raccourcis de 5 mm seulement n'en excitent plus.

L'émission de neutrons peut avoir lieu suivant la formule de réaction nucléaire



En prenant ${}^1_0\text{n} = 1,0067$ et ${}^{10}_3\text{B} = 10,0135$ (système ${}^{16}\text{O} = 16$), il faut admettre pour ${}^7_3\text{Li}$ une masse supérieure à la valeur actuellement admise $7,012$, autrement le bilan énergétique serait négatif pour $W = 5,25 \cdot 10^6$ eV, énergie des rayons α du polonium.

Les expériences de Cockcroft sur la transmutation de ${}^7_3\text{Li}$ par les protons donnent une bonne détermination de la masse de ${}^7_3\text{Li}$. On a, en effet



L'énergie des rayons α est de $8,5 \cdot 10^6$ eV. L'énergie des protons est de l'ordre de $0,1 \cdot 10^6$ eV. On en déduit : ${}^7_3\text{Li} = 7,015$ (4).

(1) M. DE BROGLIE et LEPRINCE-RINGUET, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 1616.

(2) Irène CURIE, F. JOLIOT et P. SABEL, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 2208.

(3) Irène CURIE et F. JOLIOT, *Journ. de Phys. et Rad.*, t. 4, 1933, p. 278.

(4) Une récente détermination expérimentale est en accord excellent avec cette valeur (BAINBRIDGE, *Phys. Rev.*, t. 44, 1933, p. 56).

En employant cette valeur de ${}^7_3\text{Li}$ pour calculer la limite d'excitation des neutrons, on trouve 5.10^6 eV, en bon accord avec les résultats expérimentaux.

M^{lle} L. Meitner indique pour l'énergie des neutrons de $\text{Po} + \text{Li}$ (d'après l'observation des protons projetés dans un appareil Wilson rempli d'hydrogène) 200 000 à 500 000 eV. Ceci s'accorde bien avec une limite d'émission extrêmement voisine de l'énergie des rayons α du polonium.

L'émission du rayonnement γ de Li n'est liée ni à l'émission des neutrons, ni à celle de protons. On ne lui voit pas d'interprétation possible avec capture de la particule α . Nous avons ici l'exemple d'un nouveau type de réaction nucléaire, excitation d'un noyau sans capture de la particule α et probablement sans transmutation du noyau. Le coefficient d'absorption de ce rayonnement n'a pas été mesuré avec précision, mais l'on peut dire que l'énergie quantique est certainement inférieure à 10^6 eV.

Rayonnement de F, Na, Al. — L'étude de l'absorption du rayonnement excité, effectuée au moyen d'une chambre d'ionisation, a montré que ces éléments, irradiés par les rayons α du polonium, émettent des neutrons et des rayons γ ⁽¹⁾. De plus, dans le cas du fluor, on a observé l'effet ionisant des protons extraits d'une couche de paraffine et dans le cas de l'aluminium les trajectoires de protons projetés dans un appareil Wilson.

Nous manquons jusqu'ici de données précises sur l'énergie des neutrons ou des rayons γ émis par ces éléments. Leur pénétration nous donne toutefois une indication d'ordre de grandeur.

Neutrons de F. — Les neutrons de $\text{Po} + \text{F}$ sont absorbés de moitié dans 5^{cm} de plomb environ ⁽²⁾, et nous pouvons leur attribuer une énergie de plusieurs millions d'électron-volts. L'excitation de neutrons commence pour une énergie de $2,5.10^6$ eV des rayons α [⁽¹⁾, ⁽²⁾].

Rayonnement γ de F. — Le rayonnement γ de $\text{Po} + \text{F}$ est

⁽¹⁾ Irène CURIE et F. JOLIOT, *Journ. de Phys. et Rad.*, t. 4, 1933, p. 278.

⁽²⁾ P. Savel, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 196, 1933, p. 1482.

absorbé de moitié dans 1^{cm} de plomb; son énergie quantique est de l'ordre de $1,3.10^6$ eV. L'excitation du rayonnement γ commence avant celle des neutrons pour une énergie d'environ 1.10^6 eV des rayons α (1). D'après l'énergie minimum de $2,5.10^6$ eV indiquée pour l'émission des protons, une partie au moins du rayonnement γ doit être émise indépendamment de l'émission des protons et de celle des neutrons.

Neutrons de Na. — Les neutrons de $\text{Po} + \text{Na}$ sont plus absorbables que ceux de $\text{Po} + \text{B}$, plus pénétrants que ceux de $\text{Po} + \text{Li}$, leur énergie peut être supposée de l'ordre de 2 à 3 millions d'électron-volts (1).

Neutrons de Al. — La pénétration des neutrons de $\text{Po} + \text{Al}$ est comparable à celle des neutrons de $\text{Po} + \text{Li}$ et il est très probable que leur énergie est de l'ordre de 10^6 eV (1). La limite d'excitation doit avoir lieu pour une énergie de 4,5 à 5.10^6 eV des rayons α .

Rayonnement γ de Al. — Ce rayonnement décroît de moitié dans 1^{cm} Pb environ et son énergie quantique est de l'ordre de $1,3.10^6$ eV.

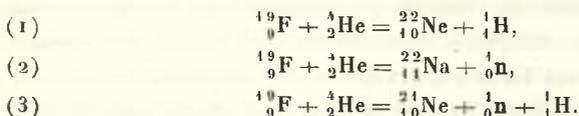
Formules de réactions nucléaires pour F, Na, Al. — Les noyaux des éléments ${}^9_9\text{F}$, ${}^{23}_{11}\text{Na}$, ${}^{27}_{13}\text{Al}$ forment une série différant seulement par l'addition d'une particule α et dont les propriétés nucléaires présentent de grandes analogies; ils n'ont pas d'isotope connu. Ils émettent des protons rapides sous l'action des rayons α . Enfin, on vient de voir qu'ils émettent aussi des neutrons.

Ce fait est particulièrement intéressant, car il en résulte qu'un même noyau peut subir, sous l'action des rayons α , deux modes de transmutation différents, avec émission de protons ou de neutrons, à moins que les deux particules ne soient émises en même temps.

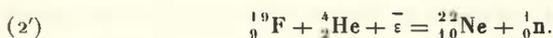
Si l'on veut expliquer l'émission de protons et celle de neutrons avec capture de la particule α , les hypothèses les plus simples

(1) *Loc. cit.* (Cf. notes 1 et 2 de la page 139).

sont les suivantes :

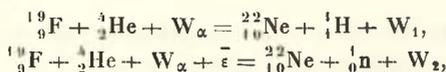


On peut encore supposer que l'isotope inconnu ${}^{22}_{11}\text{Na}$ se transformerait spontanément en ${}^{22}_{10}\text{Ne}$ par capture d'un électron extranucléaire et l'on aurait



Des formules analogues pourraient être écrites pour la transmutation de ${}^{23}_{11}\text{Na}$ et de ${}^{27}_{13}\text{Al}$. Ici encore les formules (2) conduiraient à des isotopes inconnus ${}^{26}_{13}\text{Al}$ et ${}^{30}_{15}\text{P}$.

Remarquons, tout d'abord, que le bilan énergétique de la formule (2') est en relation simple avec celui de la formule (1). Si l'on retranche membre à membre les deux formules



on trouve

$$W_2 - W_1 = {}^1_1\text{H} + \bar{\epsilon} - {}^1_0\text{n}.$$

Si l'on prend ${}^1_1\text{H} + \bar{\epsilon} = 1,0078$ et ${}^1_0\text{n} = 1,0067$ (système ${}^{16}\text{O} = 16$) on a $W_2 - W_1 = 0,0011$.

Il en serait de même pour les transformations de ${}^{23}_{11}\text{Na}$ et ${}^{27}_{13}\text{Al}$.

L'énergie maximum des neutrons devrait donc être supérieure de 10^6 eV environ à celle des protons.

L'énergie maximum des protons émis sous l'action des rayons α du polonium est de l'ordre de $7 \cdot 10^6$ eV pour ${}^{19}_9\text{F}$ et ${}^{27}_{13}\text{Al}$ et de $6 \cdot 10^6$ eV pour ${}^{23}_{11}\text{Na}$. D'après la réaction envisagée, l'énergie des neutrons devrait être de l'ordre de 7 à $8 \cdot 10^6$ eV. Ceci est possible pour les neutrons de F; mais pour Na et pour Al l'énergie des neutrons est probablement beaucoup plus faible et l'on n'a pas mis en évidence de rayonnement γ de grande pénétration susceptible d'expliquer l'utilisation du reste de l'énergie.

Pour évaluer le bilan énergétique des transmutations de F, Na, Al, presque toutes les valeurs expérimentales des masses

font défaut ⁽¹⁾. On peut faire le calcul en se basant sur les masses déduites des courbes de Gamow qui représentent la variation du défaut de masse en fonction du nombre de particules α contenues dans le noyau, pour les éléments de poids atomique $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$, $4n + 3$. Pour l'énergie des protons émis [formule (1)], les valeurs calculées sont d'un ordre de grandeur satisfaisant. Les formules (2) ou (2') semblent pouvoir expliquer l'émission de neutrons de F.

L'émission simultanée de protons et de neutrons [formule (3)], conduit à un bilan énergétique fortement négatif et ne paraît pas possible. Nous verrons plus loin comment la découverte des électrons positifs de transmutation suggère des réactions nucléaires différentes de celles que nous avons envisagées jusqu'ici.

Rayonnement de Mg. — Le rayonnement émis par le Mg est très pénétrant. Il est probablement composé de neutrons et de rayons γ , mais on n'a pu encore avoir de certitude à cet égard.

Rayonnement de N. — Des expériences effectuées au moyen d'une chambre d'ionisation pleine d'argon sous pression ont permis de mettre en évidence un très faible rayonnement γ émis par l'azote sous l'action du rayonnement du polonium ⁽²⁾. Ce rayonnement correspondrait à une énergie quantique de l'ordre de 500 000 eV.

Autres éléments. — D'après des expériences ⁽³⁾ effectuées au moyen d'un appareil Wilson automatique, la plupart des éléments, même lourds, irradiés par les rayons γ du polonium, émettent un rayonnement de neutrons probablement, capable de projeter des noyaux. Le nombre de trajectoires tertiaires observées est de l'ordre de 1 % de celui qui correspond à Be.

⁽¹⁾ D'après les valeurs expérimentales ${}^1_1\text{F} = 19,000$ (Aston) et ${}^2_{10}\text{Ne} = 21,995$ (Bainbridge), dans le système ${}^{16}\text{O} = 16$, on calcule 3.10^6 électron-volts pour l'énergie des protons émis, valeur trop faible, que l'on peut peut-être expliquer par les erreurs possibles sur les masses.

⁽²⁾ P. Savel, travail en cours d'exécution.

⁽³⁾ G. KIRSCH et R. TRATTNER, *Wien. Ber.*, t. 142, 1933, p. 71.

Conclusions générales relatives à l'étude des conditions d'émission des neutrons et des rayons γ . — Malgré quelques difficultés soulevées par l'interprétation des rayonnements observés, on peut dire que l'ensemble de ces travaux constitue une vérification importante des formules de réaction nucléaire telles que nous nous sommes habitués à les utiliser depuis environ deux ans.

En particulier, il est important de remarquer que l'émission de neutrons par le bore et par le lithium ne se fait pas au-dessous d'une énergie déterminée de la particule α , alors que l'émission de neutrons du glucinium paraît seulement tendre vers 0 sans limite définie quand l'énergie des rayons α diminue. Ceci est en accord avec le fait que la transmutation du glucinium dégage de l'énergie, alors que celle du bore et du lithium en absorbe.

Il se confirme que la pénétration de la particule α dans le noyau peut se faire soit à travers la barrière de potentiel du noyau, soit par des niveaux de résonance, ce que l'on supposait déjà d'après les résultats relatifs à l'émission des protons de transmutation.

L'émission du rayonnement γ accompagnant les transmutations peut s'expliquer en relation avec l'existence de groupes de protons ou de neutrons, un photon d'énergie quantique égale à la différence des deux groupes accompagnant l'émission des particules du groupe de plus faible énergie.

Il existe toutefois un autre mode d'excitation nucléaire qui permet l'émission de photons, sans émission de protons ou de neutrons. Tel est le cas du rayonnement γ du lithium, du fluor et peut-être de l'azote.

Ces photons ne peuvent pas accompagner une transmutation par capture de la particule α sans émission corpusculaire. En effet, dans ce cas, si l'émission commence pour une énergie W_0 des rayons α , pour une énergie W_α de ceux-ci, l'énergie quantique doit être au moins $W_\alpha - W_0$, ce qui conduirait pour $Po + Li$ et pour $Po + F$ à un rayonnement bien plus pénétrant que celui qui est observé.

Si l'émission de photons accompagne une transmutation avec capture de la particule α , il faut qu'une partie de l'énergie soit communiquée à des particules qui n'ont pas été observées jusqu'ici, par exemple des électrons, négatifs ou positifs.

Sinon, il faut admettre une excitation du noyau sans capture de la particule α , celle-ci pouvant céder une partie de son énergie au cours d'un choc pour exciter un niveau intranucléaire.

Électrons de matérialisation et de transmutation.

Électrons de matérialisation. — Depuis les expériences de



Fig. 6. — Électrons positif et négatif issus d'une lame de Pb irradiée par les photons de $Po + Be$. Rayon H venant de la vapeur d'eau, projeté par un neutron de $Po + Be$.

Anderson ⁽¹⁾, Blackett et Occhialini ⁽²⁾, on sait que le rayonnement cosmique est capable, en traversant la matière, de provoquer l'émission de particules chargées positivement. Les effets ionisants qu'elles peuvent produire en traversant la

⁽¹⁾ ANDERSON, *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 491.

⁽²⁾ BLACKETT et OCCHIALINI, *Proc. Roy. Soc.*, t. 139, 1933, p. 699.

matière, le sens et la grandeur de la déviation de ces particules dans un champ magnétique, permet de penser que celles-ci sont analogues à des électrons dont la charge serait positive au lieu d'être négative. Nous ne pouvons pas insister, dans ce rapport, sur les phénomènes étonnamment compliqués (showers) découverts par Blackett et Occhialini, à laquelle donne lieu la radiation ultra-pénétrante. Ces auteurs supposèrent aussitôt après leurs expériences que l'interprétation de certains phénomènes déjà observés pourrait être facilitée en admettant l'existence des électrons positifs. Ces phénomènes sont, d'une part, l'absorption anormale des rayons γ pénétrants par les éléments lourds et, d'autre part, l'émission d'électrons de grande énergie semblant se diriger, s'ils sont négatifs, vers les sources de neutrons et de rayons γ très pénétrants. C'est l'étude de ce second phénomène, que nous avons mis en évidence il y a environ un an, qui fut d'abord reprise. M^{lle} L. Meitner et K. Philipp d'une part ⁽¹⁾, Chadwick, Blackett et Occhialini d'autre part ⁽²⁾ ont confirmé l'existence de ce phénomène et ont montré, en plaçant une lame de plomb dans la chambre de l'appareil Wilson, que des électrons courbés par le champ magnétique dans le sens d'une charge positive sortaient du plomb lorsqu'on irradie celui-ci par le rayonnement émis par une source de Po + Be.

Ces expériences ne permettaient pas de conclure si ce phénomène était dû à l'action des neutrons ou à celle des photons.

Nous avons entrepris de nouvelles expériences en plaçant une forte source de neutrons et de photons (100 millicuries de Po irradiant une pastille de Be) contre une lame de plomb fermant un orifice ménagé dans le cylindre de verre d'un appareil Wilson. Un champ magnétique est établi suivant l'axe de la chambre.

La répartition des électrons positifs et négatifs dépend du champ magnétique établi dans l'appareil, les électrons d'énergie faible venant du plomb ou des parois de la chambre n'étant plus observés pour des champs élevés. Nous donnons la répartition suivante pour les électrons positifs et les électrons négatifs

(1) L. MEITNER et K. PHILIPP, *Naturw.*, 1933.

(2) CHADWICK, BLACKETT et OCCHIALINI, *Nature*, t. 131, 1933, p. 473.

dont l'énergie est supérieure à 10^6 eV et $0,5 \cdot 10^6$ eV pour les champs de 1100 et 640 gauss respectivement.

	Champ de	
	1100 gauss.	640 gauss.
Nombre de $\bar{\epsilon}$ venant du plomb.....	28,3	45
Nombre de $\bar{\epsilon}$ ou $\bar{\epsilon}$ venant du verre de la chambre...	17,6	36
Nombre d'électrons négatifs venant du plomb.....	100	100

Parmi les électrons positifs ou négatifs qui proviennent des parois de la chambre, certains sont de grande énergie.

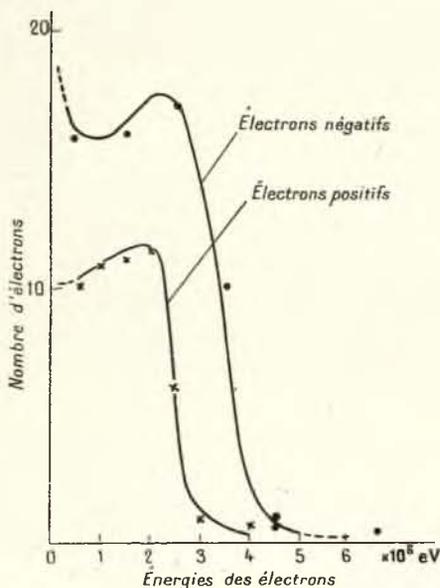


Fig. 7.

Les courbes de la figure 7 représentent la distribution des énergies des électrons positifs et négatifs.

Nous avons ensuite remplacé le plomb fermant l'orifice de la chambre par une lame d'aluminium de 2 mm d'épaisseur, sans rien modifier aux autres conditions. Le nombre des électrons positifs observé devient beaucoup plus faible (5 positifs pour 100 négatifs) que dans le cas du radiateur Pb. Le nombre des électrons issus des parois du verre de la chambre reste sensible-

ment le même. Cette expérience montre que les trajectoires des électrons courbés dans le sens d'une charge positive sont *certainement* issus de la pastille de Pb (1).

La même expérience, répétée avec des radiateurs de cuivre et d'uranium, montre que la proportion des électrons positifs par rapport aux électrons négatifs croît avec le numéro atomique du radiateur (2). On trouvera ci-dessous les proportions approximatives observées dans les conditions de l'expérience (champ magnétique, 1000 gauss).

Al.....	5	} Nombre d'électrons positifs pour 100 électrons négatifs provenant du radiateur.
Cu.....	17,5	
Pb.....	30	
Ur.....	40	

Les énergies maxima des électrons positifs sont, dans tous les cas, sensiblement les mêmes.

Pour distinguer la nature du rayonnement qui est responsable de l'émission des électrons positifs, nous avons interposé 2^{cm} de plomb entre la source et le radiateur de plomb. On observe une diminution d'environ 40 % du nombre des électrons négatifs et positifs.

Dans ces conditions, on sait que l'interposition de 2^{cm} de plomb diminue d'environ 50 % l'intensité de la radiation γ (5.10^6 eV) et seulement de 12 % celle du rayonnement des neutrons. On peut donc affirmer que la majeure partie des électrons positifs proviennent de l'action des photons sur le radiateur (3). Ces résultats donnaient l'appui sérieux à l'hypothèse suivant laquelle le phénomène d'absorption anormale des rayons γ les plus pénétrants des corps radioactifs par les éléments de poids atomique élevé serait dû à l'émission par ces photons d'électrons positifs.

L. Meitner et K. Phillip (3), Anderson et Neddermeyer (4)

(1) Irène CURIE et F. JOLIOT, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 196, 1933, p. 1105.

(2) Irène CURIE et F. JOLIOT, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 196, 1933, p. 1581.

(3) L. MEITNER et K. PHILIPP, *Naturw.*, 1933.

(4) ANDERSON et NEDDERMEYER, *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 1034.

et nous-mêmes ⁽¹⁾ indépendamment, nous avons montré que la radiation γ d'énergie quantique $2,65.10^6$ eV du ThC'' provoque l'émission d'électrons positifs lorsqu'elle irradie une lame de plomb. La proportion des électrons positifs observés par rapport aux électrons négatifs est de 8 0/0. La courbe de distribution des



Fig. 8. — Paire d'électrons positif et négatif créés dans le gaz par un photon de ThC'' .

énergies des électrons positifs subit une chute vers 800 000 eV.

Dans plusieurs clichés, on peut observer deux trajectoires d'électrons : l'un positif, l'autre négatif, paraissant provenir du même point de la pastille de plomb. Le cliché n° 4 représente le cas (seul cas que nous ayons pu observer) où les deux électrons ont leur origine dans le gaz de la chambre; nous remarquons que les énergies des deux électrons sont différentes et la somme

⁽¹⁾ Irène CURIE et F. JOLIOT, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 196, 1933, p. 1581. Cette publication étant la première en date (22 mai 1933), celles mentionnées ci-dessus ont paru entre fin mai et 4 juin.

de celles-ci est légèrement inférieure à $1,6.10^6$ eV. L'électron positif est le plus rapide.

Ce cliché montre avec certitude l'émission simultanée en un même point d'un électron positif et d'un électron négatif sous l'action d'un photon.

L'ensemble des résultats numériques précédents et l'aspect de certains clichés, qui montrent que les électrons positifs doivent être émis en même temps qu'un électron négatif, nous conduisent à interpréter ces phénomènes de la façon suivante :

Un photon de grande énergie $h\nu$ rencontrant un noyau lourd se transformerait en deux électrons de signe contraire. La création des deux électrons exige une énergie de $1,02.10^6$ eV ⁽¹⁾; le surplus de l'énergie du quantum, $h\nu - 1,02.10^6$, apparaît comme énergie cinétique W , communiquée aux deux électrons et peut-être aussi dans certains cas comme énergie $h\nu'$ d'un quantum diffusé. Le bilan énergétique serait

$$(1) \quad h\nu = 1,02.10^6 + W.$$

La présence du noyau est indispensable, mais c'est un support de la réaction n'intervenant pas sensiblement dans les échanges d'énergie. Les limites supérieures observées pour les énergies cinétiques des électrons positifs correspondant à un même quantum incident ne dépendent pas du noyau absorbant (Al, Cu, Pb, Ur). Ce fait indique bien la faible part que peuvent prendre des noyaux si différents dans les échanges d'énergies.

Le bilan indique que l'on ne doit pas observer d'électrons positifs d'énergie supérieure à $h\nu - 1,02.10^6$ eV et, dans ce cas, l'énergie de l'électron négatif est nulle ⁽¹⁾. L'expérience montre, en effet, que les électrons positifs ont des énergies inférieures à ces limites. On remarque, en outre, que la transformation la plus probable est celle qui correspond au partage en parties égales du reste de l'énergie du quantum incident $h\nu - 1,02.10^6$ eV entre les énergies cinétiques des deux électrons créés. Les courbes ont, en effet, un maximum pour les valeurs des énergies 2.10^6 eV

(1) On suppose que les masses au repos des électrons + et - sont les mêmes.

(Po+Be) et $0,8.10^6$ eV (Th. C''), valeurs correspondant aux relations

$$\frac{5.10^6 - 1,02.10^6}{2} = 1,9.10^6 \text{ eV}$$

et

$$\frac{2,65.10^6 - 1,02.10^6}{2} = 0,8.10^6 \text{ eV.}$$

Enfin la courbe de distribution des énergies des électrons négatifs (créés par le phénomène précédent et par effet Compton pour les photons 5.10^6 eV de Po + Be) présente un maximum aux environs de 2.10^6 eV, indiquant la présence d'un excès d'électrons négatifs correspondant à la création simultanée des électrons positifs. Il résulte des considérations ci-dessus qu'un photon d'énergie inférieure à $1,02.10^6$ eV est incapable de provoquer l'émission d'électrons positifs. Cette remarque est à rapprocher du fait que le phénomène d'absorption anormale des rayons γ d'énergie élevée par les éléments lourds commence à avoir lieu pour les photons d'énergie supérieure à $1,1.10^6$ eV. M. Gentner, à l'Institut du Radium de Paris, a trouvé que l'absorption anormale des rayons γ dans le Pb débute pour une énergie quantique de $1,1.10^6$ eV.

Il est donc probable que l'absorption supplémentaire observée pour les photons d'énergie supérieure à $1,1.10^6$ eV est attribuable à la disparition d'un quantum avec projection d'un électron positif et d'un électron négatif. Ce processus d'absorption peut prendre une importance prépondérante vis-à-vis de l'absorption par effet Compton, et il est très possible que le coefficient d'absorption des rayons γ passe par un minimum et devienne plus élevé pour des radiations de très grande énergie quantique. Dans tous les cas, la formule de Klein et Nishina relative au coefficient d'absorption des rayons γ n'est plus valable pour les photons d'énergie supérieure à 10^6 eV. Si cette hypothèse se confirme, nous observons pour la première fois la transformation de rayonnement électromagnétique en matière. Les électrons positifs et négatifs qui résultent de ce processus pourraient être appelés *électrons de matérialisation*, selon la proposition de M^{me} P. Curie.

On peut envisager une autre origine des électrons positifs en admettant l'existence dans les rayonnements utilisés ou dans les noyaux irradiés de corpuscules neutres de masse voisine

de celle de l'électron (neutrino de Pauli), dont la dislocation produirait un électron positif et un électron négatif.

Électrons de transmutation. — Les transmutations connues jusqu'alors, provoquées par les rayons α , les protons rapides ou les neutrons, s'effectuent avec émission de protons, de neutrons



Fig. 9. — Électron positif et proton de transmutation de Al irradié par des rayons α .

ou de rayons α ; on n'avait jamais observé dans ces phénomènes d'émission d'électrons nucléaires. Les expériences décrites ci-dessous mettent en évidence certaines transmutations qui s'accompagnent de l'émission d'électrons.

Une feuille d'aluminium de $1/10^e$ de millimètre ferme un orifice de 1 cm , 5 ménagé dans la paroi de la chambre d'un appareil Wilson. On place contre cette feuille une source de rayons α (20 millicuries de Po) couverte par un écran d'aluminium de $5/100^e$ de millimètre. Un champ magnétique de 350 gauss est établi parallèlement à l'axe du cylindre de la chambre. On observe

des trajectoires d'électrons positifs et négatifs qui proviennent de la région où se trouve la source. Si l'on remplace la feuille d'aluminium couvrant la source par une feuille mince d'argent absorbant les rayons α , on n'observe plus que des électrons négatifs. Ceci prouve que les électrons positifs ne proviennent pas du polonium, mais de l'aluminium absorbant les particules α . On sait que cet élément subit une transmutation avec émission de protons rapides sous l'action des rayons α , et l'on a recherché si les électrons positifs provenaient de l'action des protons de transmutation sur l'aluminium qui absorbe ces protons. La proportion des électrons positifs observés ne variant pas lorsqu'on absorbe les protons dans l'argent ou dans des écrans d'aluminium d'épaisseur croissante, nous pouvons donc conclure que l'émission de ces électrons positifs est liée à l'action des rayons α sur l'aluminium. Le même phénomène a lieu avec le bore et le glucinium, il n'a pas lieu avec le lithium.

Avec les radiateurs d'argent, de bore et de lithium, tous les électrons négatifs observés ont une énergie inférieure à $0,85 \cdot 10^6$ eV et sont attribuables au rayonnement γ du polonium dont l'énergie quantique doit être de l'ordre de $0,9 \cdot 10^6$ eV (d'après le coefficient d'absorption dans le plomb) ⁽¹⁾. Nous avons pu nous assurer que ces électrons proviennent pour la plupart de la source même. Il s'agit probablement d'électrons projetés par suite de la conversion interne du rayonnement γ .

Les tableaux ci-après montrent la distribution de l'énergie des électrons positifs et négatifs émis par les radiateurs d'aluminium et de glucinium :

(¹) BOTHE et BECKER, *Zeit. f. Phys.*, 66, 1930, p. 307; M. BLAU et B. MICHAÏLOWA, *Wien. Ber.*, 140, 1931, p. 615; F. JOLIOT, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 708.

Énergie en millions d'électron-volts.	Nombre d'électrons	
	positifs.	négatifs.
Po + Al.		
<0,4.....	2	11
0,4 à 0,6.....	4	14
0,6 à 0,8.....	5	5
0,8 à 1,0.....	4	1
1,0 à 1,2.....	5	0
1,2 à 1,4.....	2	1
1,4 à 1,6.....	5	0
1,6 à 1,8.....	0	0
1,8 à 2,0.....	0	1
2,7.....	1	0
3,1.....	1	0
Po + Be.		
<0,5.....	3	1
0,5 à 1.....	1	4
1 à 1,5.....	1	5
1,5 à 2.....	1	5
2 à 2,5.....	1	1
2,5 à 3.....	0	2

On remarque que la distribution d'énergie des électrons est très différente dans les deux cas.

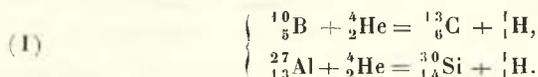
Avec l'aluminium, la plupart des électrons négatifs peuvent être attribués au rayonnement du polonium. L'émission d'électrons positifs de transmutation ne doit pas en général être accompagnée de celle d'électrons négatifs. Les quelques électrons négatifs d'énergie supérieure à $0,9 \cdot 10^6$ eV qui ont été observés doivent correspondre à un mode de transmutation qui ne se produit qu'en faible proportion.

Dans le cas du glucinium, on observe une proportion beaucoup plus forte d'électrons négatifs dont l'énergie est supérieure à 850 000 eV et cette observation permet de faire une distinction quant à l'origine des électrons positifs dans ce cas et les cas précédents.

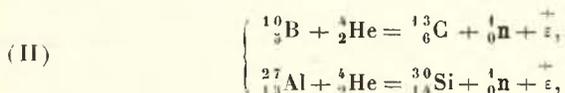
Nous croyons pouvoir interpréter ces phénomènes de la façon suivante :

Les réactions nucléaires avec émission de protons ${}^1_1\text{H}$ pour

le bore et l'aluminium sont :



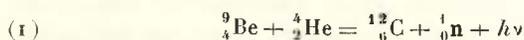
Nous supposons que, parfois, à la place d'un proton sont émis un neutron et un électron positif ε , suivant les réactions



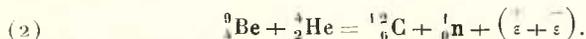
qui conduisent au même atome transformé. Nous avons montré que l'aluminium irradié par les rayons α émet des neutrons. Dans le cas du bore, on suppose que c'est l'isotope ${}^1_1\text{B}$, qui est responsable de l'émission des neutrons, mais rien ne s'oppose à ce que l'on puisse attribuer au moins une partie de cette émission à l'isotope ${}^1_0\text{B}$. Ces considérations conduiraient à admettre que le proton est complexe : il résulterait de l'association d'un neutron et d'un électron positif. La transmutation avec émission d'un proton entraînerait parfois la dissociation des éléments de constitution de celui-ci.

Le cas du glucinium est différent, car la transmutation s'effectue avec émission de neutrons et de photons, et pas de protons. On a vu, dans ce qui précède, que des photons d'énergie élevée (5.10^6 eV) provoquent l'émission d'électrons positifs lorsqu'ils irradient des noyaux lourds. Mais, dans les conditions de l'expérience, la proportion des électrons positifs observés est élevée et ne correspond certainement pas à l'effet secondaire des photons.

Nous admettons que les électrons positifs observés proviennent d'un processus de *matérialisation interne* du photon à la sortie du noyau de Be. La réaction nucléaire serait



ou bien

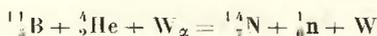


A la place d'un photon, il y a émission d'un électron positif et d'un électron négatif; quelques-uns des électrons négatifs

d'énergie élevée qu'on observe pourraient être des électrons secondaires Compton des rayons γ .

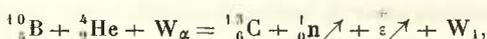
Ici encore cette interprétation ne modifie pas la forme des réactions. La réaction (2) suggère que l'électron positif et l'électron négatif pourraient parfois être expulsés en restant associés, constituant ainsi un neutrino. Il faudrait associer à l'émission d'un neutron par le glucinium l'émission, soit d'un photon, soit d'un neutrino, soit d'un électron positif et d'un électron négatif. Remarquons qu'il serait très difficile de distinguer un rayonnement de photons d'un rayonnement de neutrinos.

Nouvelle base pour le calcul de la masse du neutron. — Si les considérations relatives à la complexité du proton sont exactes, il en résulte que le neutron doit avoir une masse supérieure à celle du proton. Or, la masse du neutron calculée par Chadwick à partir de la réaction



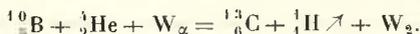
(W , énergie cinétique du neutron + rayon de recul), est comprise entre 1,005 et 1,008, et jusqu'alors on pensait qu'elle était inférieure à la masse du proton, ce qui s'accordait avec la supposition que le neutron était composé d'un proton et d'un électron négatif.

En raison des nouveaux résultats ci-dessus, on peut aussi bien admettre que les neutrons rapides du bore sont émis par l'isotope ${}^10_5\text{B}$ suivant la réaction



W_1 étant l'énergie cinétique du neutron + rayon recul + électron positif.

Cette réaction permet de calculer la masse du neutron sans faire intervenir la masse de ${}^10_5\text{B}$ et de ${}^13_6\text{C}$, en utilisant l'énergie connue W_2 communiquée aux protons et au rayon de recul dans la réaction



En retranchant membre à membre les deux formules, on obtient

$$W_2 - W_1 = {}^1_0\text{n} + \varepsilon - {}^1_1\text{H}.$$

Pour le bore excité par les rayons α du polonium, on a

$$W_2 = 9,5 \cdot 10^6 \text{ eV.}$$

La somme de l'énergie cinétique des neutrons + rayon de recul est environ $3,8 \cdot 10^6$ eV et l'énergie cinétique des électrons positifs observés est de l'ordre de $0,5 \cdot 10^6$ eV. On a donc pour la masse du neutron $n = 1,012$ (système $^{16}\text{O} = 16$) qui est notablement supérieure à celle du proton.

Examinons les conséquences de cette hypothèse.

Tout d'abord on évite la grave difficulté théorique soulevée par la masse du noyau de glucinium ^9_4Be . Si le neutron a une masse de 1,011, le noyau ^9_4Be peut être constitué par deux particules α et un neutron, faiblement liés.

On calcule alors pour l'énergie cinétique du neutron + rayon recul de $\text{Po} + \text{Be}$ une valeur de $8 \cdot 10^6$ eV, en accord avec la valeur expérimentale.

D'après l'énergie des protons projetés, on prévoit l'émission de neutrons de faible énergie par $\text{Po} + \text{Al}$ et $\text{Po} + \text{Na}$. Par contre, on explique plus difficilement le mode d'émission des neutrons rapides de $\text{Po} + \text{F}$ et des neutrons lents de $\text{Po} + \text{Li}$.

L'objection la plus sérieuse à laquelle se heurte l'hypothèse du neutron de masse supérieure à celle du proton est relative à l'interprétation des expériences récentes de Lawrence, S. Livingston et G. N. Lewis sur les transmutations produites par les noyaux ^2_1H et la dislocation probable de ce noyau (1). Ces auteurs calculent pour la masse du neutron une valeur voisine de 1.

Il n'est pas impossible qu'il devienne nécessaire d'admettre l'existence de neutrons de masses différentes. Par exemple, une particule élémentaire de matière de masse 1,011 et une particule de masse plus faible résultant de la condensation d'un groupe formé par la particule précédente, un électron positif et un électron négatif.

(1) LAWRENCE, S. LIVINGSTON et G. N. LEWIS, *Phys. Rev.*, t. 44, 1933, p. 56.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. ET M^me JOLIOU.

1. — L'émission des neutrons.

M^{lle} MEITNER. — *Sur la distribution des vitesses des neutrons.* — En faisant la statistique de 99 trajectoires de protons, observées dans la chambre de Wilson et provenant de chocs entre des neutrons (de Be + Po) et des noyaux d'hydrogène, nous avons obtenu les résultats suivants :

1° La *distribution des directions* des protons émis est isotrope, ainsi que le prouve le tableau suivant :

cos ϑ	1,0 à 0,6	0,6 à 0,2	0,2 à -0,2	-0,2 à -0,6	-0,6 à -1,0
Nombres de cas.	20	20	17	24	18

2° Du parcours des particules H et de l'angle de déviation, on a déduit l'énergie du neutron incident. Dans cinq cas, on a trouvé des énergies comprises entre 12 et 14×10^6 eV. Ce résultat est intéressant pour cette raison, qu'on en déduit pour limite supérieure de la masse du neutron une valeur voisine de celle donnée par Chadwick, bien qu'un peu plus petite, savoir 1,005. A côté de ces protons très rapides, relativement rares, on en a observé beaucoup (59 sur 99) dont l'énergie est inférieure à 2×10^6 eV; c'est ce que montre le tableau suivant :

*Distribution des directions d'émission dans les chocs
entre neutrons et protons.*

	+	+	+ -	-	-
$\cos 2\vartheta$	1-0,6.	0,6-0,2.	0,2-0,2.	0,2-0,6.	0,6-1,0.
ϑ	0°-26°,5.	26°,5-39°,2.	39°,2-50°,8.	50°,8-63°,5.	63°,5-90°.
	0,72	0,69	0,74	0,63	1,46
	0,84	0,74	1,12	0,83	1,79
	0,88	0,92	1,52	0,85	2,40
	1,02	1,43	1,74	1,08	>2,36
	1,33	>0,63	0,61	1,11	1,1
	1,41	>0,70	1,01	1,23	1,85
	1,55	>0,83	1,15	1,30	1,44
	>1,21	>1,11	2,07	1,38	2,0
	>1,29	0,71	>1,42	1,49	3,56
	>1,31	0,91	>1,73	>1,95	>2,91
	>1,49	1,07	>1,97	0,64	>3,36
	>1,51	>0,72	>2,0	0,83	>3,48
$v_n \cdot 10^9$ cm/sec...	>1,53	>1,07	0,88	1,05	>4,06
	>1,98	>1,39	0,95	1,28	4,4
	1,17	>1,45	1,03	1,90	4,9
	1,47	>1,62	1,07	2,68	5,0
	>1,27	0,89	>1,60	>2,10	1,47
	0,89	0,92	-	>2,12	2,96
	1,24	1,26	-	2,83	-
	1,64	1,83	-	>2,28	-
	-	-	-	1,12	-
	-	-	-	1,20	-
	-	-	-	1,45	-
	-	-	-	1,45	-

D'autre part, M. G. Bernardini a déterminé dans notre Institut, par des mesures d'ionisation dans une chambre à gaz comprimé, la courbe d'excitation des neutrons de Be en fonction de l'énergie des rayons α . Sa courbe s'accorde remarquablement bien avec celle que M. Chadwick a publiée récemment, bien que M. Chadwick ait fait des mesures au compteur, qui donnent seulement le nombre des protons émis, tandis que les mesures d'ionisation donnent le

produit du nombre et de l'énergie. Du fait que, malgré cette différence de méthode, il y a concordance entre les courbes, on peut conclure que l'énergie des protons n'est pas très différente dans les diverses parties de la courbe, et il s'ensuit, en outre, qu'il doit y avoir un important rayonnement γ .

M^{me} JOLIOU demande si, dans les expériences de M^{lle} Meitner et M. Philipp, on pouvait considérer comme exclue la possibilité que les protons semblant correspondre à des neutrons de grande énergie, puissent être en réalité produits par des neutrons diffusés d'énergie moindre.

M^{lle} MEITNER. — En principe, cette possibilité ne peut jamais être exclue entièrement, mais, dans notre cas, elle est peu probable pour les raisons suivantes. D'abord des expériences de contrôle, dans lesquelles on mit 20^{cm} de plomb sur le chemin des neutrons, n'ont pas donné une augmentation du nombre de protons émis dépassant réellement les limites des variations statistiques. En second lieu, le fait que la distribution des directions présente une symétrie sphérique autour du centre de masse, montre qu'avec notre dispositif expérimental (source de neutrons à l'intérieur de la chambre), il n'y avait pas de diffusion de quelque importance.

M. CHADWICK. — Kirsch et Wambacker ont mesuré les parcours de protons émis à l'intérieur de la gélatine d'une plaque photographique. Ils observèrent un petit nombre de trajectoires de longueur de 0^{cm},8, ce qui correspondrait à des énergies de 12×10^6 eV.

M. JOLIOU. — Les expériences de M^{lle} Mariette Blau ont été répétées à Paris par elle-même avec des sources beaucoup plus intenses et n'ont mis en évidence aucune trajectoire de $12 \cdot 10^6$ eV.

M. F. PERRIN. — *Sur les neutrons lents et les chocs entre neutrons et protons.* — Dès le début des études sur les neutrons, P. Auger, utilisant une chambre de Wilson remplie d'hydrogène, a observé, parmi les trajectoires des protons projetés par le rayonnement

émis par le béryllium sous l'action des rayons α du polonium, une forte proportion de trajectoires très courtes. Il a pu établir que ces trajectoires sont dues aux chocs de neutrons lents émis par la source, et dont les énergies sont environ dix fois plus faibles que celles des groupes rapides mis en évidence par ailleurs (énergies réparties entre quelques dizaines de mille électron-volts et quelques centaines de mille, avec maximum vers 150 kve). L'énergie de ces neutrons lents reste sensiblement la même quand on bombarde le béryllium par les rayons α du RaC' d'énergie beaucoup plus élevée, mais leur nombre relatif augmente alors sensiblement. Ces faits indiquent qu'ils ne peuvent être émis dans une transmutation avec capture de la particule α incidente. L'émission de ces neutrons lents est donc probablement associée, comme l'a suggéré W. Elsasser, à une transmutation des atomes de béryllium provoquée par le choc des particules α , mais sans qu'il y ait capture de ces particules.

Si cette interprétation est correcte, il est très difficile d'admettre que la destruction de l'atome de béryllium puisse être accompagnée d'un dégagement d'énergie de plusieurs millions d'électron-volts, car cette énergie devrait être en grande partie communiquée aux neutrons émis. L'existence du groupe de neutrons lents prouve que les atomes de béryllium sont relativement faciles à désintégrer, *mais qu'ils ne sont pas explosifs*.

P. Auger a, d'autre part, étudié la répartition des directions de projection des protons par rapport à la direction du neutron incident, en faisant séparément la statistique pour les neutrons lents et pour les neutrons rapides. Dans ces deux cas, la distribution obtenue s'écarte peu de l'isotropie (dans le système lié au centre de gravité). Il y a cependant, dans le cas des neutrons lents, un excès de projection vers les grands angles qui pourrait correspondre à une faible interaction entre neutron et proton s'étendant à une distance assez grande (force magnétique peut-être).

M. HEISENBERG. — Au sujet de la loi de la force qui agit entre un proton et un neutron, il faudra tout d'abord admettre (comparer le rapport de M. Chadwick) que cette force n'atteint une valeur sensible que si la distance des particules devient très petite, disons de l'ordre de 10^{-12} cm. Or, tant que la longueur d'onde

du neutron incident reste grande par rapport à cette distance, la théorie prévoit toujours une distribution uniforme des directions des particules après le choc. D'autre part, si la longueur d'onde devient du même ordre de grandeur que cette distance (pour des valeurs de l'énergie de quelques centaines de millions d'électronvolts), ou même plus petite, la distribution angulaire après le choc ne sera plus uniforme; elle dépendra du type de la loi de force. Selon Wick, l'hypothèse d'une force du type classique conduit à prévoir que la plupart des protons seront envoyés vers l'avant, tandis qu'avec une action d'échange (du type considéré par Majorana, par exemple) les protons montrent une tendance à être émis latéralement.

Quant à la formule donnée dans le rapport de M. Chadwick pour la section efficace, formule qui régit les collisions entre protons et neutrons lents, elle donne une aire de l'ordre de grandeur du carré de la longueur d'onde λ , c'est-à-dire une aire qui surpasse la section du noyau; elle la surpasse de plus en plus à mesure que la vitesse des neutrons diminue. La validité de ce résultat, qui découle de l'hypothèse que la phase δ_0 est à peu près égale à $\frac{\pi}{2}$, me paraît douteuse; il me semble que pour r_0 (rayon de la sphère d'action des noyaux) $\ll \lambda$, la phase δ_0 doit toujours être très petite. Dans un modèle où il y aurait une forte répulsion à la distance r_0 , on trouverait toujours une section efficace de l'ordre de grandeur de r_0^2 et non pas de λ^2 .

M. FERMI rappelle les hypothèses sur lesquelles est établie la formule donnée par M. Chadwick, et ajoute que l'hypothèse d'après laquelle la loi de force implique une action d'échange ne peut guère aider à lever la difficulté, qui consiste en ce que les sections efficaces expérimentales sont plusieurs fois plus petites que celles données par la formule. En effet, si l'on n'admet qu'une permutation des positions, rien ne sera changé. Mais si, d'autre part, les spins sont échangés aussi, il faut multiplier par un facteur $\frac{1}{4}$ ou $\frac{3}{4}$, selon que les spins des particules formant le deuton stable sont antiparallèles ou parallèles. Or, comme c'est le second cas qui est réalisé dans la nature, l'hypothèse d'une force d'échange ne suffit pas à améliorer la concordance.

M. HEISENBERG. — Je voudrais remarquer que la discordance entre la formule de Chadwick et les expériences n'est pas très grave. Pour le moment, on pourra toujours s'en tirer en introduisant une loi de force convenable.

D'ailleurs, en admettant la loi $U = ae^{-br}$ dont il est question dans mon rapport, il suffit d'observer que le coefficient b a une valeur telle que la région dans laquelle il diffère sensiblement de zéro est toujours petite en comparaison de la longueur d'onde des neutrons auxquels on a affaire dans les expériences.

M. M. DE BROGLIE. — Au sujet de l'interaction entre neutrons et atomes, que faut-il penser des courbes obtenues par Bonner, qui semblent prouver que l'absorption est fonction croissante de l'énergie des neutrons ?

M^{me} JOLIOU. — Le travail est sujet à caution, en raison des hypothèses faites sur l'énergie des neutrons utilisés.

M. CHADWICK. — Pour les éléments lourds, l'aire de la section transversale nécessaire à une collision avec un neutron ne dépend pas beaucoup de sa vitesse, à condition qu'elle soit élevée. Dans le cas de l'hydrogène, la section est *grosso modo* inversement proportionnelle au carré de la vitesse du neutron.

M^{lle} MEITNER. — M. Philipp et moi avons mesuré le rayon d'action de neutrons lents dans l'hydrogène et nous avons trouvé 8×10^{-13} cm. Mais dans ce calcul intervient le nombre des neutrons émis, nombre qui ne peut pas être déterminé directement. Nous avons admis qu'il est égal au nombre des quanta de rayonnement γ émis en même temps, tel qu'il fut déterminé par M. Bothe.

M. BOTHE. — Pour déterminer l'absorption de neutrons de diverses vitesses, on peut comparer le pouvoir de pénétration des neutrons qui sont émis par Be, les uns en avant, c'est-à-dire dans la direction des rayons α excitateurs, les autres en arrière. La différence de vitesse de ces deux groupes est déjà assez grande; mais les courbes d'absorption tracées par M. Fleischmann pour

le plomb (figure ci-jointe) montrent que néanmoins il n'existe pas de différence nette dans l'absorption; dans les deux directions, 10^{cm} de plomb réduisent l'intensité du rayonnement de neutrons de moitié à peu près. Il n'est donc pas possible que le pouvoir de pénétration des neutrons dépende fortement de leur vitesse.

Les mesures ont été effectuées au moyen d'un tube compteur

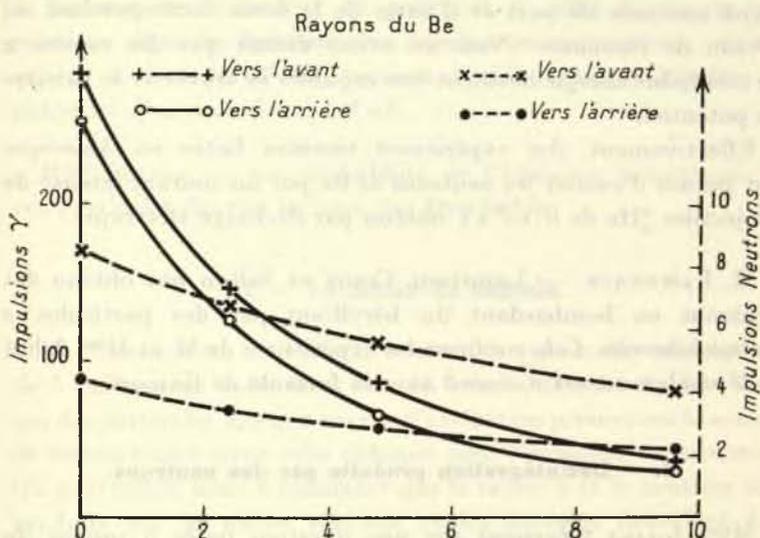


Fig. 10.

tapissé à l'intérieur de paraffine. Dans le domaine de proportionnalité, un pareil tube ne compte que les protons libérés dans la paraffine par les neutrons. Si l'on élève la tension de 50 volts environ, il compte aussi les électrons produits par le rayonnement γ .

Pour ce qui regarde ce dernier, l'énergie totale émise est la même en avant et en arrière; cependant le rayonnement vers l'avant paraît un peu plus dur, et cela non seulement avec le plomb, mais, dans la même mesure, avec d'autres filtres d'absorption. Cette asymétrie doit être interprétée sans doute de cette façon, qu'une partie des rayons γ ne se forment pas directement dans le processus de désintégration, mais sont liés secondairement à l'absorption des neutrons.

La fréquence relative des chocs produits par les neutrons est, dans la direction vers l'avant, 6 à 7 pour 100 environ des chocs de rayons γ .

M^{me} JOLIOU. — Pour les neutrons de Be, nous n'avons pas trouvé de limite inférieure de l'énergie des rayons α excitateurs. Si l'on examine la courbe d'excitation, on constate qu'elle se prolonge de façon continue de part et d'autre de la bosse correspondant au niveau de résonance. Nous en avons déduit que des rayons α de très faible énergie devaient être capables de traverser la barrière de potentiel.

Effectivement, des expériences récentes faites en Amérique ont permis d'exciter les neutrons de Be par un courant intense de projectiles ${}^4\text{He}$ de $6 \cdot 10^5$ eV obtenu par décharge électrique.

M. LAWRENCE. — Lauritsen, Crane et Soltan ont obtenu des neutrons en bombardant du béryllium par des particules α de 600 kilovolts. Cela confirme les expériences de M. et M^{me} Joliot et le rendement est d'accord avec la formule de Gamow.

2. — Désintégration produite par des neutrons.

M^{me} JOLIOU (revenant sur une question posée à propos du rapport précédent). — M^{lle} Meitner a observé dans certaines transmutations par les neutrons des rayons α très courts, dont l'énergie paraît bien inférieure à la barrière de potentiel. Dans quelles conditions, et par quel mécanisme, une telle particule peut-elle sortir du noyau ?

M^{lle} MEITNER. — Dans deux cas de désintégration de l'azote, nous avons observé des rayons α , dont l'énergie n'était que de 2×10^6 eV environ, c'est-à-dire notablement plus petite que la hauteur de la barrière de potentiel.

M. GAMOW. — Je n'ai pas les données numériques nécessaires pour faire le calcul, mais il me semble que la transparence de la barrière de potentiel serait suffisante pour rendre compte des résultats expérimentaux. Il faut d'ailleurs observer qu'en toute

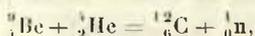
rigueur, on ne peut pas, étant donnée la forte interaction entre le proton et la particule α , décomposer le phénomène de désintégration en une capture du proton suivie de l'émission d'une particule α .

M^{lle} MEITNER. — Pour comprendre l'émission de particules α de désintégration avec des énergies réellement plus faibles que la hauteur de la barrière de potentiel, il suffit de songer aux relations dans le domaine des substances radioactives, où des rayons α de 8×10^6 eV traversent aisément une barrière de potentiel d'environ 30×10^6 eV.

M^{me} JOLIOU. — La probabilité de l'émission instantanée de ces particules devrait en tout cas être faible.

3. — La masse du neutron.

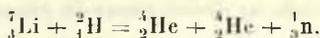
M. LAWRENCE. — Rasetti a montré que le rayonnement α de 5 millions de volts émis lors du bombardement du béryllium par des particules α , a une courbe d'excitation présentant beaucoup de ressemblance avec celle obtenue pour l'émission de neutrons. On s'attendait donc à constater que le rayon α et le neutron sont produits par la même réaction et les énergies devraient être additionnées. Quelques-uns de ces neutrons ont des énergies de l'ordre de 12×10^6 eV. En prenant ces nombres et le résultat de Bainbridge pour la masse de ${}^9\text{Be}$, on déduit de la réaction



que la masse du neutron doit être à peu près l'unité. Kurie a obtenu une photographie montrant la désintégration de l'azote par un neutron de béryllium qui avait une énergie de 17×10^6 eV. M. Chadwick a mentionné la difficulté de déceler des neutrons rapides et cela expliquerait pourquoi des neutrons aussi rapides sont rarement observés.

Dans le cas du bore il y a de nouveau émission de rayons γ et, si l'on ajoute leur énergie à celle du neutron, on trouve une valeur plus faible pour la masse du neutron. Seulement, la mesure de la masse ${}^{11}_5\text{B}$ par Aston n'est pas très précise.

Dans le cas de la réaction



M. Chadwick a admis que le parcours maximum des particules α correspond aux cas où les deux particules α sont émises dans des directions opposées, le neutron recevant très peu d'énergie. Il n'en est pas ainsi, car le maximum d'énergie est donné à une particule α lorsque le neutron est émis dans la même direction et avec la même vitesse que l'autre particule α . Cela conduirait à une légère augmentation de la masse du neutron. Des rayons γ peuvent être produits dans cette réaction et alors la valeur de la masse du neutron serait abaissée. Les résultats obtenus par M. Chadwick pour la masse du neutron doivent tous être regardés comme des limites supérieures, parce qu'il ne tient pas compte du rayonnement γ .

Harkins a été embarrassé par la disparition d'une énergie de $1,5$ à 5×10^6 eV dans ses désintégrations d'azote. Cette disparition pourrait s'expliquer par l'émission de rayons γ ou encore par l'hypothèse que la masse du neutron est à fort peu près égale à 1 .

M. BOTHE. — Les compteurs à tube enregistrent un rayon sur 200 à 300 quanta de rayons γ qui les traversent. Si maintenant on considère que, comme il ressort de nos expériences, on compte dans les désintégrations du béryllium à peu près quinze fois moins de neutrons que de quanta γ et que l'on admette en outre l'émission de neutrons et de rayons γ en quantités à peu près égales, le degré d'action de $1/3000$ admis par M. Lawrence pour les neutrons paraît tout à fait plausible.

M. RUTHERFORD. — Je voudrais parler de la question du béryllium au point de vue historique. Il y a vingt ans environ, le Lord Rayleigh actuel montra que les béryls contiennent trop d'hélium pour pouvoir en attribuer l'origine à une impureté radioactive et il suggéra l'idée que le béryllium serait radioactif. Cette question a été examinée à nouveau dans ces toutes dernières années, mais avec des résultats contradictoires. Il semble que, si réellement le béryllium est radioactif, cette propriété soit très faible. Il est difficile de rendre compte de la présence de l'hélium d'une autre façon, et nous aurions à supposer que le béryllium

était plus instable aux âges passés qu'à présent, hypothèse fort peu admissible.

M. PEIERLS. — Les minéralogistes m'ont assuré qu'il n'y a pas d'hélium dans tous les minéraux à béryllium.

M. JOLIOU. — Nous avons étudié la radioactivité du béryllium. Une série d'expériences faites au Jungfrauoch avaient donné un résultat positif, qui parut tout d'abord se confirmer en pleine. Mais en purifiant ce corps par formation d'un composé volatil, l'acétylacétonate de Be, nous avons finalement obtenu une substance sans radioactivité mesurable.

M^{lle} MEITNER. — Quelques expériences exécutées récemment aux États-Unis ont montré que le béryllium n'est pas radioactif et que la quantité d'hélium occluse dans les béryls ne dépend pas de leur âge.

M. CHADWICK. — Je voudrais dire tout juste le contraire de ce que M^{lle} Meitner vient de dire au sujet de la quantité d'hélium présente dans les béryls. Lord Rayleigh vient de publier dans les *Proceedings of the Royal Society* un Mémoire dans lequel il donne des résultats pour environ 60 échantillons de béryl. La certitude de l'âge géologique des échantillons avait été soigneusement examinée. Les résultats de Rayleigh prouvent nettement que la proportion d'hélium croît avec l'âge du minéral.

M. JOLIOU. — Que pensez-vous de l'émission de neutrons lents par l'aluminium et par le sodium ?

M. CHADWICK. — Je pense que la raison pour laquelle on n'a observé que des neutrons lents dans le cas de l'aluminium est probablement la grande difficulté qu'il y a à observer les neutrons rapides ; mais ce n'est qu'une idée.

Je ne suis pas d'accord avec M. Lawrence lorsqu'il dit que l'énergie du rayon γ doit être ajoutée à celle du neutron. M. Bothe a montré que le rayonnement γ du béryllium est lié à l'émission de neutrons. La relation entre les neutrons et les rayons γ paraît être semblable à celle qui existe entre l'émission de rayons γ et

de protons dans le cas de la désintégration du dernier type. Il n'y a pas de raison d'admettre que les mécanismes des deux types de désintégration sont différents, sauf que dans l'un des cas c'est un neutron, dans l'autre un proton qui est émis. Les bilans d'énergie dans les désintégrations par protons sont satisfaisants, si nous supposons que toute l'énergie disponible peut être libérée sous forme d'énergie cinétique par le proton. Si donc nous prenons l'énergie maximum du neutron émis, la masse que nous déduisons se rapporterait à l'état fondamental du noyau résiduel. L'énergie du rayonnement γ ne doit pas être considérée dans l'équation. Dans le cas du bore, auquel M. Lawrence a fait allusion, le rayon γ de 3 millions de volts est presque certainement lié, non à l'émission de neutrons, mais à l'émission de protons. J'attribue l'émission de protons à ^{10}B et celle de neutrons à ^{11}B .

M. LAWRENCE. — Je pense qu'il faut attacher quelque importance au neutron de 17 millions de volts observé par Kurie. La difficulté qu'il y a à découvrir des neutrons possédant cette énergie explique pourquoi on n'en a pas observé davantage.

M. CHADWICK. — C'est là la seule preuve de l'existence de neutrons d'énergie aussi élevée et elle repose sur le témoignage d'une seule photographie. Dans les photographies de désintégrations produites par des neutrons, nous voyons en règle générale deux courtes trajectoires. Il est difficile de mesurer exactement leurs longueurs et les angles qu'elles forment entre elles, et il n'est pas toujours facile de décider quelle est celle des trajectoires qui correspond au noyau de recul et quelle est celle qui correspond à la particule α émise. Avec les données que Kurie a tirées de cette photographie particulière, mais en interprétant les trajectoires d'autre façon, je trouve que l'énergie du neutron est d'environ 6 à 7 millions de volts, valeur tout à fait raisonnable.

M^{me} JOLIOU. — Quelle confiance peut-on accorder aux évaluations d'énergie des neutrons basées sur l'observation des trajectoires de recul de noyaux plus lourds que l'hydrogène, dans l'appareil Wilson ?

M. CHADWICK. — La preuve de l'existence de neutrons du

béryllium de grande énergie déduite d'observations de trajectoires de recul dans la chambre de Wilson est intéressante, mais pas tout à fait démonstrative. Les expériences ont été faites par Feather. La chambre de détente contenait un mélange d'acétylène et d'hélium. Le carbone n'est pas aisément désintégré, de sorte que l'on pouvait s'attendre à observer des trajectoires de recul correspondant à des collisions élastiques avec des neutrons de grande énergie plus nombreuses que dans l'azote ou l'oxygène. Feather pense que quelques-unes des trajectoires de recul peuvent être interprétées de cette façon, mais la possibilité qu'elles soient dues à la rencontre de neutrons d'énergie plus faible avec des atomes d'hydrogène ou d'hélium n'est pas entièrement exclue.

4. — L'électron positif.

M. BLACKETT. — *Sur l'électron positif.* — L'électron positif a été trouvé pour la première fois au cours d'une recherche faite sur le rayonnement cosmique par la méthode de la chambre de Wilson. Nos connaissances sur le rayonnement cosmique étant encore limitées, il est heureux que nous puissions actuellement produire aisément des électrons positifs au laboratoire. On les obtient par l'absorption du rayonnement γ dur et aussi dans certains cas de transformations nucléaires.

La charge et la masse de l'électron positif peuvent être déduites de l'ionisation que cet électron produit. Anderson a calculé que la différence entre les ionisations produites par des électrons positifs et électrons négatifs rapides de même courbure dans un champ magnétique, n'atteint pas 20 pour 100. Comme dans le cas de particules rapides, l'ionisation dépend du carré de la charge et à peine de la masse, la charge de l'électron positif ne peut pas différer de plus de 10 pour 100 de celle de l'électron négatif. Pour des particules lentes de charge donnée, l'ionisation varie avec la masse, de sorte que les masses doivent être égales à 20 pour 100 près. Afin d'obtenir des renseignements plus précis sur l'électron positif, il convient d'étudier le cas de production le plus simple connu, celui où un faisceau de rayons γ homogènes est absorbé par des éléments lourds. Le rayonnement γ de ThC'' , bien filtré, est presque homogène et a une énergie de $2,62 \times 10^6 \text{ eV}$.

Anderson et Neddermeyer, Curie et Joliot ainsi que Meitner et Philipp ont trouvé que, quand de pareils rayons tombent sur un élément lourd, des électrons positifs sont émis.

Des électrons positifs sont également produits par absorption du rayonnement qu'émet le béryllium, lorsqu'il est bombardé par des rayons α . M. et M^{me} Joliot ont montré que ces électrons positifs sont dus surtout aux rayons γ de 5 millions de volts présents dans ce rayonnement.

Le tableau suivant a été construit au moyen des travaux de Curie et Joliot, de Grinberg et aussi de Chadwick, Blackett et Occhialini. Il donne le rapport du nombre d'électrons positifs à celui des électrons négatifs émis vers l'avant lorsque des rayons γ durs sont absorbés.

Source.	Energie du rayon γ .	Absorbant.		
		U.	Pb.	Al.
Ra.....	1,0 à $2,2 \times 10^6$ volts	-	3 0/0	-
Th C'.....	2,62 »	-	9 0/0	très petit
Po + Be....	5 à 6 »	>40 0/0	40 0/0	5 0/0

Le nombre d'électrons positifs croît donc rapidement avec l'énergie des quanta incidents et avec le nombre atomique de la substance absorbante.

Si l'on calcule le rayon effectif de la section transversale d'un atome lourd comme le plomb dans le cas de la production d'un électron positif par un quantum de 5×10^6 volts, on trouve une valeur de $1,2 \times 10^{-12}$, ce qui est plus grand que le rayon du noyau. Il est donc probable que la production d'un électron positif n'est pas un phénomène nucléaire. Cette manière de voir est confirmée par le fait que l'énergie maximum fournie à un électron positif par un rayonnement donné est à peu près la même pour tous les absorbants.

Pour les rayonnements de 5×10^6 et de $2,60 \times 10^6$ électron-volts on trouve que les énergies maxima des électrons positifs sont respectivement d'environ 4 et $1,6 \times 10^6$ volts, c'est-à-dire que dans les deux cas elle est d'environ 1 million de volts inférieure à l'énergie du quantum.

Si, réellement, les électrons positifs sont produits en dehors du noyau, plusieurs conclusions importantes s'imposent :

a. Puisque la théorie atomique ne laisse pas de place pour

l'existence permanente d'électrons positifs en dehors du noyau, il faut que l'électron positif, qui vient d'un point quelconque, y soit né, et s'il y naît, il faut qu'un électron négatif prenne naissance en même temps, pour que la charge électrique soit conservée. Ce fait est confirmé par l'observation que souvent les trajectoires d'électrons se présentent par paires. La production de pareilles paires d'électrons exige une dépense d'énergie de $(m_1 + m_2) c^2$. Si les particules ont toutes deux la masse électronique, cette énergie s'élève à $1,01 \times 10^6$ volts. Il s'ensuit que, dans le cas d'un rayonnement de $2,62 \times 10^6$ volts, aucune paire d'électrons positif et négatif ne peut avoir une énergie cinétique totale supérieure à $1,61 \times 10^6$ volts. Pour la même raison, le maximum d'énergie d'un électron positif donnant une trajectoire non bifurquée, doit être de $1,61 \times 10^6$ volts. Quelques résultats préliminaires de Chadwick, Blackett et Occhialini donnent la valeur $(1,58 \pm 0,07) \times 10^6$ volts, ce qui s'accorde parfaitement avec la théorie. En employant ce résultat pour calculer la masse de l'électron positif, on trouve une valeur égale à $(1,04 \pm 0,14)$ fois celle de l'électron négatif.

b. L'électron positif doit avoir un spin de $\frac{1}{2}$ et obéir par conséquent à la statistique de Fermi-Dirac. En effet, l'énergie étant conservée dans le processus de la matérialisation, on peut s'attendre à ce que les quantités de mouvement linéaire et angulaire le soient aussi. L'électron négatif a un spin $\frac{1}{2}$ et il est donc à prévoir que l'électron positif aura aussi un spin $\frac{1}{2}$, puisqu'un quantum ne peut produire que des changements dans lesquels le moment angulaire varie de 0 ou 1. L'argument reste valable si l'on tient compte de changements dans le spin nucléaire, puisque ceux-ci aussi doivent se faire par quanta entiers.

c. Le processus inverse, dans lequel un électron positif et un électron négatif réagissent entre eux dans le champ d'un noyau, pour produire un simple quantum de rayonnement, doit également avoir lieu. Les conditions dans lesquelles cela se produit devant se présenter assez souvent, on peut prévoir qu'un électron positif n'aura qu'une courte existence dans la matière de densité ordinaire.

Ces conclusions ont été tirées de données expérimentales en

se fondant sur des principes physiques très simples. La théorie de l'électron de Dirac avait prédit l'existence de particules ayant exactement ces mêmes propriétés, de sorte que les résultats de l'expérience apportent un puissant appui en faveur de l'exactitude de la théorie de Dirac quant à son essence.

Dans la théorie de Dirac, il est possible qu'un électron positif et un électron négatif se neutralisent dans l'espace libre avec production de deux photons ayant chacun 0,5 million de volts d'énergie. Le processus inverse doit également pouvoir se produire et, s'il en est ainsi, on aurait une limite supérieure pour la densité possible du rayonnement électromagnétique. Cela pourrait trouver des applications importantes dans la théorie des étoiles et en cosmologie.

En s'appuyant sur la théorie de Dirac, Oppenheimer et Plesset ont calculé approximativement la probabilité de la production de paires d'électrons de charges contraires dans l'absorption de rayons γ durs par la matière. Leurs résultats sont grossièrement d'accord avec les observations expérimentales, en ce qui concerne l'ordre de grandeur de l'effet et sa dépendance de l'énergie du quantum et du nombre atomique de l'absorbant. Pour l'absorption supplémentaire par le plomb et l'étain du rayonnement de $2,62 \times 10^6$ volts, due à la production d'électrons positifs, les calculs donnent les valeurs 25 pour 100 et 15 pour 100 de l'absorption par les processus de diffusion normale et photo-électrique. Une grande partie de l'absorption anormale observée par Tarrant et Gray peut donc être attribuée à la production d'électrons positifs.

L'énergie absorbée peut être réémise de deux façons. Un électron positif expulsé peut disparaître par réaction avec un électron négatif fortement lié, pour donner un simple quantum d'un million de volts d'énergie. Mais, conformément à la théorie de Dirac, il peut aussi disparaître en réagissant avec un électron libre ou faiblement lié, et alors tous deux disparaissant avec émission de deux photons, de 0,5 million d'eV. d'énergie chacun. Il est bien remarquable de voir que Tarrant et Gray, en étudiant le rayonnement réémis, ont trouvé qu'il se compose surtout de photons de ces deux énergies.

Heiting (*Naturwiss.*, 37, 1933, p. 674) a trouvé les valeurs

suivantes pour l'énergie $h\nu$ du rayonnement diffusé par divers éléments, lorsqu'ils sont frappés par le rayonnement de $2,62 \times 10^6$ volts du ThC'' :

Absorbant.....	Al.	Fe.	Cu.	Pb.	
Énergie des quanta réémis en 10^6 eV....	0,52	0,54	0,57	0,47	1,87

Ces résultats montrent qu'un rayonnement de $0,5 \times 10^6$ eV. environ est émis par tous ces éléments. Dans le plomb, Heiting trouve, pour la composante dure, une énergie plus élevée que Gray et Tarrant (1 à $1,3 \times 10^6$ eV.), mais moindre que la valeur de Meitner ($2,62 \times 10^6$ eV). Rien de bien certain ne peut donc être dit sur cette composante dure.

Puis Gentner (*Comptes rendus*, 197, 1933, p. 403) a montré que l'absorption additionnelle des rayons γ commence vers une énergie de 1 million d'électron-volts, comme la théorie l'affirme. En outre, Fermi et Uhlenbeck ont trouvé que l'intensité théorique de la composante dure est beaucoup plus faible que l'intensité observée.

M. et Mme Joliot ont observé que des électrons positifs sont produits lorsque de l'aluminium ou du bore sont bombardés par des particules α et que ces électrons positifs ont une énergie supérieure à celle des électrons négatifs qui les accompagnent. L'argent, le lithium et la paraffine, par contre, ne donnent pas d'électrons positifs. Les auteurs pensent que l'électron positif prend son origine dans le noyau en voie de désintégration, mais il n'est pas impossible qu'il soit produit en général en dehors du noyau par la conversion interne du rayon γ émis par le noyau. Pour expliquer l'effet de cette manière, il faut admettre que la probabilité de cette conversion interne soit à peu près égale à 1. La valeur plus grande de l'énergie des électrons positifs peut s'expliquer par le fait qu'en s'échappant du champ du noyau un électron positif gagne de l'énergie cinétique tandis que l'électron négatif en perd. La différence d'énergie cinétique qui en résulte sera d'autant plus grande que la paire a pris naissance plus près du noyau; elle doit donc être plus grande dans le cas d'un processus de conversion interne, qui dépend d'une onde sphérique, que dans le cas ordinaire d'absorption externe, qui dépend d'une onde plane.

Le rôle joué par les électrons positifs dans les rayons cosmiques n'est pas encore bien clair; néanmoins, certains faits ont déjà été établis : 1° des particules qui produisent l'ionisation par rayons cosmiques au niveau de la mer, la moitié environ sont des électrons positifs, la moitié des électrons négatifs. Leurs énergies varient de quelques millions d'e-volts à 10^{10} e-volts environ; 2° on retrouve le même rapport dans les « showers » qui semblent correspondre à la naissance d'une ou plusieurs paires d'électrons, par suite d'un ou plusieurs processus de collision produits par une particule du rayonnement primaire; 3° la plupart des particules qui tombent dans l'atmosphère terrestre sont chargées positivement, comme l'a montré Johnson. Comme on observe rarement des protons au niveau de la mer, il est probable que les particules positives incidentes sont des électrons positifs. S'il en est ainsi, la plus grande partie du flux de rayonnement cosmique dans l'espace intergalactique doit être consister en électrons positifs, de sorte que ces électrons seraient un constituant important de l'univers entier.

M^{me} JOLIOT. — Nous avons expliqué l'émission d'électrons positifs de Be sous l'action des particules α en admettant une nouvelle sorte de conversion interne d'une partie des rayons γ : un phénomène de *matérialisation interne* se produisant au moment où le quantum sort du noyau. Nous avons pensé aussi à expliquer de cette façon l'émission des électrons positifs émis par l'aluminium, mais nous avons rencontré certaines difficultés en ce qui concerne le nombre des électrons positifs et des électrons négatifs. Nous estimons que les électrons négatifs sont, selon toute probabilité, émis en majeure partie par le polonium; ils résultent de la conversion interne des rayons γ de 900 000 eV environ émis par ce radio-élément. Il ne nous semble pas que des électrons négatifs provenant de l'aluminium sortent en nombre comparable à celui des électrons positifs. On pourrait supposer qu'il y a matérialisation interne des rayons γ , mais que les électrons négatifs sont captés dans le noyau, soit pour y rester, soit pour en sortir combinés aux protons sous la forme de neutrons. Ce serait une autre manière de présenter l'hypothèse d'émission simultanée du neutron et de l'électron positif, sans admettre la complexité du proton.

M. BOHR. — Il est de la plus haute importance d'essayer, comme le fait M. Blackett, de tirer des conclusions aussi nombreuses que possible d'expériences sur les électrons positifs, sans devoir recourir à la théorie de Dirac. Je pense que la conclusion relative à la charge est juste, mais celle concernant le spin me semble moins certaine. En réalité, comme c'est la présence du champ nucléaire qui permet au quantum de lumière incident de produire les deux particules, il n'est pas du tout exclu que le noyau prenne part au mécanisme de la conservation du moment angulaire.

M. PAULI. — Contrairement à ce que pense M. Bohr, je suis d'avis que la conclusion de M. Blackett concernant la charge de l'électron positif ne saurait en aucune façon être considérée comme plus certaine que celle concernant son spin.

M. BOHR. — Alors que la conservation de la charge est liée directement à des lois comprises dans la théorie classique, il y a une difficulté pour ce qui regarde le moment angulaire des particules, puisque nous ne disposons d'aucun moyen de mesurer cette quantité, qui soit basé directement sur des conceptions classiques.

M. FERMI demande à M. Joliot quelle est la précision avec laquelle les énergies de l'électron et du positron se montrent égales dans les processus de matérialisation.

M. JOLIOT répond que, sur ses épreuves comme sur celle de M. Skobelzyn, il n'y avait pas une différence très grande entre les énergies et dans les quelques cas observés, l'électron positif avait toujours une énergie plus grande que l'électron négatif.

M. PEIERLS entre dans des détails sur les prédictions de la théorie de M. Dirac concernant la matérialisation. Elle prévoit en effet que l'énergie de l'électron positif doit être plus grande que celle du négatif, mais avec une différence d'autant plus faible que l'énergie du quantum incident est plus grande.

M. FERMI fait remarquer à ce propos que les résultats de M. Joliot ne contredisent pas la théorie.

Mlle MEITNER. — Des recherches faites avec la chambre de

Wilson ont montré que, conformément aux résultats de M. et Mme Joliot, l'aluminium émet par désintégration des électrons positifs, dont l'énergie est nettement plus grande que celle des électrons négatifs qui apparaissent en même temps. Le fluor aussi donne des électrons positifs dans sa désintégration, mais moins que l'aluminium.

Or, il est intéressant de faire une comparaison entre le nombre des électrons positifs émis et le nombre de rayons H de recul produits en même temps par des neutrons. La comparaison des

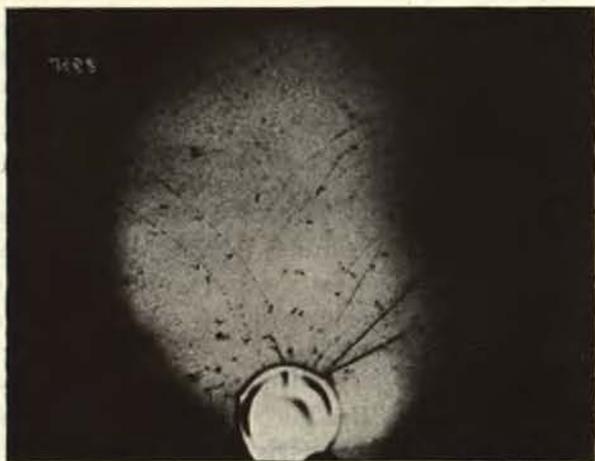


Fig. 11.

résultats pour l'aluminium et le fluor prouve que pour Al, bien que le nombre d'électrons positifs soit plus de quatre fois plus grand que pour F, on n'a pu déceler *aucun* neutron. Cela n'est pas favorable à l'idée que, dans ce cas, l'émission du neutron ait lieu en même temps que celle de l'électron positif.

Dans d'autres expériences, nous avons déterminé l'énergie maximum des électrons positifs libérés par ThC'' et, d'accord avec d'autres auteurs, nous avons trouvé $1,63 \times 10^6 \pm 15\%$ eV. Par contre, les rayons γ du polonium, dont l'énergie n'est que de 9×10^5 eV, n'ont pas du tout donné d'électrons positifs, ce qui est conforme à l'idée que les rayons doivent posséder une énergie d'au moins 1 million d'électrons-volts pour pouvoir produire des électrons positifs.

Remarque ajoutée après les séances. — Un examen attentif de nos épreuves obtenues avec Al et F m'a fait me demander si notre statistique n'est pas trop restreinte pour permettre de tirer les conclusions précédentes. C'est pourquoi j'ai fait avec une source de polonium plus intense une série plus étendue d'épreuves sur Al et F et j'ai établi que sur 230 épreuves avec Al il y avait 11 rayons H de recul, avec F, 4 sur 200. Mon objection contre la manière de voir de M. et M^{me} Joliot, que les électrons positifs sortent du noyau d'aluminium, tombe donc. Le nombre des électrons positifs engendrés dans le cas de Al était 170, celui des électrons négatifs à peu près 1000.

Je communique ici une épreuve montrant à côté de plusieurs électrons négatifs deux paires d'électrons positifs et négatifs qui s'entre-croisent (*fig. 11*).

M. BLACKETT. — Nous avons trouvé à peu près 10 pour 100 d'électrons positifs par rapport aux négatifs.

M. JOLIOU. — *Sur les électrons de matérialisation et de transmutation.* — Les éléments légers qui donnent lieu à l'émission d'électrons positifs auxquels on ne peut associer des électrons négatifs d'énergie comparable, sont ceux qui peuvent émettre aussi bien des protons que des neutrons (Al, F, B). Lorsque l'élément émet seulement l'une de ces particules (Li ou N), on n'observe aucune émission d'électrons positifs.

Si les électrons positifs observés dans le cas de Al correspondaient à une matérialisation interne d'un rayonnement γ de quantum de l'ordre de 4×10^6 eV, il faudrait que cette matérialisation fût totale puisqu'on n'observe pas de rayons γ de cette énergie émis par Al. Nous avons interprété l'émission des positrons de Be en admettant la matérialisation interne du rayonnement γ et l'on observe dans ce cas des électrons négatifs d'énergie comparable à celle des électrons positifs. Ces électrons négatifs peuvent cependant être dus en partie à un effet de conversion interne ordinaire (électrons extranucléaires) qui devrait être grand.

M. RUTHERFORD. — Il me semble qu'à certains égards il est regrettable que nous ayons eu une théorie de l'électron positif

avant le début des expériences. M. Blackett a fait son possible pour ne pas se laisser influencer par la théorie, mais la façon d'envisager les résultats doit inévitablement être influencée par la théorie dans une certaine mesure. J'aurais été plus content si la théorie était venue après l'établissement expérimental des faits.

M. BOTHE. — Dans la comparaison des nombres d'électrons positifs et négatifs émis dans la désintégration de l'aluminium, on doit considérer qu'étant données leurs énergies différentes, ces électrons ne proviennent pas de couches de même épaisseur. C'est ce qui fait qu'on observe un nombre relativement trop restreint d'électrons positifs. Il vient s'y ajouter, il est vrai, une certaine influence de la distribution primitive des directions des électrons positifs et négatifs, mais par suite de la diffusion des électrons cette influence ne doit pas être très prononcée.

M^{lle} MEITNER. — (Diffusion par le noyau difficile à distinguer de la diffusion supplémentaire.)

M. HEISENBERG indique le résultat de quelques expériences que M. Heiting à Halle a faites sur la diffusion des rayons γ de ThC'' ($\lambda = 4,7$ un. X) par le plomb, et d'après lesquelles il se présente dans le rayonnement diffusé à côté d'une composante de 0,5 million d'électrons-volts environ une composante notablement plus dure. Celle-ci possède une énergie qui semble être de même grandeur que celle du rayonnement primaire. Cela s'accorde bien avec la théorie, d'après laquelle l'émission d'un rayonnement d'énergie $2 mc^2$ dans la destruction de positions est relativement peu probable.

M. F. PERRIN. — *Sur la conservation de l'énergie.* — Les expériences dans lesquelles sont créés des électrons positifs semblent soulever quelques difficultés quant à la conservation de l'énergie, difficultés analogues à celles qui se présentent dans les spectres des rayons β naturels :

1° Si nous considérons les émissions d'électrons positifs lors de la transmutation de l'aluminium bombardé par des parti-

cules α , on observe des électrons positifs dont les énergies sont réparties sur un large spectre continu (entre 0,5 et $2,10^6$ eV); naturellement, dans ce cas-là les lames utilisées sont minces et il ne peut pas y avoir d'absorption notable. Pour interpréter ces différences d'énergie entre les électrons positifs, on peut imaginer que ces électrons positifs sont émis, comme le suppose M. Joliot, en même temps que les neutrons, et que l'énergie se partage entre les neutrons et les électrons positifs. Mais, dans le cas de l'aluminium, les neutrons semblent toujours avoir une énergie inférieure à un million d'électrons-volts; par conséquent, on ne peut pas compenser les différences d'énergie entre les électrons positifs par des différences d'énergie entre les neutrons. On ne peut pas non plus faire intervenir une compensation avec l'énergie d'un électron négatif émis en même temps que l'électron positif, car les énergies des électrons négatifs sont pratiquement toutes inférieures à 10^6 eV. Enfin, on ne connaît pas de rayonnement γ de grande énergie associé à cette transmutation.

Je ne crois donc pas que dans l'émission de ces électrons on puisse trouver une compensation des différences d'énergie entre électrons positifs. Il semble d'ailleurs raisonnable de supposer que le mécanisme proposé par M. Joliot se décompose en deux émissions successives d'un neutron, puis d'un électron positif, avec formation intermédiaire d'un noyau instable (${}_{15}^{30}\text{P}$ dans le cas de l'aluminium); ce noyau présenterait en somme une radioactivité par électrons positifs, et il ne serait pas surprenant que l'on trouve dans ce cas un spectre continu comme pour les rayons β dans les radioactivités naturelles.

2° D'autre part, dans les observations de matérialisation, la somme des énergies totales des deux électrons positif et négatif (y compris leurs masses) donne en certains cas un nombre inférieur à l'énergie du photon; ainsi la fourche de matérialisation qui a été mesurée par M. et M^{me} Joliot comporte un déficit de 300 000 électrons-volts.

M. Joliot a suggéré que cela pouvait correspondre à l'émission d'un quantum γ , mais ce peut être aussi une perte d'énergie ou une émission de neutrinos, comme dans les théories de Mott et Ellis sur les radioactivités β . Les mêmes observations peuvent

être faites sur les fourches de M. Skobelzyn : pour l'une d'elles il y a conservation de l'énergie, mais pour une autre il manque 100 000 e V.

On est donc conduit à supposer que les phénomènes de radioactivité avec émission d'électrons positifs et peut-être les phénomènes de matérialisation de paires d'électrons font intervenir des mécanismes énergétiques analogues à ceux observés dans les radioactivités β naturelles.

M. PAULI. — La conclusion, qu'il y a une grande analogie entre l'émission de positrons par désintégration artificielle et l'émission spontanée des rayons β me paraît peu certaine. Dans le premier cas, il se peut très bien que les particules soient toujours produites à la périphérie ou hors du noyau proprement dit, tandis que les rayons β semblent sortir du noyau même.

M. BOHR. — C'est un problème de la plus haute importance que de savoir si dans les processus où l'aluminium est bombardé par des particules α , l'énergie est conservée ou non. *Sans doute*, l'observation que les positrons n'ont pas tous la même vitesse, n'est pas, *par elle-même* un argument contre la conservation de l'énergie, *puisque nous ne savons pas encore comment l'émission des positrons se produit*. Si vraiment, comme le suppose M. Joliot, les positrons viennent de l'intérieur du noyau, les circonstances seront fort semblables à celles des rayons β .

M. BOTHE. — La question de savoir si, par destruction de positrons, il se produit un rayonnement γ , peut être résolue également par l'étude de l'intensité de la diffusion de rayons γ durs par des éléments lourds. Pour comparer la diffusion de rayons γ par les divers éléments, on doit opérer avec de minces couches de matières diffusantes, afin d'éviter l'absorption propre et la diffusion multiple dans ces substances. Par des mesures faites à l'aide du compteur à tube, M. Horn a déterminé l'intensité de diffusion relative pour diverses substances sous un angle de diffusion de 114° et pour

$$\lambda = 4,7 \text{ un. X.}$$

Le tableau suivant montre que les éléments légers présentent

tous la même intensité des rayons diffusés par électron :

Matière diffusante.....	Al.	Mg.	Eau.	C.	B ₂ O ₃ .	Li ₂ CO ₃ .
Intensité de diffusion relative....	1	0,996	0,999	0,971	0,997	0,963

En particulier, on ne constate pas de différence entre le carbone et la paraffine, car, si l'on prend pour unité l'intensité diffusée par le carbone, la paraffine donne 0,988, ce qui exclut que les particules α contenues dans le noyau puissent donner un rayonnement secondaire particulier.

Le plomb, par contre, donne un excédent :

$$\text{Al} = 1; \quad \text{Cu} = 1,012; \quad \text{Pb} = 1,072.$$

De ces nombres, on peut déduire l'absorption supplémentaire du plomb, qui correspond à l'émission de ce rayonnement secondaire supplémentaire; évaluée de la façon la plus large, elle atteint à peu près 3 à 3,5 pour 100 de la diffusion par effet Compton. Ceci est nettement moins que ce qu'on attendrait de la production suivie de destruction des positrons dans le plomb. Il n'est pas tenu compte ici de la possibilité que la destruction de chaque positron donne lieu à deux quanta.

M^{lle} MEITNER. — Le rayonnement de diffusion mesuré par M. Bothe n'est pas nécessairement lié aux électrons positifs; il peut parfaitement être identique au rayonnement de diffusion observé par Hopfeld, Köster et moi, de même longueur d'onde que le rayonnement primaire.

Quant au rayonnement de diffusion supplémentaire de 500 000 eV, avec notre dispositif expérimental nous n'avons pas pu le séparer du rayonnement Compton diffusé à 90°, dont la longueur d'onde est d'environ 29 U. X. ($E = 450000$ eV).

M. GAMOW. — Je voudrais attirer l'attention sur l'hypothèse discutée à la fin de mon rapport à propos des observations de Gray et Tarrant. Je pense que cette hypothèse pourrait rendre compte d'une partie au moins de la composante dure du rayonnement diffusé observé par ces auteurs. Pour la composante molle et le reste de la composante dure, l'hypothèse de l'annihilation serait suffisante.

M. PEIERLS. — La raison pour laquelle Gray et Tarrant pensent que l'hypothèse de l'annihilation ne suffit pas pour rendre compte de leurs expériences, est qu'ils ont trouvé une quantité d'énergie diffusée étonnamment élevée. Ils trouvèrent, en effet, 3 à 4 quanta diffusés par quantum de radiation incident et ce résultat paraît très difficile à comprendre à tous les points de vue.

M. CHADWICK. — Nous avons employé dans nos expériences une feuille épaisse de plomb et, en faisant une estimation grossière de l'absorption, nous sommes arrivés au chiffre de 20 pour 100 pour la production d'électrons positifs. Anderson a irradié une mince lame de plomb au moyen de rayons γ de ThC'' , et il a trouvé que 15 pour 100 environ des électrons expulsés sont positifs. Gray et Tarrant ne disent pas que la diffusion anormale n'a aucun rapport avec les électrons positifs.

M. CHADWICK. — Il n'est pas douteux que la création d'électrons positifs par les rayons γ permet d'expliquer une partie au moins du phénomène appelé « absorption et diffusion anormales des rayons γ », mais il semble actuellement très difficile d'interpréter de cette manière l'ensemble des faits expérimentaux. Je voudrais rappeler brièvement les conclusions que Tarrant et Gray ont déduites de leurs expériences. Leurs résultats concordent en partie avec ceux des autres observateurs, mais s'écartent nettement sur d'autres points. Je n'entrerai pas ici dans la discussion de ces divergences, mais j'exposerai seulement les vues de Tarrant et Gray, qui peuvent n'être pas généralement acceptées.

Quand des rayons γ de grande énergie traversent la matière, et particulièrement des corps de nombre atomique élevé, ils subissent une absorption plus grande que ne permettent de prévoir les effets de diffusion normale et d'absorption photo-électrique. Cette absorption anormale n'a été observée qu'avec des rayons γ d'énergie élevée. Il est difficile de fixer le seuil avec précision, mais l'effet ne devient notable qu'avec des photons d'énergie supérieure à $1,8 \times 10^6$ eV. Il augmente avec l'énergie du photon, mais la relation exacte n'est pas connue entre le supplément d'absorption et la fréquence des rayons γ . Ce supplé-

ment peut devenir très important. Prenons, par exemple, le cas des rayons γ du Th C'' pour lesquels $h\nu = 2,62 \times 10^6$ eV, passant à travers du plomb. Nous pouvons représenter le coefficient d'absorption μ par $\sigma + \tau + k$, où σ est l'absorption par diffusion, τ celle qui est due à l'effet photoélectrique et k le supplément d'absorption anormale. Gray et Tarrant donnent les valeurs, par électron : $\sigma = 125 \times 10^{-27}$, $\tau \sim 9 \times 10^{-27}$ et $k \sim 35 \times 10^{-27}$. La valeur pour σ est bien d'accord avec celle que donne la formule de Klein-Nishina, $123,5 \times 10^{-27}$. La grandeur du supplément d'absorption dépend de la nature de la substance et varie à peu près comme le carré du nombre atomique.

L'absorption anormale est accompagnée par l'émission de rayons γ secondaires à partir de la substance absorbante. Ce rayonnement secondaire est beaucoup plus dur que le rayonnement normal diffusé sous de grands angles, mais plus mou que le rayonnement incident; suivant Tarrant et Gray ce rayonnement secondaire ne contient que très peu de photons d'énergie égale à celle des photons primaires.

En première approximation assez grossière, le rayonnement secondaire est émis avec une égale intensité dans toutes les directions. Sa dureté ainsi que son intensité dépendent de la nature de l'absorbant. Quand le rayonnement γ de $2,62 \times 10^6$ eV est absorbé par des éléments légers comme le carbone ou l'oxygène, le rayonnement secondaire semble être homogène avec un coefficient d'absorption de $2,0 \text{ cm}^{-1}$ dans le plomb, ce qui correspond à une énergie d'environ $0,5 \times 10^6$ eV. Quand le nombre atomique de la substance absorbante augmente, la courbe d'absorption du rayonnement secondaire change comme s'il y avait addition d'une composante plus pénétrante. S'il en est bien ainsi, cette composante aurait un coefficient de $0,85 \text{ cm}^{-1}$ dans le plomb, ce qui correspondrait à des photons de l'ordre de $1,0 \times 10^6$ eV. Les deux composantes apparaissent en même temps quand on augmente la fréquence du rayonnement primaire; le seuil de fréquence est le même pour les deux. Le rayonnement secondaire du plomb peut être considéré comme un mélange de ces deux composantes, dans la proportion d'un photon de la plus dure pour quatre ou cinq photons de l'autre. Pour l'étain la proportion est de 1 à 13 et, pour le fer, de 1 à 30 environ.

Gray et Tarrant ont évalué l'énergie totale qui est transformée en radiations γ de ce genre. Ils ont trouvé que cette énergie est la même, à 20 pour 100 près, que celle représentée par l'absorption anormale. Les résultats précédents concernent la radiation primaire de $2,62 \times 10^6$ eV.

Des expériences ont été effectuées avec des rayons γ du dépôt actif du radium, filtrés de manière que l'énergie moyenne des photons composants soit d'environ 2,1 à $2,2 \times 10^6$ eV. Des résultats analogues aux précédents ont été obtenus avec quelques différences intéressantes. La plus frappante consiste en ce que les rayons secondaires sont plutôt plus mous que ceux produits par le rayonnement du Th C". On peut interpréter la courbe d'absorption en admettant l'existence d'un rayonnement d'environ $0,35 \times 10^6$ eV; une partie de ce rayonnement secondaire doit avoir des photons d'énergie inférieure à $0,5 \times 10^6$ eV.

Ce sont là les résultats principaux obtenus par Gray et Tarrant. Il n'est pas facile de les interpréter. On peut admettre que le supplément d'absorption des rayons γ est dû à la production d'une paire d'électrons de signes opposés quand un photon incident se trouve dans le champ électrique intense au voisinage immédiat d'un noyau. Cet effet a été réellement observé et peut avoir une importance suffisante. Les calculs de Oppenheimer et Plesset font penser qu'il doit varier avec le nombre atomique de la matière absorbante, précisément de la manière observée pour le complément d'absorption anormale. La destruction d'un électron positif par annihilation simultanée avec un électron négatif peut se traduire par l'émission de deux quanta de $0,5 \times 10^6$ eV. Ceci correspond à la composante la plus molle du rayonnement secondaire excité par les rayons γ du Th C". Il est possible que la composante plus dure, avec photon d'environ 10^6 eV soit due à l'annihilation d'un électron positif possédant encore une fraction importante de son énergie cinétique initiale, peut-être à l'intérieur de l'atome même où l'électron positif a pris naissance; il serait cependant difficile d'interpréter quantitativement la fréquence avec laquelle ce processus devrait avoir lieu pour rendre compte des intensités observées sur cette composante dure dans le cas des éléments lourds.

En outre, il n'est pas possible ainsi de comprendre pourquoi

l'énergie émise sous forme de rayons secondaires est si sensiblement égale à l'énergie absorbée. L'énergie apportée par les rayons γ serait utilisée pour créer les deux électrons et leur communiquer de l'énergie cinétique. En général, cette énergie cinétique se dissipera au cours des chocs et c'est seulement l'énergie propre de l'électron positif au repos qui sera récupérée en même temps que celle d'un électron négatif sous forme de radiation secondaire; c'est-à-dire que, pour un photon incident de $2,62 \times 10^6$ eV, un million d'électron-volts seulement se retrouveront sous forme de radiation secondaire. Cela ne concorde pas avec les résultats de Tarrant et Gray.

Il reste aussi une autre difficulté : il est difficile de comprendre pourquoi le rayonnement secondaire excité par les rayons γ du radium se présente comme plus mou que celui qu'excitent les rayons γ du thorium.

Une partie au moins de l'absorption et de la diffusion anormales des rayons γ doit être due à la création et à l'annihilation ultérieure d'électrons positifs, mais il est possible, soit que ce processus ne se présente pas exactement comme nous le supposons, soit que quelque autre phénomène se produise également.

M. STAHEL résume les recherches qu'il a effectuées en collaboration avec M. H. Ketelaar et qui concernent le rayonnement γ diffusé par différents métaux.

Le dispositif expérimental diffère de celui qui a été utilisé par M^{lle} L. Meitner et ses collaborateurs, d'abord en ce qui concerne l'instrument de mesure (chambre d'ionisation au lieu de compteur), et ensuite en ce qui concerne la géométrie du montage. En effet, une des difficultés des mesures résulte de la petitesse des effets à mesurer. Or, l'expérience a montré que, pour le plomb, les composantes dures du rayonnement diffusé étaient les mêmes pour tous les angles étudiés (80° à 135°). Il ne semble donc y avoir aucun inconvénient à accroître les surfaces irradiées et la surface utile de l'instrument de mesure.

On a trouvé ainsi les résultats suivants :

1° L'aluminium en feuilles minces émet un rayonnement dont l'intensité est proportionnelle à son épaisseur. Cette intensité correspond aux prévisions théoriques basées sur les formules de

Klein et Nishina : effet proportionnel au nombre des électrons périphériques.

2° Les écrans minces de fer et de plomb comparés à des écrans d'aluminium du même nombre d'électrons diffusent un rayonnement plus intense : effet des électrons périphériques majoré d'un effet nucléaire.

3° Des écrans d'épaisseurs croissantes de chaque métal émettent un rayonnement qui tend vers une limite de saturation, en raison de l'absorption du rayonnement diffusé à l'intérieur de l'écran diffusant. Pour l'aluminium et le fer, le rapport trouvé expérimentalement entre l'intensité à saturation et l'intensité du rayonnement diffusé par un écran mince, est compatible avec les prévisions basées sur le calcul de l'absorption dans l'écran diffusant. Cet accord quantitatif exclut dans une certaine mesure l'hypothèse suivant laquelle le rayonnement diffusé par un écran épais pourrait comprendre une quantité appréciable de composantes plus dures résultant de diffusions multiples.

4° Un écran épais de plomb, soumis au rayonnement non filtré du radium émet un rayonnement qu'on analyse par la méthode d'absorption. On peut y distinguer trois composantes :

a. Une composante dont la longueur d'onde a été estimée approximativement à 17 U.X. et produisant environ 20 pour 100 de l'ionisation totale;

b. Une composante dont la longueur d'onde a été estimée approximativement à 31 U.X. et produisant environ 45 pour 100 de l'ionisation totale;

c. Un rayonnement plus mou, produisant environ 35 pour 100 de l'ionisation totale, et qui correspond en qualité et en quantité au rayonnement de diffusion par effet Compton.

5° La plus dure de ces composantes étudiée jusqu'à 5^{cm},6 d'épaisseur dans le plomb, paraît bien monochromatique : on ne trouve donc pas de rayonnement ayant la même longueur d'onde que le rayonnement incident. Comme cette composante est la même pour toutes les directions, il est douteux qu'elle puisse trouver son origine dans la production de diffusions multiples : si même celles-ci se produisaient (en quantité appréciable par rapport à cette composante finale), leur qualité moyenne changerait avec l'angle de diffusion.

6° Pour les composantes dures du rayonnement incident, on peut rapprocher l'excès de diffusion du plomb par rapport à l'aluminium de l'excès d'absorption. L'excès d'absorption est représenté par un coefficient partiel égal à $0,42 \cdot 10^{-25}$ cm/électron. Cet excès doit comprendre l'absorption photoélectrique et l'absorption nucléaire. Or, l'excès de diffusion observé correspond à un coefficient partiel d'absorption de $0,17 \cdot 10^{-26}$ cm/électron. Cette valeur est donc compatible avec la précédente.

7° Les deux premières composantes du rayonnement diffusé par le plomb pourraient correspondre aux rayons β_{xc} $1 \cdot 10^6$ eV et de $0,5 \times 10^6$ eV qui prennent naissance lors de la disparition d'un positron, la première valeur correspondant au cas où toute l'énergie est transformée en un seul quantum, la seconde au cas où elle est transformée en deux quanta égaux.

8° En tenant compte de l'absorption à l'intérieur de l'écran, on trouve que dans le plomb le rayonnement incident suscite environ neuf fois plus de quanta mous que de durs.

9° Le fer et l'étain émettent également un rayonnement qui comprend une composante plus dure que celles de l'effet Compton. L'importance de cette composante croît avec le nombre atomique du métal diffusant. Sa longueur d'onde a été estimée aux environs de 22 et 23 U.X. respectivement pour le fer et l'étain.

M. M. DE BROGLIE parle des expériences sur les *positrons* que M. Jean Thibaud a réalisées avec un dispositif complètement différent de ceux qui ont été employés jusqu'à présent pour l'étude des électrons dans un champ magnétique.

Les méthodes utilisées dans le cas des électrons négatifs sont inapplicables à cause de la faible intensité des sources. M. Thibaud a mis au point le dispositif représenté par la figure 1.

La source radioactive (Ra ou Th), entourée d'un métal lourd constituant le radiateur d'électrons positifs, est placée en S. Les électrons se propagent non pas dans la région centrale du champ où celui-ci est uniforme (5000 à 10 000 gauss), mais vers le bord où l'intensité du champ varie rapidement. Ils décrivent une trajectoire trochoïdale comprise entre deux cercles centrés sur le milieu du champ.

En F se trouve un film photographique; la non-uniformité

du champ permet de concentrer en une petite région du film des particules émises dans un angle solide assez grand et dans un domaine de vitesses étendu; cet artifice seul a permis d'obtenir assez d'énergie pour impressionner l'émulsion photographique.

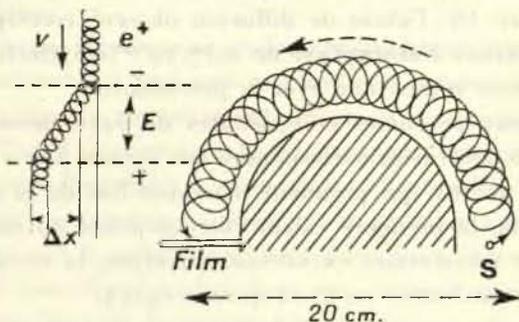


Fig. 12.

Dans un champ uniforme tout noircissement disparaît.

Dans un autre appareil on dispose en E (fig. 12) deux grilles entre lesquelles on peut établir une différence de potentiel de quelques milliers de volts. Le champ électrique est perpendiculaire au champ magnétique et parallèle à la trajectoire moyenne.

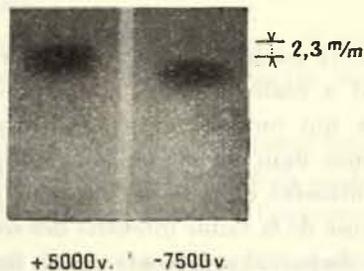


Fig. 13.

L'effet de ce champ est de dévier la trajectoire dans un sens ou dans l'autre suivant le signe de e/m . La photo 13 montre le déplacement d'une raie de positrons (énergie moyenne 800 KVe) lorsque ce potentiel appliqué à la grille sous tension passe de + 5000 à - 7500 volts : on obtient des taches dont les bords

sont assez nets pour que les déviations soient mesurables (ici $\Delta x = 2 \text{ mm}$, 3).

Voici les résultats obtenus :

1° Les déviations comparées, en fonction de la tension, des électrons et des positrons sont les mêmes (fig. 14). La charge

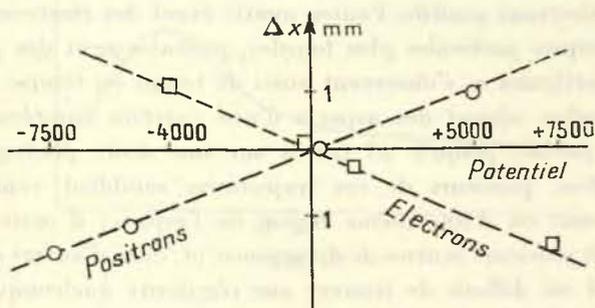


Fig. 14.

spécifique e/m du positron est, aux erreurs d'expérience près, égale à celle de l'électron;

2° L'absorption par la matière des deux espèces de particules est du même ordre et paraît suivre les mêmes lois (jusqu'à une masse superficielle de 500 mg par centimètre carré);

3° M. Thibaud a retrouvé des électrons positifs en prenant comme source une simple ampoule de verre très mince contenant du Radon. Dans ce cas les électrons positifs peuvent être émis soit directement par le noyau, soit par conversion interne des rayons γ , sans qu'il y ait intervention d'un absorbant;

4° Le temps pendant lequel on a pu suivre les électrons positifs ne dépasse pas la durée de vie que leur assigne la théorie de Dirac (J. THIBAUD, *Comptes rendus Acad. Sc. Paris*, t. 197, 1933, p. 447 et 915; *Nature* (London), 132, 1933, p. 480).

4. — Rayons cosmiques.

M. BLACKETT. — 1. *La nature des gerbes.* — Notre connaissance de la nature et du mode de production des si remarquables showers ou gerbes d'électrons dues aux particules constituant les rayons cosmiques, est encore très incomplète. Mais les renseignements

que nous possédons déjà nous permettent cependant de tirer quelques conclusions intéressantes. Les photographies faites par la méthode de condensation ⁽¹⁾ prouvent que ces gerbes sont constituées essentiellement par des électrons positifs et négatifs ayant des énergies de 10^7 à 10^9 volts. Parmi les particules dont l'énergie dépasse 5×10^7 volts environ, la moitié à peu près se révèle comme électrons positifs, l'autre moitié étant des électrons négatifs. Quelques particules plus lourdes, probablement des protons et des particules α , s'observent aussi de temps en temps.

Les gerbes offrent des aspects d'une extrême complexité; on compte parfois jusqu'à 23 traces sur une seule photographie. Quelquefois, plusieurs de ces trajectoires semblent venir d'un même point ou d'une même région de l'espace; il arrive aussi qu'il y ait plusieurs centres de divergence, et, dans d'autres circonstances, il est difficile de trouver une régularité quelconque dans la distribution des particules.

Lorsqu'on observe une gerbe de particules, dans la partie supérieure de la chambre de Wilson par exemple, il est de règle qu'on observe aussi une autre gerbe, plus faible, issue d'une plaque métallique placée en travers de la chambre. On constate souvent, en pareil cas, que des particules de grande énergie sont lancées en sens contraire de la direction d'où provient la gerbe principale.

2. *Expériences avec des compteurs.* — Il est possible d'étudier

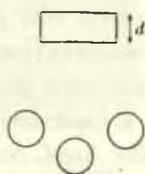


Fig. 15.

la production des gerbes au moyen d'un dispositif tel que celui de la figure 15, où les triples coïncidences de trois compteurs enregistrent des gerbes de trois particules ou davantage, venant d'un bloc de métal. Des expériences de ce genre ont été faites

(1) BLACKETT et OCCHIALINI, *Proc. Roy. Soc.*, 132, 1933, p. 699.

par Rossi ⁽¹⁾ et Fünfer ⁽²⁾, et récemment par C. W. Gilbert ⁽³⁾. Lorsqu'on porte le nombre n de coïncidences triples en ordonnées dans un diagramme avec l'épaisseur d du bloc en abscisse, on obtient une courbe de la forme représentée figure 16. Pour

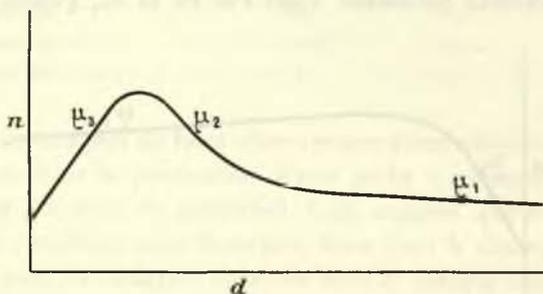


Fig. 16.

le plomb, au niveau de la mer, cette courbe atteint un maximum vers $d = 1\text{ cm}, 6$. Cette courbe présente quelques caractères très inattendus; elle fut interprétée par Rossi (*loc. cit.*) comme représentant un effet de transition entre l'air et le métal, de la façon considérée par Johnson ⁽⁴⁾. Mais Rossi montra qu'il faut distinguer trois rayonnements : le rayonnement primaire, un rayonnement secondaire ou rayonnement producteur des gerbes, et les gerbes elles-mêmes.

Si les particules des gerbes étaient produites directement par le rayonnement primaire, la courbe de transition air-plomb aurait l'allure donnée dans la figure 17, où μ_1 est le coefficient d'absorption du rayonnement primaire et $1/\mu_3$ grossièrement le trajet moyen effectué dans le métal par les particules de la gerbe.

La courbe observée (fig. 16) fut expliquée par Rossi en admettant que les gerbes ne sont pas produites directement par le rayonnement primaire, mais par un rayonnement secondaire de pouvoir pénétrant beaucoup plus faible. Dans le plomb, ce rayonnement producteur des gerbes a un coefficient d'absorption $\mu_2 = 0,3\text{ cm}^{-1}$,

(1) ROSSI, *Zeit. für Physik*, 82, 1933, p. 151.

(2) FÜNFER, *Zeit. für Physik*, 82, 1933, p. 92.

(3) GILBERT, *Proc. Roy. Soc.* 144, 1934, p. 559.

(4) JOHNSON, *Phys. Rev.*, 41, 1932, p. 545.

tandis que le coefficient d'absorption μ_1 du rayonnement primaire est $0,006 \text{ cm}^{-1}$.

Pour un élément donné, la position du maximum fait connaître le parcours moyen des particules fournies par cet élément, dans cet élément lui-même. Pour Pb, Fe et Al, Fünfer a trouvé

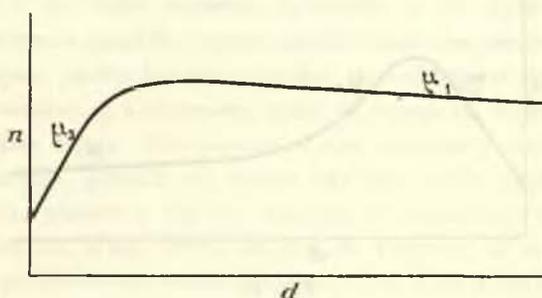


Fig. 17.

que ces parcours sont respectivement 1 cm , 6 , 2 cm , 5 et 7 cm , 0 . Tous ces parcours correspondent à 70×10^6 volts environ : il semble que l'énergie moyenne des particules des gerbes ne varie pas considérablement avec l'élément où elles sont produites. Par contre, le coefficient d'absorption μ_2 du rayonnement producteur des gerbes varie dans de larges limites.

Avec les résultats de Fünfer, Gilbert a dressé le Tableau I. Au-dessous des valeurs observées de μ_2 , on trouve les valeurs correspondantes des rayons effectifs des sections transversales des atomes dans la production d'une gerbe par le rayonnement excitateur. On voit que l'aire effective de la section est à peu près proportionnelle à Z^2 (Z étant le nombre atomique).

TABLEAU I.

Élément.	Pb.	Fe.	Al.
μ_2 en cm^{-1}	0,31	0,064	0,017
$r_{\text{eff.}} \times 10^{13}$	17,0	5,8	3,0
Z	82	26	13
Aire/ Z^2	1,3	1,5	1,7

Ces nombres sont en contraste frappant avec les nombres correspondants pour le coefficient d'absorption primaire μ_1 , et les rayons

effectifs correspondants (Tableau II). Dans ce cas, l'aire effective est presque indépendante de Z .

TABLEAU II.

Élément.	Pb.	Fe.	Al.
μ_1 en cm^{-2}	0,0064	0,0070	0,0087
$r_{\text{eff.}} \times 10^{13}$	2,5	1,7	2,1

Il est intéressant de faire observer que l'aire effective de l'atome de plomb dans la production d'une gerbe a presque quatre fois l'étendue du trou de potentiel. Cela suggère que les gerbes ne sont pas produites dans le noyau, mais dans le champ du noyau. D'autre part, la variation observée avec Z^2 indique une interaction avec le champ résultant du noyau tout entier plutôt qu'avec des particules individuelles du noyau.

Mais dans le processus compliqué de la production des gerbes, il arrive presque certainement qu'il se forme des paires d'électrons positifs et négatifs, probablement même des paires multiples ⁽¹⁾. On a donc l'impression que le rayonnement producteur des gerbes présente une haute probabilité (proportionnelle à Z^2) de produire des paires (simples ou multiples) dans le champ des noyaux. Or, c'est là précisément une propriété qui a été observée pour les rayons γ durs. Le tableau de la page 170 donne grossièrement le nombre de paires d'électrons positifs et négatifs produites par divers rayonnements γ , exprimé en fraction du nombre d'électrons négatifs. On y trouve aussi des valeurs approchées des rayons effectifs dans la production des paires. En comparant ce tableau avec le Tableau I ci-dessus, il paraît logique de supposer que la production des gerbes par le rayonnement exciteur est essentiellement de même nature que la production de paires d'électrons par un rayonnement γ dur, en d'autres termes, que le rayonnement producteur des gerbes pourrait être un rayonnement γ dur. Et comme le rayon cosmique primaire est presque certainement de nature corpusculaire, la véritable représentation des rayons cosmiques semble être actuellement exactement l'inverse de l'idée ancienne, d'après laquelle le rayonnement primaire serait

(1) Voir la discussion sur les électrons positifs.

électromagnétique et le secondaire de nature corpusculaire. On considère actuellement comme probable que c'est le rayon primaire qui est de nature corpusculaire et le secondaire de nature électromagnétique.

Ces conclusions trouvent un appui dans la théorie de Dirac, Car Oppenheimer et Plesset ⁽¹⁾ ont calculé que la valeur limite de la section transversale d'un atome nécessaire pour produire des paires d'électrons positifs et négatifs par rayonnement γ de très haute énergie, est de l'ordre de

$$\frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2.$$

Cette expression donne à la fois l'ordre de grandeur observé

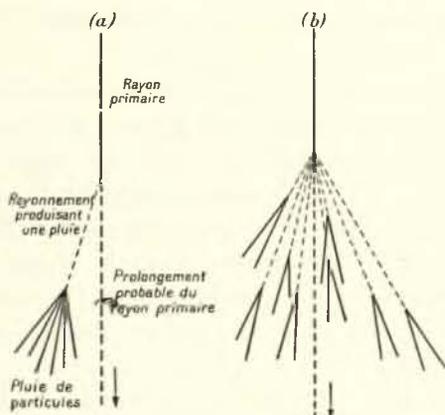


Fig. 18.

et une variation avec Z^2 conforme à l'expérience. Mais on ne voit pas encore d'où vient la grande complexité des gerbes.

Il n'a pas été possible, jusqu'à présent, de distinguer nettement par l'expérience entre les divers mécanismes possibles de production des gerbes comparés dans les diagrammes par la figure 18 (a et b). En (a) la complexité est attribuée à l'action du rayonnement excitateur et en (b) à l'action du rayonnement primaire. Il sera presque sûrement nécessaire d'admettre l'existence des deux types d'effet et peut-être même d'autres effets accessoires pour expliquer la complication des phénomènes.

(1) OPPENHEIMER et PLESSET, *Phys. Rev.*, t. 44, 1933, p. 53.

Si la représentation (b) était la vraie, il serait nécessaire d'admettre que des électrons rapides ($E \sim 10\,000\ mc^2$) peuvent produire à la fois plusieurs rayons γ en venant frapper des noyaux. Le processus serait une espèce de « Bremsstrahlung » (rayonnement de freinage) multiple. Pour un pareil processus, la section transversale d'un atome devrait être beaucoup plus petite que e^2/mc^2 , si l'on veut expliquer le grand pouvoir de pénétration du rayonnement primaire (voir Tableau I).

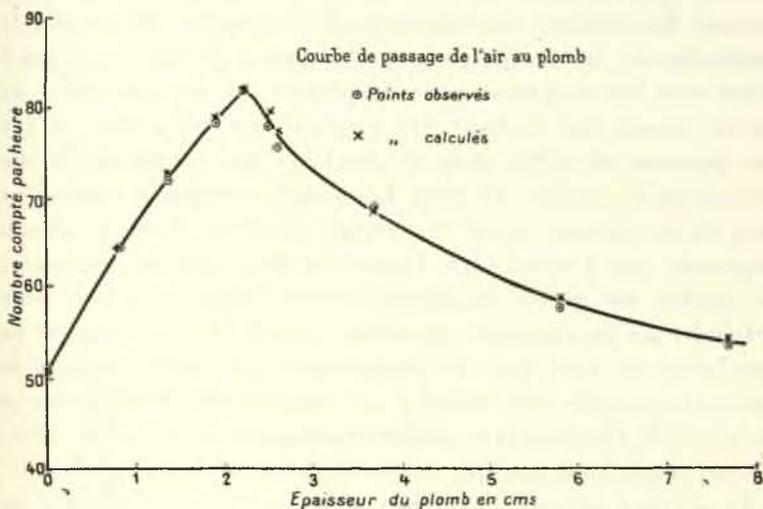


Fig. 19.

M. Gilbert a fait des mesures au laboratoire du Jungfraujoch (3400^m) et en comparant ses résultats avec les mesures faites au niveau de la mer, il a trouvé : 1^o que le nombre de gerbes est proportionnel à l'intensité du rayonnement cosmique, et 2^o que l'énergie moyenne des particules des gerbes provenant du plomb s'élève de 70×10^6 volts au niveau de la mer, à 95×10^6 volts à 3400^m ($d = 2^{cm}, 3$) (fig. 19). Comme l'énergie du rayonnement corpusculaire primaire est probablement plus grande de 10 à 20 pour 100 à ce niveau qu'au bord de la mer, le résultat peut être considéré comme une indication que les particules des gerbes reçoivent probablement leur énergie du rayonnement primaire et non de quelque processus d'explosion.

Il y a encore d'autres résultats de Fünfer et de Gilbert qui sont intéressants; ils se rapportent aux particules émises vers l'arrière.

En plaçant du plomb au-dessous des trois compteurs on peut obtenir un accroissement de 40 pour 100 dans le nombre des coïncidences triples. Fünfer a essayé d'expliquer cet effet par la diffusion de particules vers l'arrière dans les gerbes provenant du plomb supérieur, mais l'effet est trop grand pour pouvoir s'expliquer de cette manière. Blackett et Occhialini n'ont déduit de leurs photographies à la chambre de Wilson aucune preuve en faveur d'une haute probabilité de diffusion rétrograde, mais ils ont obtenu des preuves convaincantes de l'émission rétrograde de particules de haute énergie dans les gerbes. L'effet du plomb placé sous les compteurs peut s'expliquer par des particules de gerbes émises vers le haut. On a trouvé que ces particules ont des parcours de $0^{\text{cm}},6$ dans le plomb, ce qui correspond à une énergie de 30 millions de volts. Les gerbes rétrogrades dépendent jusqu'à un certain point des gerbes produites dans le plomb supérieur, car, à mesure que l'épaisseur de ce plomb augmente, le nombre des gerbes du plomb inférieur augmente aussi, pour atteindre un maximum et décroître ensuite. La position de ce maximum ne peut pas être déterminée avec précision pour le moment, mais elle correspond à une épaisseur du plomb supérieur de 1 à 3^{cm} . Ces résultats semblent indiquer que les gerbes elles-mêmes contiennent quelque rayonnement excitateur de gerbes.

Il est tout naturel d'examiner si les gerbes de particules ne pourraient pas expliquer les « éclats » (bursts) d'ionisation observés par Steincke, Hoffmann, Messerschmidt, etc. Il semble cependant qu'il y a entre ces phénomènes quelques différences marquées.

a. Les gerbes les plus intenses observées jusqu'ici sont plus fréquentes que les éclats les plus faibles, de sorte que la courbe de distribution donnant le nombre de discontinuités d'ionisation ressemblerait à celle de la figure 20 (Messerschmidt, etc.).

b. Le nombre maximum de gerbes se présente lorsqu'il y a environ $1^{\text{cm}},6$ de plomb au-dessus de la chambre, tandis que le nombre maximum d'éclats se présente pour plus de 10^{cm} (1).

(1) NOTE AJOUTÉE AUX ÉPREUVES. — Je pense maintenant que l'argument *b* est faux. Il semble probable actuellement que les éclats sont dus à des gerbes très fortes. De plus, on ne peut nullement se fier aux preuves de l'existence de particules lourdes associées aux rayons cosmiques [cf. BLACKETT, *Proc. Roy. Soc.* (article à paraître prochainement)].

La conclusion suivante peut être provisoirement proposée. Alors que les gerbes sont constituées pour la plus grande partie d'électrons positifs et négatifs produits par un rayonnement secondaire (rayons γ probablement) avec un coefficient d'absorption de l'ordre de $0,3 \text{ cm}^{-1}$ dans le plomb, les éclats sont probablement dus à des particules atomiques plus lourdes, produites par un rayonnement secondaire à coefficient d'absorption de moins de $0,1 \text{ cm}^{-1}$. Il est tout indiqué d'envisager la possibilité que ce rayonnement secondaire consiste en neutrons et que les éclats soient l'effet de collisions de ces neutrons de grande vitesse

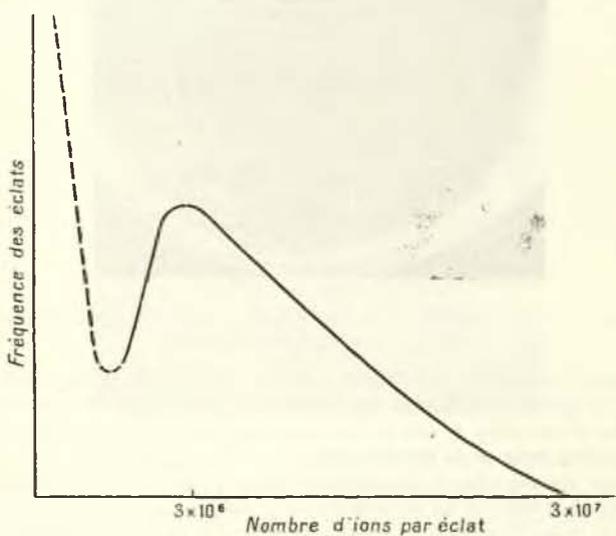


Fig. 20.

avec des noyaux lourds. A ce propos, il est important de faire remarquer que l'on ne trouve aucune des trajectoires de recul de neutrons sur les photographies de rayons cosmiques.

Un autre point intéressant est l'existence du maximum de la figure 20. La façon la plus commode (mais pas la seule) d'interpréter une pareille courbe, est d'admettre que les dimensions linéaires de l'espace dans lequel l'ionisation se produit sont beaucoup plus petites que celles de la chambre d'ionisation. Cela s'accorderait bien avec l'idée que, dans les éclats, l'ionisation est produite par une particule lourde de faible parcours.

Mais il existe une autre explication possible du maximum :

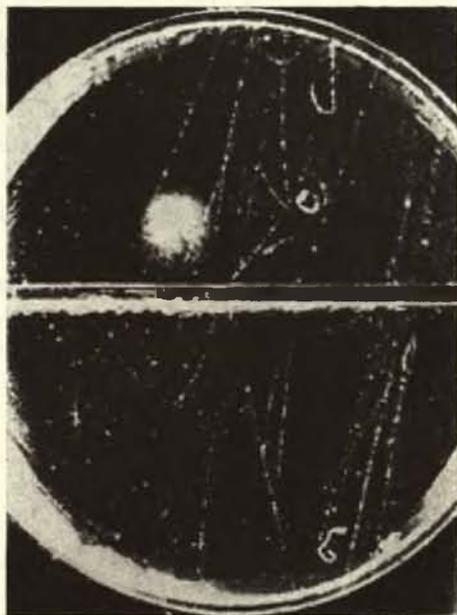


Fig. 21. — Photographie montrant environ 23 trajectoires séparées
(4^{mm} de plomb, $\mathcal{H} = 2200$ gauss).

Un premier groupe de trajectoires apparaît dans la partie supérieure de la chambre : il diverge vers le bas et un peu vers l'avant à partir d'une certaine région dans le solénoïde de cuivre. Un second groupe assez nettement séparé se montre du côté droit de la photographie.

La plupart des trajectoires passent à travers la plaque de plomb, mais il y en a tant qu'il est difficile de les identifier toutes séparément dans les deux moitiés de la figure. Dans la plaque se produisent divers processus secondaires (diffusion, etc.).

La plupart des trajectoires sont presque droites et correspondent à des énergies électroniques de plus de 100×10^5 eV. Mais deux traces vers le milieu de la partie supérieure de la chambre sont déviées vers la gauche avec $H\rho \sim 2 \times 10^5$, de sorte que $E \sim 60 \times 10^5$ eV. Ces trajectoires proviennent presque certainement d'électrons.

Il y a aussi deux trajectoires qui sont nettement déviées vers la droite avec $H\rho \sim 0,17$ et $0,5 \times 10^5$, c'est-à-dire avec $E_e \sim 20$ et 15×10^5 eV. Comme ces trajectoires viennent de la même direction que les autres, elles doivent être dues à des particules positives. L'ionisation le long de ces trajectoires ne différant pas sensiblement de celle des trajectoires électroniques, ces trajectoires doivent être dues à des particules de masse comparable à celle d'un électron. La tache blanche est due probablement à quelque particule fortement ionisante (une particule α provenant d'une impureté ?) traversant le champ avant l'expansion.

La large bande blanche à gauche est causée par la réflexion dans le piston du cylindre de verre éclairé.

la région où se produit l'ionisation serait grande par rapport à la chambre d'ionisation. Dans ce cas, les éclats s'expliqueraient en supposant des gerbes extrêmement étendues.

Quant à la nature du rayonnement cosmique incident, la certi-



Fig. 22. — Photographie montrant environ 16 trajectoires différentes ($\mathcal{H} = 3100$ gauss).

Le point de divergence du faisceau est de nouveau dans les bobines de cuivre. A gauche, on voit deux traces d'électrons négatifs avec $H\rho \sim 0,5 \times 10^5$ donc $E_e \sim 15 \times 10^6$ eV.

A droite, il y a deux trajectoires nettement courbées vers la droite; elles doivent provenir d'électrons positifs avec $H\rho \sim 0,4$ et $1,5 \times 10^5$, donc $E_e \sim 12$ et 45×10^6 eV.

Quelques-unes des autres trajectoires sont légèrement courbées, les unes dans un sens, les autres dans l'autre. La plupart des traces sensiblement rectilignes semblent provenir du même point, mais celles qui sont courbées plus fortement proviennent probablement d'un second point de radiance situé plus bas.

tude de sa variation avec la latitude géomagnétique prouve qu'il est constitué pour la plus grande partie de particules chargées. Les mesures de Johnson (*Phys. Rev.*, 43, 1933, p. 834) et de Alvarez et Compton (*Phys. Rev.*, 43, 1933, p. 835) montrent qu'à l'altitude de 2250^m et à la latitude de 31° nord (Mexico city) l'intensité du



Fig. 23. — $\mathcal{H} = 3000$ gauss. Autre exemple de gerbe, comprenant environ 18 trajectoires. Certaines sont de grande énergie, c'est-à-dire de plusieurs centaines de millions d'e.Vols, certaines d'énergie assez faible. Quelques trajectoires de faible énergie semblent avoir leur origine dans le gaz lui-même.

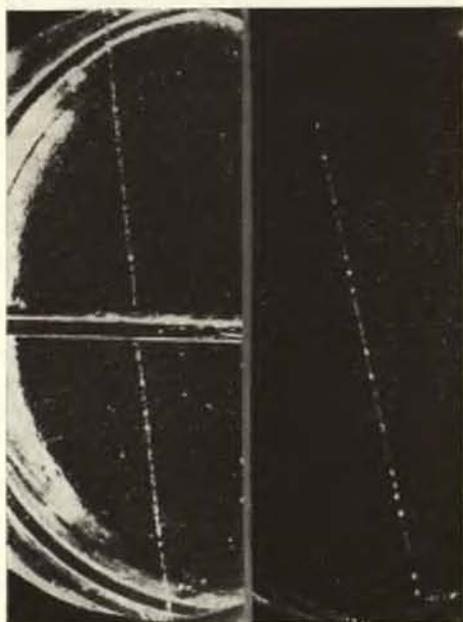


Fig 24. — (a) Trajectoire unique traversant une plaque } $\mathcal{H} = 2000$ gauss
 de plomb.....
 (b) Trajectoire unique sans obstacle.....

rayonnement venant de l'Ouest à 65° du zénith est supérieure de 25 pour 100 à celle des rayons de même inclinaison venant de l'Est. Ce fait s'interprète dans la théorie de Lemaître et Vallarta comme une preuve que la composante principale du rayonnement est à charge positive. Comme on observe rarement des protons au niveau de la mer, il est probable, sans être certain, que le rayonnement incident est constitué non pas de protons, mais d'électrons positifs.

M. FERMI. — M. Rossi a répété les expériences de M. Kauze sur le spectre magnétique des rayons cosmiques. Il trouve aussi que, comparé à celui des électrons négatifs, le nombre de positrons augmente avec l'altitude à laquelle les mesures sont effectuées.

Je voudrais ajouter que l'absorption qu'une particule cosmique subit dans l'atmosphère paraît correspondre à une énergie plus grande que la valeur de 4×10^9 eV admise par Compton; elle est plutôt voisine de 10^{10} eV. Ceci ne signifie pas nécessairement un désaccord avec la théorie; selon Heisenberg, la théorie donne environ 5×10^9 eV, mais cette prédiction ne peut pas être regardée comme très certaine.

M. BLACKETT fait observer à M. Fermi que l'absorption des rayons cosmiques est due en partie à des processus ordinaires d'ionisation et en partie à des processus catastrophiques (effets de Steinke et Schindler et effets des gerbes). Dans une théorie exacte de l'absorption, il faudrait tenir compte également de ces derniers effets, dont la nature, en ce moment, est encore assez obscure.

M. F. PERRIN. — On observe sur une des photographies de M. Blackett un point de divergence de trajectoires électroniques, situé dans la lame de plomb, et d'où partent deux trajectoires vers le bas et deux vers le haut dans des directions très voisines. Si, comme le suppose M. Blackett, l'une de ces dernières correspond à une particule incidente ayant provoqué l'émission des autres, la deuxième correspond à une particule projetée presque exactement vers l'arrière par la particule incidente. Toute projection vers l'avant, produite par une particule de grande vitesse, se



comprend aisément par un transfert d'impulsion, et des émissions secondaires dans des directions quelconques peuvent résulter de phénomènes de dispersion; mais un mécanisme produisant une projection presque exactement vers l'arrière est très difficile à concevoir. Si pourtant la particule projetée vers l'arrière avait une *masse négative*, son impulsion, dirigée en sens inverse de sa vitesse, se trouverait sensiblement dans la direction de l'impulsion de la particule incidente, et la projection vers l'arrière résulterait simplement de la conservation de l'impulsion.

M. BLACKETT. — L'idée d'une masse négative, exprimée par M. Perrin, ne m'était pas venue. Nous ne disposons pas encore de données suffisantes pour pouvoir dire s'il y a vers l'arrière une direction privilégiée.

M. BOTHE. — Ce serait une chose très importante, si par la méthode de condensation on pouvait déterminer le pouvoir ionisant des ultracorpuscules. En combinant notamment les mesures d'ionisation et les mesures au compteur, on obtient pour l'ionisation spécifique des rayons cosmiques une valeur de 100 paires d'ions par centimètre. De nouvelles expériences de M. Hilgert ont conduit au même résultat, bien que dans ces expériences il faille tenir compte de la possibilité que ce soient des *particules isolées* et non des « gerbes » qui se manifestent. Cela provient de ce qu'on ne mesure pas l'intensité même du rayonnement cosmique, mais seulement la *décroissance* de cette intensité, lorsqu'on interpose à grande distance des filtres absorbants de dimensions si grandes que les rayons absorbés ne traversent pas la matière dans le voisinage des instruments.

M. BLACKETT. — Il y a là une difficulté concernant la loi exponentielle d'absorption qui n'est peut-être pas tout à fait exacte; mais elle sera levée lorsque nous connaîtrons mieux la fréquence des gerbes.

THÉORIE DU POSITRON

PAR M. P.-A.-M. DIRAC.

La découverte récente de l'électron positif ou positron a ramené l'attention vers une théorie déjà ancienne sur les états d'énergie négative de l'électron, les résultats expérimentaux obtenus jusqu'ici se trouvant d'accord avec les prévisions de cette théorie.

La question des énergies négatives se pose dès que l'on étudie le mouvement d'une particule conformément au principe de relativité restreinte. Dans la mécanique non relativiste, l'énergie W d'une particule est donnée en fonction de sa vitesse v ou de sa quantité de mouvement p par :

$$W = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2m} p^2,$$

ce qui correspond à un W toujours positif; mais en mécanique relativiste ces formules doivent être remplacées par :

$$W^2 = m^2 c^4 + c^2 p^2,$$

ou

$$W = c \sqrt{m^2 c^2 + p^2},$$

ce qui permet à W d'être positif ou négatif.

On fait d'ordinaire l'hypothèse supplémentaire que l'énergie W doit toujours être positive. Cela est admissible en théorie classique où les grandeurs varient toujours de manière continue et où W ne peut par conséquent jamais passer d'une de ses valeurs positives, qui doit être $\geq mc^2$, à une de ses valeurs négatives qui doit être $\leq -mc^2$. Dans la théorie quantique, au contraire, une variable peut subir des changements discontinus, de sorte que W peut passer d'une valeur positive à une valeur négative.

Il n'a pas été possible de développer une théorie quantique relativiste de l'électron dans laquelle les transitions d'une valeur positive à une valeur négative de l'énergie soient exclues. Il n'est donc plus possible d'admettre que l'énergie est toujours positive sans qu'il en résulte des inconséquences dans la théorie. /

Dans ces conditions, deux possibilités nous restent ouvertes. Ou bien nous devons trouver une signification physique pour les états d'énergie négative, ou bien nous devons admettre que la théorie quantique relativiste est inexacte dans la mesure où elle prévoit des transitions entre les états d'énergie positive et ceux d'énergie négative. Or de semblables transitions sont en général prévues pour tous les processus mettant en jeu des échanges d'énergie de l'ordre de mc^2 et il ne semble y avoir aucune raison de principe contre l'applicabilité de la mécanique quantique actuelle à de semblables échanges d'énergie. Il est vrai que cette mécanique ne semble pas pouvoir s'appliquer aux phénomènes dans lesquels intervient des distances de l'ordre du rayon classique de l'électron $\frac{e^2}{mc^2}$, puisque la théorie actuelle ne peut en aucune façon rendre compte de la structure de l'électron, mais de telles distances, considérées comme longueurs d'onde électroniques, correspondent à des énergies de l'ordre $\frac{hc}{e^2} mc^2$, beaucoup plus grandes que les changements en question. Il semble donc que la solution la plus raisonnable est de chercher un sens physique pour les états d'énergie négative.

Un électron dans un état d'énergie négative est un objet tout à fait étranger à notre expérience, mais que nous pouvons cependant étudier au point de vue théorique; nous pouvons, en particulier, prévoir son mouvement dans un champ électromagnétique quelconque donné. Le résultat du calcul, effectué soit en mécanique classique, soit en théorie quantique, est qu'un électron d'énergie négative est dévié par le champ exactement comme le serait un électron d'énergie positive s'il avait une charge électrique positive $+e$ au lieu de la charge négative habituelle $-e$.

Ce résultat suggère immédiatement une assimilation entre l'électron d'énergie négative et le positron. On serait tenté d'admettre qu'un électron dans un état d'énergie négative constitue précisément un positron, mais cela n'est pas acceptable,

parce que le positron observé n'a certainement pas une énergie cinétique négative.

/ Nous pouvons obtenir un meilleur résultat en utilisant le principe d'exclusion de Pauli, en vertu duquel un état quantique donné ne peut être occupé par plus d'un électron. Admettons que dans l'Univers tel que nous le connaissons, les états d'énergie négative soient presque tous occupés par des électrons, et que la distribution ainsi obtenue ne soit pas accessible à notre observation à cause de son uniformité dans toute l'étendue de l'espace. Dans ces conditions, tout état d'énergie négative non occupé représentant une rupture de cette uniformité, doit se révéler à l'observation comme une sorte de lacune. Il est possible d'admettre que ces lacunes constituent les positrons.

Cette hypothèse résout les difficultés principales de l'interprétation des états d'énergie négative. Une lacune dans la distribution des électrons d'énergie négative représente une énergie positive, puisqu'elle correspond à un défaut local d'énergie négative. De plus, le mouvement de cette lacune dans un champ électromagnétique quelconque est exactement le même que celui de l'électron nécessaire pour combler la lacune. / Nous pouvons tirer de là deux conclusions : d'abord que le mouvement de la lacune peut être représenté par une fonction d'onde de Schrödinger analogue à celle qui représente le mouvement d'un électron, et ensuite, que la lacune se comporte dans un champ de la même manière qu'un électron positif d'énergie positive. Ainsi la lacune prend exactement l'aspect d'une particule ordinaire électrisée positivement et son identification avec le positron se présente comme tout à fait plausible.

Si notre hypothèse est correcte, nous devons pouvoir en déduire un certain nombre de conséquences expérimentalement vérifiables. Tout d'abord, la masse du positron doit être exactement égale à celle de l'électron et sa charge doit être exactement égale et opposée à celle de l'électron. De plus nous pouvons prévoir certains résultats concernant la création et la disparition des positrons.

Un électron ordinaire d'énergie positive ne peut pas sauter dans l'un des états occupés d'énergie négative, en raison du principe de Pauli; il peut, au contraire, sauter dans une lacune pour la combler. Ainsi un électron et un positron peuvent se détruire

réciroquement. Leur énergie doit se retrouver sous forme de photons et il résulte des principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement que deux photons au moins doivent être produits/On peut calculer la probabilité pour qu'un tel processus ait lieu et obtenir ainsi la vie probable d'un positron se mouvant à travers une distribution donnée d'électrons. Le résultat est une vie moyenne de 3×10^{-7} sec pour un positron en mouvement lent dans l'air à la pression atmosphérique, cette durée moyenne augmentant avec la vitesse. La valeur ainsi obtenue est d'un ordre de grandeur compatible avec l'expérience, puisqu'elle est suffisante pour permettre à un positron rapide de traverser une chambre de condensation de Wilson sans y être en général détruit, et assez petite cependant pour que les positrons ne soient pas des objets communément présents au laboratoire.

/Un électron et un positron peuvent s'annihiler réciproquement en donnant naissance à un seul photon si un noyau atomique est présent pour absorber la quantité de mouvement libérée. Le processus inverse consiste dans la production d'un positron et d'un électron par la rencontre d'un seul photon d'énergie suffisante avec un noyau atomique. On peut se le représenter comme un effet photo-électrique sur un des électrons d'énergie négative décrivant des orbites hyperboliques au voisinage du noyau; cet électron étant élevé vers un état d'énergie positive et apparaissant ainsi comme électron ordinaire, tandis qu'il laisse derrière lui une lacune se comportant comme un positron./ La probabilité d'apparition d'un tel processus a été calculée approximativement par Oppenheimer et indépendamment par Peierls, et le résultat est d'un ordre de grandeur qui concorde avec les observations relatives à la production de positrons par des rayons γ durs tombant sur des noyaux lourds.

Pour que la conception que nous proposons des états d'énergie négative se développe en théorie complète, nous devons considérer non seulement le mouvement des électrons et des lacunes dans un champ, mais aussi la manière dont un champ électromagnétique est produit par les électrons et les lacunes. Pour cela, il est nécessaire d'introduire une hypothèse nouvelle puisque la conception ordinaire que chaque charge $-e$ sur un électron

contribue à produire la densité électrique ρ qui détermine le champ électrique \vec{E} conformément à l'équation de Maxwell :

$$(1) \quad \text{div } \vec{E} = 4\pi\rho$$

conduirait évidemment à un champ infini en tout point.

Faisons l'hypothèse que la distribution d'électrons dans laquelle aucun état d'énergie positive n'est occupé, tandis que tous les états d'énergie négative le sont ne produit aucun champ, et que ce sont les écarts à partir de cette distribution qui déterminent les champs conformément à l'équation (1). Dans cette hypothèse, un état d'énergie positive occupé produirait un champ correspondant à une charge négative $-e$ et un état d'énergie négative non occupé produirait un champ correspondant à une charge positive $+e$. Nous obtenons ainsi une nouvelle propriété des lacunes qui contribue à rendre vraisemblable notre assimilation de ces lacunes avec les positrons.

La nouvelle hypothèse est tout à fait satisfaisante lorsqu'il s'agit d'une région de l'espace où n'existe aucun champ, et où la distinction entre les états d'énergie positive et ceux d'énergie négative est nettement définie; mais elle doit être précisée lorsqu'il s'agit d'une région de l'espace où le champ électromagnétique n'est pas nul pour pouvoir conduire à des résultats libres de toute ambiguïté. Il faut spécifier mathématiquement quelle distribution d'électrons est supposée ne produire aucun champ et donner aussi une règle pour soustraire cette distribution de celle qui existe effectivement dans chaque problème particulier, de manière à obtenir une différence finie qui peut figurer dans (1), puisque, en général, l'opération mathématique de soustraction entre deux infinités est ambiguë. /

Cette question n'a pas encore été examinée ni résolue pour le cas général d'un champ électromagnétique arbitraire. Il y a, cependant, un cas particulier dans lequel les hypothèses nécessaires semblent assez évidentes : celui d'un champ électrostatique permanent. Nous allons traiter ici ce cas, en supposant le champ suffisamment faible pour qu'une méthode de perturbation puisse être utilisée. Nous constaterons que la distribution qui ne produit aucun champ ne satisfait pas aux équations du mouvement. / En

retranchant cette distribution de celle qui satisfait à ces équations et qui correspond à un état où ne sont présents ni électrons ni positrons, nous obtiendrons une différence qui pourra être interprétée physiquement comme un effet de polarisation par le champ électrique de la distribution normale des électrons d'énergie négative./

Nous emploierons la méthode d'approximation de Hartree-Fock qui attribue à chaque électron sa propre fonction d'onde individuelle $\psi(q)$, et nous introduirons la matrice densité R définie par

$$(q' | R | q'') = \sum_r \bar{\psi}_r(q') \psi_r(q''),$$

la sommation s'étendant à tous les électrons, c'est-à-dire à tous les états occupés. Toute distribution d'électrons peut être caractérisée par une semblable matrice, au degré de précision que comporte la méthode de Hartree-Fock. Cette représentation n'est pas relativiste puisque les valeurs q' , q'' des variables associées à un élément de la matrice R correspondent à deux points différents de l'espace, mais à un même instant. Néanmoins elle convient pour notre problème actuel.

L'équation de mouvement pour R est ⁽¹⁾ :

$$(2) \quad i\hbar \dot{R} = HR - RH,$$

où H est l'hamiltonien pour un électron mobile dans le champ :

$$H = c\rho_1(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}) + \rho_3 mc^2 - eV,$$

les ρ et σ étant les matrices de spin habituelles et V le potentiel électrostatique. V doit contenir une partie représentant la contribution au champ des autres électrons présents. La condition pour que la distribution satisfasse au principe d'exclusion est

$$(3) \quad R^2 = R.$$

Représentons par R_0 la distribution qui est supposée ne produire

⁽¹⁾ Cf. DIRAC, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. 25, 1929, p. 62, et 26, 1930, p. 376.

aucun champ. L'hypothèse la plus immédiate pour R_0 est

$$(4) \quad R_0 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{W}{|W|} \right).$$

où W est l'énergie cinétique d'un électron :

$$W = c p_1(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{p}) + p_3 m c^2.$$

Ceci signifie que, dans une représentation matricielle où W est diagonale, R_0 sera également diagonale et aura pour éléments diagonaux 0 ou 1 suivant que l'énergie W est positive ou négative. C'est l'énergie cinétique W qui doit figurer dans (4) et non l'énergie totale H parce que, dans ce dernier cas, l'expression (4) serait modifiée seulement par l'addition d'une constante au potentiel électrique V et ne pourrait par conséquent avoir aucune signification physique.

Considérons un état permanent pour lequel l'équation de mouvement (2) se réduit à :

$$(5) \quad 0 = HR - RH.$$

Cette équation n'est pas satisfaite par $R = R_0$ à moins que V ne soit une constante. Supposons que V soit une petite quantité du premier ordre et cherchons une solution de (3) et (5) de la forme $R = R_0 + R_1$ où R_1 soit une quantité du premier ordre. En négligeant les petites quantités du second ordre, l'équation (5) donne :

$$(6) \quad 0 = (W - eV)(R_0 + R_1) - (R_0 + R_1)(W - eV) \\ = WR_1 - R_1W - e(VR_0 - R_0V).$$

L'opérateur $|W|$ peut être défini comme la racine carrée positive de W^2 ou $m^2 c^4 + c^2 \mathbf{p}^2$. Ainsi :

$$|W| = c(m^2 c^2 + \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}}.$$

Si nous posons

$$\frac{W}{|W|} = \gamma,$$

nous avons

$$W = c\gamma(m^2 c^2 + \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}},$$

et aussi

$$R_0 = \frac{1}{2}(1 - \gamma).$$

L'équation (6) peut, par conséquent, s'écrire :

$$(7) \quad \gamma(m^2c^2 + \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}}R_1 - R_1\gamma(m^2c^2 + \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \frac{e}{c} (\gamma V - V\gamma).$$

L'équation (3) donne :

$$\begin{aligned} (R_0 + R_1)^2 &= R_0 + R_1, \\ R_0R_1 + R_1R_0 &= R_1, \end{aligned}$$

qui se réduit à

$$\gamma R_1 + R_1 \gamma = 0.$$

En utilisant cette relation et l'équation $\gamma^2 = 1$, nous déduisons de (7), après multiplication des deux membres à gauche par γ :

$$(m^2c^2 + \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}}R_1 + R_1(m^2c^2 + \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \frac{e}{c} (V - \gamma V \gamma).$$

La quantité qui nous intéresse est la densité électrique correspondant à la distribution R_1 . Pour l'obtenir, nous devons former la somme diagonale de R_1 , par rapport aux variables de spin et prendre ensuite l'élément diagonal général, multiplié par $-e$, de la matrice résultante par rapport aux variables de position x . Si D représente la somme diagonale par rapport aux variables de spin, nous avons, après un calcul simple :

$$\begin{aligned} &(m^2c^2 + \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}}D(R_1) + D(R_1)(m^2c^2 + \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{1}{2} \frac{e}{c} D(V - \gamma V \gamma) \\ &= 2 \frac{e}{c} \left\{ V - \frac{1}{(m^2c^2 + \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}}} [(\mathbf{p}, \mathbf{V} \mathbf{p}) + m^2c^2 V] \frac{1}{(m^2c^2 + \mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}}} \right\}. \end{aligned}$$

Si nous supposons maintenant l'emploi d'une représentation dans laquelle la matrice quantité de mouvement p est diagonale et si $(p' | D(R_1) | p'')$ désigne, dans ces conditions, l'élément général de la matrice $D(R_1)$, nous avons

$$\begin{aligned} &(m^2c^2 + p'^2)^{\frac{1}{2}}(p' | D(R_1) | p'') + (p' | D(R_1) | p'')(m^2c^2 + p''^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= 2 \frac{e}{c} (p' | V | p'') \left\{ 1 - \frac{1}{(m^2c^2 + p'^2)^{\frac{1}{2}}} [(\mathbf{p}', \mathbf{p}'') + m^2c^2] \frac{1}{(m^2c^2 + p''^2)^{\frac{1}{2}}} \right\}, \end{aligned}$$

ce qui donne

$$(8) \quad (p' | D(R_1) | p'') = 2 \frac{e}{c} (p' | V | p'') \frac{1 - \frac{(\mathbf{p}', \mathbf{p}'') + m^2c^2}{(m^2c^2 + p'^2)^{\frac{1}{2}}(m^2c^2 + p''^2)^{\frac{1}{2}}}}{(m^2c^2 + p'^2)^{\frac{1}{2}} + (m^2c^2 + p''^2)^{\frac{1}{2}}}.$$

Nous pouvons maintenant transformer $D(R_1)$ dans une représentation pour laquelle les variables de position x sont diagonales et en calculer l'élément diagonal. En utilisant les lois habituelles de transformation, on obtient

$$(9) \quad (x | D(R_1) | x) = \frac{1}{h^3} \int \int e^{-i(\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}' - \mathbf{p}'')/\hbar} (p' | D(R_1) | p'') dp' dp''.$$

Maintenant, puisque V n'est fonction que des variables de position x et pas des quantités de mouvement p , $(p' | V | p'')$ ne doit dépendre que de la différence $\mathbf{p}' - \mathbf{p}''$. Par suite, si nous substituons l'expression donnée par le second membre de (8) dans l'intégrale (9), et si nous prenons pour nouvelles variables d'intégration $\mathbf{p}' + \mathbf{p}''$ et $\mathbf{p}' - \mathbf{p}''$, nous pouvons effectuer l'intégration par rapport à $\mathbf{p}' + \mathbf{p}''$ en laissant V quelconque. Le résultat contient un infini logarithmique.

On pourrait croire, à première vue, que la présence de cet infini rend la théorie inacceptable. Cependant, nous ne pouvons pas supposer que la théorie s'applique lorsqu'il s'agit d'énergies supérieures à l'ordre de $137 mc^2$, et la manière de procéder la plus raisonnable semble être de limiter arbitrairement le domaine d'intégration à une valeur de la quantité de mouvement $\frac{1}{2}(\mathbf{p}' + \mathbf{p}'')$ correspondant à des énergies électroniques de l'ordre indiqué. Cela revient, physiquement, à admettre que la distribution concernant les électrons d'énergie négative inférieure à un niveau d'environ $-137 mc^2$ ne donne pas lieu à une polarisation par le champ électrique de la manière indiquée par notre théorie. La place exacte que nous attribuons à ce niveau d'énergie limite n'a pas grande importance puisque la valeur de ce niveau figure seulement dans un logarithme.

Si P est la grandeur du vecteur quantité de mouvement $\frac{1}{2}(\mathbf{p}' + \mathbf{p}'')$ à laquelle nous limitons le domaine d'intégration, le résultat final, obtenu après une intégration compliquée, est :

$$(10) \quad -e(x | D(R_1) | x) = -\frac{e^2}{\hbar c} \frac{2}{3\pi} \left(\log \frac{2P}{mc} - \frac{5}{6} \right) \rho \\ - \frac{4}{15\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \nabla^2 \rho,$$

où ρ est la densité électrique produisant le potentiel V , de sorte

que

$$\nabla^2 V = -4\pi\rho,$$

et où les termes contenant les dérivées de ρ d'ordre supérieur au second ont été négligés.

Le second membre de (10) donne la densité électrique provenant de la polarisation produite par l'action du champ sur la distribution des électrons d'énergie négative. Le terme important est le premier qui, pour $\frac{P}{mc} = 137$, est sensiblement $-\frac{e^2}{hc}\rho$ ou $-\frac{1}{137}\rho$. Ceci signifie qu'il n'y a de densité produite par polarisation que dans les endroits où se trouve située la densité ρ productrice du champ et que la densité induite y neutralise une fraction d'environ $\frac{1}{137}$ de la densité productrice du champ. Le second terme dans le second membre de (10) représente une correction importante seulement lorsque la densité ρ varie rapidement avec la position et change de manière appréciable sur une distance de l'ordre de $\frac{h}{mc}$.

Comme conséquence du calcul précédent, il semblerait que les charges électriques normalement observées sur les électrons, protons ou autres particules électrisées ne sont pas les charges véritables portées par ces particules et figurant dans les équations fondamentales, mais sont légèrement plus petites dans le rapport d'environ 136 à 137. Pour des processus comportant des échanges d'énergie de l'ordre de mc^2 , il n'y aurait probablement pas le temps, cependant, pour que la polarisation des électrons d'énergie négative s'établisse de manière complète, de sorte qu'on doit s'attendre à ce que les charges observées soient plus voisines des charges réelles. Il en résulterait des déviations de l'ordre de 1 pour 100 dans des expressions telles que la formule de Klein-Nishina ou la formule de diffusion de Rutherford lorsque des énergies de l'ordre de mc^2 sont en jeu. Lorsque la vérification expérimentale de ces formules pourra être rendue suffisamment précise, on y trouvera un contrôle de l'exactitude de nos hypothèses sur le champ produit par la distribution des électrons d'énergie négative.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. DIRAC.

M. PEIERLS. — J'ai traité le problème de la polarisation du vide produite par un champ magnétique, d'une manière qui diffère de celle de Dirac. Comme dans la théorie des lacunes il s'agit de calculer la différence entre deux intégrales infinies et divergentes, la question qui se pose est la suivante : comment établir une correspondance entre les états des électrons de masse négative en dehors du champ et dans le champ ? J'ai fait correspondre les états pour lesquels les valeurs des impulsions linéaires étaient les mêmes dans les deux cas.

Mon résultat diffère de celui de Dirac, mais comme mon choix n'est pas invariant du point de vue relativiste, je ne veux pas lui attribuer de signification physique. Une correspondance précise ne s'impose que dans le cas d'un champ électrique constant (comparaison d'états dont l'énergie est la même).

On se tirerait d'affaire s'il y avait moyen d'opérer d'une façon bien définie avec des fonctions d'ondes, qui dépendent des coordonnées des lacunes, c'est-à-dire des positrons ; malheureusement la théorie actuelle ne nous permet pas de suivre cette idée.

M. PAULI. — La théorie des lacunes m'a toujours paru très intéressante, à cause du rôle essentiel qu'y joue le principe d'exclusion. Tandis que ce principe n'était autrefois qu'une règle isolée, dont la validité était indépendante de celle des autres bases de la théorie des quanta, la théorie des lacunes, introduite par Dirac pour échapper à la difficulté des masses négatives, aurait été impossible si l'on n'avait pas voulu exclure toute fonction d'ondes qui n'est pas antisymétrique. Toutefois, l'aspect général de la théorie n'est pas satisfaisant, par suite de la manière dont elle est obligée de se servir de la conception de l'infini. Les communications de MM. Dirac et Peierls montrent que cette difficulté trouve son expression dans le fait qu'ils ont à calculer la différence entre deux intégrales divergentes.

Je signale encore la difficulté suivante : Le vide, selon la théorie

de M. Dirac, possède une énergie propre infinie, même si l'on se décide à supprimer les termes qui proviennent des énergies négatives très grandes. On peut espérer que la théorie sera modifiée de façon qu'on puisse parler sans ambiguïté de l'énergie propre d'une lacune; pour le moment la question n'est pas résolue, et la manière même dont les problèmes de la polarisation et de l'énergie propre du vide se posent me paraît peu satisfaisante.

Quant à la distribution de la densité de charge autour d'un électron dont parle M. Dirac, je pense que son influence sur l'énergie de la couche des électrons K dans un atome nous permet de faire une autre vérification expérimentale. La difficulté, c'est que la grandeur théorique de l'effet d'écran dans ces couches n'est pas connue avec une grande précision.

M. DIRAC répond qu'il n'a pas fait de calculs sur la grandeur de cet effet.

M. BOHR. — Je me demande si, en somme, une vérification expérimentale de ces conséquences de la théorie des lacunes doit être regardée comme possible ou non.

Comme je l'exposerai en détail au cours des remarques générales que j'aurai à faire, la théorie de Dirac tout entière a un caractère essentiellement approximatif, et, dans le domaine dont il est question ici, il faut s'attendre à ce que des effets petits vis-à-vis de $\frac{e^2}{hc}$ n'aient aucune signification bien définie.

Ici se pose encore la question de la validité de la loi de Klein-Nishina. Contrairement à l'opinion que j'ai émise au Congrès de Rome en 1931, je crois maintenant qu'elle cesse d'être valable dans la région où la longueur d'onde du photon devient du même ordre de grandeur que le rayon de l'électron ($h\nu$ à peu près égal à $137 mc^2$); en effet, au cours d'une discussion avec M. Landau, je me suis aperçu d'une erreur dans l'argument basé sur la considération de l'effet Compton dans un système de référence où le centre de gravité de l'électron et du photon est au repos, et où la longueur d'onde du photon incident est sensiblement plus grande que dans le système de référence habituel; car dans tout système de référence, c'est dans la région indiquée que les forces de radiation deviennent du même ordre que les forces d'inertie.

Or M. Dirac a dit qu'il prévoit, pour les petites longueurs d'onde, un écart à la formule de Klein-Nishina, dû à ce que la polarisation du vide ne suit plus les oscillations rapides des forces électromagnétiques. N'est-il pas possible que cet écart échappe à une vérification quantitative, en raison de la restriction générale dont je viens de parler ?

M. DIRAC. — Je n'ai pas fait encore les calculs nécessaires; d'après moi les anomalies commencent déjà quand la longueur d'onde du photon devient de l'ordre de $\frac{\hbar}{mc}$ environ. La longueur d'onde critique dont parle M. Bohr est plus petite par un facteur 137.

M. PAULI. — Comme la grandeur des écarts pour la longueur d'onde $\frac{\hbar}{mc}$ que prévoit M. Dirac n'est que de l'ordre de $\frac{1}{137}$, l'argument de M. Bohr pourrait garder sa valeur.

M. PAULI demande des renseignements sur la formule théorique qui règle la production d'un électron et d'un positron par un photon dans le champ coulombien d'un noyau. Dans quelle région une telle formule peut-elle être considérée comme valable ?

M. HEISENBERG. — La formule en question implique des approximations telles qu'elle ne sera valable que pour un $h\nu$ de l'ordre de mc^2 ; d'autre part, il faut s'attendre à ce qu'elle perde sa validité quand $h\nu$ devient de l'ordre de $137 mc^2$. Quant à sa forme précise, MM. Oppenheimer et Plesset donnent pour la section efficace :

$$(1) \quad \sigma = \frac{e^2}{hc} \left(\frac{Ze^2}{mc^2} \right)^2.$$

M. Sauter trouve que ces auteurs ont commis des erreurs de calcul, et que la vraie formule serait :

$$(2) \quad \sigma = 2 \frac{e^2}{hc} \left(\frac{Ze^2}{mc^2} \right)^2 \log \frac{h\nu}{mc^2}.$$

Il importe de remarquer que cette formule est presque identique à celle que M. Heitler a trouvée pour la section efficace qui règle la perte d'énergie par radiation, que subit un électron

qui pénètre dans le champ coulombien d'un noyau, savoir :

$$(3) \quad \sigma = \frac{3}{4} \frac{e^2}{hc} \left(\frac{Ze^2}{mc^2} \right) \log \frac{E}{mc^2},$$

où E est l'énergie de l'électron incident. Cette dernière formule conduit à un pouvoir pénétrant dans la matière qui est franchement trop petit.

Or, on a remarqué que le terme logarithmique dans (3) provient de ce que les radiations émises par un électron qui passe à une distance assez grande du noyau ne cessent pas de contribuer à l'effet total. Mais, à ces distances, le champ du noyau est à vrai dire compensé par les électrons de l'atome. M. Landau a cherché à évaluer l'effet en tenant compte de cette circonstance; il trouve la formule

$$(4) \quad \sigma \cong \frac{e^2}{hc} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 Z^{\frac{5}{3}} \log \frac{hc}{e^2 Z^{\frac{2}{3}}},$$

qui nous apprend que le pouvoir pénétrant ne dépend pas de l'énergie de l'électron. (Ici M. PEIERLS remarque que les considérations pseudo-classiques dont s'est servi M. Landau sont assez peu sûres.)

L'analogie entre (2) et (3) me fait penser que la formule (2) est également erronée et qu'on devra la remplacer par une formule du type (4). Si l'on admet la validité de (4) on conclut que ni les photons, ni les électrons ne pourront jamais pénétrer plus loin qu'une dizaine de centimètres dans le plomb.

M. N. BOHR. — *Sur la méthode de correspondance dans la théorie de l'électron* (1). — La merveilleuse confirmation apportée à la théorie de l'électron de Dirac par la découverte du positron a éclairé d'un jour nouveau les paradoxes qui avaient semblé un moment limiter d'une manière décisive l'application de la méthode de correspondance dans la mécanique quantique relativiste.

Le point de départ de cette méthode est la théorie classique de l'électron, qui constitue une application directe de la méca-

(1) Exposé, sous forme remaniée, des remarques générales présentées par l'auteur lors de la discussion.

nique et de l'électrodynamique classiques à des systèmes de points matériels chargés. On sait toutefois qu'une telle idéalisation n'est applicable que pour autant qu'on puisse faire abstraction de toute variation des forces agissant sur chaque particule à l'intérieur de domaines spatio-temporels dont les dimensions sont données, dans un système où l'électron est en repos instantané, par le « diamètre de l'électron »

$$\delta = \frac{e^2}{mc^2},$$

et par l'intervalle de temps propre correspondant

$$\tau = \frac{\delta}{c} = \frac{e^2}{mc^3}.$$

Je rappellerai notamment que ces conditions sont nécessaires pour que la réaction de rayonnement due à l'accélération de l'électron soit suffisamment petite par rapport aux forces extérieures agissant sur lui, de telle sorte qu'on puisse faire un usage univoque du concept de masse. Le fait que δ et τ sont très petits par rapport au domaine où l'électron est lié, même dans les atomes les plus lourds, est également essentiel pour permettre une application étendue des concepts classiques dans la théorie quantique de la constitution des atomes et des spectres. La petitesse du couplage entre atome et rayonnement par rapport au couplage entre les particules de l'atome permet notamment de négliger complètement, en première approximation, la réaction de rayonnement. Toutes ces circonstances sont, comme on sait, conditionnées exclusivement par la petitesse de la quantité sans dimension

$$\varepsilon = \frac{e^2}{hc},$$

qui est la condition fondamentale permettant l'interprétation nouvelle de la théorie classique de l'électron par le principe de correspondance.

Les paradoxes imprévus, concernant l'intervention d'énergies négatives et d'un couplage infini entre un électron et son propre champ, qu'ont fait apparaître les essais d'édification d'une mécanique quantique relativiste et d'une électrodynamique quan-

tique générale, ont conduit cependant à soupçonner que l'applicabilité des concepts spatio-temporels ainsi que du concept de champ dans la méthode de correspondance devait être soumise à des limitations plus restrictives que dans la théorie classique de l'électron. C'est ainsi que Landau et Peierls, en étudiant la possibilité de localiser un électron à l'aide de la diffusion de faisceaux de rayonnement, sont arrivés, comme on sait, à la conclusion que la longueur

$$\lambda = \frac{h}{mc},$$

rencontrée dans la théorie de l'effet Compton, et le temps correspondant

$$\theta = \frac{h}{mc^2}$$

désigné déjà précédemment par Richardson et Flint comme l'intervalle ultime de temps propre, devaient représenter, dans un système, où l'électron est approximativement au repos, des limites absolues pour tout usage rationnel des concepts spatio-temporels dans la théorie de l'électron. En outre, les mêmes auteurs ont conclu de l'étude de la mesurabilité des grandeurs caractéristiques de champ que le concept classique de champ ne pouvait aucunement être employé dans des problèmes où le quantum d'action joue un rôle essentiel. Ceci voudrait évidemment dire que tous les essais faits jusqu'ici pour obtenir une extension quantique strictement relativiste de la théorie de l'électron ainsi que de la théorie des champs renferment de telles contradictions qu'on ne pourrait leur attribuer aucune signification physique. Comme nous le verrons, ces conclusions ne peuvent toutefois pas être maintenues, et je chercherai notamment à montrer que la situation est essentiellement différente dans le domaine de la théorie de l'électron et dans celui de la théorie des champs.

Pour ce qui concerne la théorie de l'électron, il est vrai qu'on ne peut pas effectuer de mesures spatio-temporelles dans des intervalles plus petits que λ et θ d'une manière aussi simple qu'on le suppose dans la déduction habituelle des relations d'incertitude de Heisenberg. A ce sujet, il ne faut cependant

pas oublier que, conformément au caractère complémentaire de la description des phénomènes quantiques, la question de l'interprétation des mesures se pose d'une manière essentiellement différente, suivant que le but de la mesure est de fixer les conditions initiales du problème considéré, ou bien qu'il s'agit de vérifier les conséquences essentiellement statistiques de la théorie pour un problème dont les conditions initiales sont données. Dans le premier cas, nous ne rencontrons évidemment aucune restriction de principe dans la mécanique quantique relativiste, comme cela résulte déjà de la forme invariante des relations d'incertitude. Après une mesure ayant pour but une localisation spatio-temporelle plus exacte que λ et θ , il ne peut non plus être question, en raison de l'indétermination complémentaire de l'impulsion, de la connaissance d'un système de référence où l'électron a une vitesse petite par rapport à c . Dans l'autre cas, où le but des mesures est de vérifier des conséquences statistiques de la théorie, on ne peut aucunement exiger que chaque mesure ait une interprétation univoque, mais seulement qu'il soit possible de montrer à l'aide de mesures répétées un nombre suffisant de fois, dans les mêmes conditions initiales du problème, l'exactitude de toutes les propriétés bien définies de sa solution, comme par exemple la dépendance spatio-temporelle de la densité caractéristique du symbolisme de la mécanique quantique. C'est ainsi que dans des problèmes tels que ceux qu'ont envisagés Landau et Peierls, et dans lesquels intervient un système de référence où l'électron est approximativement au repos, on ne peut sans doute pas interpréter l'observation d'un seul effet Compton comme une mesure, d'exactitude supérieure à λ , de la position qu'occupait l'électron avant l'observation; mais une telle interprétation ne correspondrait pas non plus à la vérification d'aucune prédiction bien définie de la théorie. Par contre, en effectuant un nombre suffisamment grand de mesures de la diffusion de faisceaux de rayonnement suffisamment variés dans l'espace et dans le temps, on peut en principe vérifier toutes les propriétés bien définies de la densité, pour des systèmes comme ceux que nous considérons, où toutes les dimensions qui interviennent explicitement dans l'énoncé du problème sont grandes par rapport à λ et θ , et où les modifications relativistes n'entraînent que

des écarts relativement faibles à partir des formules non relativistes.

Dès que nous passons à des problèmes dans lesquels interviennent explicitement des grandeurs d'espace-temps égales ou inférieures à λ et θ , et que, par suite, nous sortons tout à fait du domaine où le formalisme non relativiste est approximativement exact, nous devons tenir compte, pour tous les dispositifs de mesure éventuels, de la création de couples de positrons et d'électrons, ce qui entraînerait naturellement dans l'interprétation de telles mesures de grandes complications pour ce qui concerne non seulement les réactions des instruments de mesure sur l'objet, mais également la constitution même des instruments de mesure. Étant donné que λ et θ représentent les dimensions minima des domaines à l'intérieur desquels l'électron dans un champ de forces quelconque peut se trouver dans des états stationnaires, ainsi que les valeurs minima des périodes des photons qui peuvent être émis lors des transitions entre ces états, il ne peut tout d'abord être question d'utiliser comme instruments de mesure des corps solides édifiés, comme les substances ordinaires, au moyen d'électrons; de plus, d'après la théorie de Dirac, tout dispositif capable d'agir sur des électrons dans des domaines inférieurs à λ et θ provoquera une création incessante de couples d'électrons et de positrons, qui, non seulement apporteront une perturbation aux mesures, mais rendront même impossible l'existence permanente du dispositif. A ce propos, il faut toutefois observer que dans toutes les questions de mesures proprement relativistes, où nous avons affaire essentiellement à des valeurs moyennes des grandeurs physiques dans des domaines finis tant spatiaux que temporels, nous n'avons nullement besoin d'instruments de mesure rigoureusement stationnaires, mais seulement de dispositifs dont la durée est suffisamment grande par rapport aux intervalles de temps intervenant dans la mesure. Or, même des dispositifs de mesure dont les dimensions linéaires sont du même ordre de grandeur que λ ont certainement, au moins en principe, une vie moyenne qui, à cause précisément de la petitesse de la quantité ε , est beaucoup plus longue que θ ; c'est ce que montre par exemple la finesse considérable des rayons X caractéristiques même les plus pénétrants. La proba-

bilité de création de couples de positrons et d'électrons sous l'influence de champs de forces, qui provoque entre autres cette curieuse polarisation du vide qui est une conséquence si intéressante de la théorie de Dirac, est justement aussi, comme nous l'avons vu, proportionnelle à ε et n'est par suite, tant que les dimensions critiques sont grandes par rapport à δ et τ , que d'une importance relativement secondaire pour la réaction entre instrument et objet qui détermine l'exactitude des mesures.

Lorsque l'on considère que la formule déduite par Klein et Nishina de la théorie de Dirac pour la dispersion du rayonnement par les électrons a été assez bien vérifiée pour des rayons γ de longueurs d'onde considérablement moindres que λ , et que les conclusions de la théorie concernant l'apparition des positrons ont été confirmées au moins qualitativement, il n'y a vraiment pas lieu de douter qu'une étude suffisamment approfondie du problème des mesures dans la théorie relativiste de l'électron ne révèle entre les possibilités de mesures et les axiomes et conséquences de la théorie une harmonie qui soit aussi parfaite que celle qui pour l'idéalisation de la mécanique quantique non relativiste est exprimée par le principe d'indétermination, et qui puisse tout aussi naturellement être englobée dans le concept général de complémentarité. Il me semble par conséquent que du point de vue de la méthode de correspondance, il est permis de considérer la théorie de Dirac comme une application logique des concepts fondamentaux de la théorie classique de l'électron, dont les limites ultimes sont données par les quantités δ et τ , et dont on peut attendre une bonne approximation dans la solution de problèmes dont les dimensions caractéristiques sont sensiblement inférieures à λ et θ .

Cette attitude ne signifie nullement que je sous-estime la remarquable différence qui existe entre la théorie classique de l'électron et la théorie de Dirac, et que révèlent les effets de spin et surtout l'apparition de positrons; je veux simplement dire qu'après la découverte de Dirac tous ces phénomènes nous apparaissent comme des conséquences nécessaires des propriétés élémentaires de l'électron et de l'existence du quantum d'action. A ce propos, il est intéressant de se rappeler qu'il y a une grande différence entre les effets de spin et le phénomène du positron

au point de vue de leur interprétation univoque à l'aide de concepts classiques. Tandis que les concepts de moment cinétique et de moment magnétique propres de l'électron et du positron, de même que le principe d'exclusion de Pauli, font partie intégrante du formalisme de la mécanique quantique et ne sont susceptibles d'aucune définition classique, la charge et la masse du positron peuvent être mesurées d'une manière purement classique, comme les propriétés correspondantes de l'électron. C'est justement cette circonstance qui rend possible, comme l'a surtout signalé Pauli, une présentation entièrement symétrique de la théorie des lacunes, dans laquelle électrons et positrons sont traités dès le début comme des éléments également essentiels des définitions classiques qui sont à la base de la théorie.

Jusqu'ici nous avons complètement négligé les paradoxes relatifs au couplage entre l'électron et son propre champ, auxquels conduit le formalisme de l'électrodynamique quantique, et qui sont en flagrante contradiction non seulement avec le postulat de l'existence d'états stationnaires, fondamental pour la théorie de la constitution des atomes et des spectres, mais même avec les expériences qui sont à la base de la théorie classique de l'électron. Par conséquent, il est clair que ces paradoxes ne touchent pas à proprement parler la théorie de correspondance de l'électron; celle-ci étant, comme je l'ai déjà dit, un procédé approximatif pour traiter les problèmes de rayonnement, qui repose sur l'hypothèse que l'on peut en première approximation négliger complètement la réaction de rayonnement dans le calcul des états stationnaires des atomes, de la même manière que dans tous les problèmes de la théorie classique de l'électron dans lesquels interviennent des dimensions caractéristiques spatio-temporelles grandes par rapport à δ et τ . La justification théorique de cette hypothèse, dont la validité est confirmée par toutes les expériences, doit être cherchée exclusivement, comme je l'ai dit souvent, dans la petitesse effective de la constante ε . Une toute autre question est de savoir comment il faut procéder d'une manière logique pour obtenir non seulement des valeurs approchées des fréquences des raies spectrales, mais aussi les écarts à partir de ces fréquences, qui déterminent la largeur naturelle des raies, et qui sont très importants pour les détails des phénomènes de dispersion optique.

A mon avis, ce problème très discuté ne présente aucune difficulté de principe, puisque la détermination, effectuée déjà dans la première approximation à l'aide de la méthode de correspondance, de la probabilité d'émission d'un photon lors de la transition d'un état stationnaire à un autre suffit entièrement à déterminer aussi la largeur de la raie à l'approximation même où ce problème est défini. En effet, il me semble possible et naturel de regarder toute la question de la largeur des raies comme une partie intégrante de la manière simple de traiter les problèmes de dispersion, basée sur le principe de correspondance. Comme on sait, la forme des lignes déduite de la théorie classique de la dispersion à partir de l'amortissement des vibrations par rayonnement correspond à une loi de répartition pour les valeurs de l'énergie d'un état stationnaire, qui a justement la propriété de fournir pour la différence entre des couples de valeurs quelconques des énergies de deux états distincts une loi de répartition du même type, avec la seule différence que la largeur de la raie considérée est la somme des largeurs correspondant aux deux lois de répartition. Ce procédé, comme d'ailleurs toute la théorie de la dispersion dont il est question ici, ne se justifie que par la petitesse extrême des probabilités des transitions de rayonnement, qui permet de considérer ces probabilités comme des quantités additives indépendantes, en harmonie avec le principe général de superposition de la théorie classique du rayonnement. Il est vrai que le symbolisme non commutatif introduit par Dirac pour décrire les champs de rayonnement a été très utile dans l'étude du problème de la largeur des raies, mais en raison des paradoxes qu'entraîne l'application rigoureuse de ce symbolisme, on ne peut, pour les problèmes proprement atomiques, le considérer que comme un artifice permettant de condenser d'une manière commode des raisonnements de correspondance essentiellement approximatifs.

Si l'on adopte ce point de vue, la seule question qui se pose est d'examiner en quel point précis l'électrodynamique quantique générale édiflée à partir du symbolisme de Dirac dépasse le domaine d'application légitime de la méthode de correspondance. Comme je l'ai dit, Landau et Peierls ont essayé de répondre à cette question en disant que le concept de champ n'est susceptible d'aucune application logique dans le domaine où la théorie

quantique joue un rôle essentiel; en effet, ils ont cru pouvoir montrer qu'aucune mesure de grandeur de champ n'est possible dans ce domaine. Toutefois dans leurs raisonnements ils ont utilisé exclusivement comme corps d'épreuve des points matériels chargés, dont l'emploi apparaît de prime abord comme particulièrement désavantageux. En effet, la condition, nécessaire pour les mesures, que l'interaction entre le corps d'épreuve et le champ soit suffisamment grande par rapport à l'interaction incontrôlable entre ce corps et les instruments de mesure nécessaires pour établir sa coordination spatio-temporelle, exige que la charge du corps d'épreuve soit grande par rapport à \sqrt{hc} , et donne par suite lieu pour une charge ponctuelle, contrairement à ce qui se passe dans la théorie de correspondance de l'électron basée sur la petitesse de la constante ε , à une réaction de rayonnement qui perturbe d'une manière essentielle et incontrôlable le comportement mécanique du corps d'épreuve.

Mais un examen plus approfondi montre que des corps d'épreuve ponctuels ne conviennent aucunement à des mesures de champs dans le domaine de l'électrodynamique quantique. L'idéalisation des composantes de champ définies en chaque point de l'espace-temps, qui est caractéristique de la théorie de l'électrodynamique classique, n'est en effet pas applicable dans la théorie quantique, où l'on a essentiellement affaire aux valeurs moyennes des grandeurs de champs dans des domaines spatio-temporels finis. Pour mesurer de telles valeurs moyennes, on ne peut naturellement utiliser que des corps d'épreuve d'étendue finie et dont la charge est répartie d'une manière continue. Bien que ceci implique que dans toutes ces mesures il faille faire abstraction de la constitution atomique des corps d'épreuve, il n'en résulte aucune restriction essentielle pour la vérification des conséquences de la théorie quantique des champs, puisque celle-ci ne renferme pas d'autres constantes universelles que c et h , qui à elles seules ne suffisent pas à fixer de dimensions spatio-temporelles absolues. Aussi bien, dans un travail ⁽¹⁾ qui paraîtra bientôt, Rosenfeld et moi avons pu montrer que pour autant qu'on puisse faire abstraction de la constitution atomique des instruments de mesure,

(1) N. BOHR et L. ROSENFELD, *Acad. Copenhagen, Math. Phys. Com.*, t. XII, 1933, p. 8.

on obtenait effectivement une concordance complète entre les possibilités de mesure des grandeurs de champ électromagnétiques et les axiomes et conséquences de la théorie quantique du rayonnement. On constate en particulier que ces curieuses fluctuations des grandeurs de champ dans le vide, qui sont une conséquence caractéristique de cette théorie, et dans lesquelles on avait cru voir un argument en faveur des conclusions de Landau et Peierls, constituent un élément essentiel pour la non-contradiction du mode de description complémentaire, parce qu'elles sont essentiellement inséparables des champs incontrôlables qu'engendre fatalement l'utilisation des corps d'épreuve chargés.

Je pense que les considérations précédentes font apparaître assez clairement la nature de l'opposition, à première vue si surprenante, entre la théorie de correspondance des électrons et le formalisme de l'électrodynamique quantique. De même que la théorie classique de l'électron est une idéalisation permettant, en dehors de la limitation symbolisée par δ et τ , de traiter les phénomènes atomiques dans la description tant mécanique qu'électromagnétique desquels n'entrent que des quantités d'action grandes par rapport à h , de même l'électrodynamique quantique est une idéalisation qui trouve un domaine d'application légitime dans la description de l'interaction entre des champs électromagnétiques et des corps matériels dont les charges sont grandes par rapport à \sqrt{hc} et dont les dimensions linéaires sont par suite grandes par rapport à $\frac{h}{Mc}$, où M est la masse du corps. De son côté, la théorie de correspondance de l'électron est une méthode d'approximation qui n'est rendue possible que par la petitesse effective de la constante ε , et qui s'applique aux nombreux problèmes atomiques tombant en dehors des domaines d'application des deux idéalizations précédentes. L'usage apparemment illogique du concept de champ, caractéristique de cette méthode, est basé exclusivement sur le fait que, d'après la nature même de la méthode, le champ électromagnétique n'est jamais traité en lui-même comme un objet indépendant des particules auxquelles on applique la théorie quantique. C'est ainsi que les champs définissant l'interaction entre les particules des atomes sont traités exclusivement comme

un attribut de ces particules susceptible d'une définition classique, tandis que les effets de rayonnement des atomes sont traités comme une conséquence de la description quantique de cette interaction. Le fait que cette manière de traiter les effets de rayonnement est compatible tant avec le principe général de superposition de l'optique qu'avec la conservation de l'énergie et de l'impulsion dans les processus individuels de rayonnement, symbolisée par le concept de photon, nous assure en outre que nous ne rencontrerons jamais aucune contradiction avec les conséquences bien définies de l'électrodynamique quantique, pas plus que nous n'en trouverons, d'après la nature même de la méthode de correspondance, avec les applications légitimes de la théorie classique de l'électron.

Je voudrais encore ajouter quelques mots sur la relation entre la théorie de correspondance de l'électron et le problème de la constitution des noyaux. Dans ce domaine un tout nouveau caractère de la théorie atomique nous est offert par l'existence du neutron dont la stabilité est, du point de vue actuel de la théorie atomique, un fait tout aussi élémentaire que l'existence de l'électron. En particulier le rapport $\mu = \frac{m}{M}$ entre la masse m de l'électron et la masse M du neutron est une constante naturelle, dont la petitesse vis-à-vis de l'unité est certainement aussi importante pour la constitution des noyaux que la petitesse de la constante ϵ l'est pour la constitution des configurations électroniques entourant les noyaux. Ce sont, en effet, avant tout les masses relativement grandes des particules nucléaires qui permettent d'expliquer les lois des désintégrations radioactives α et les relations entre les niveaux d'énergie que ces désintégrations permettent d'observer et les spectres de rayons γ , en utilisant les concepts fondamentaux de la théorie quantique de la constitution des atomes, tels que ceux d'états stationnaires et de processus individuels de transition. La seule différence caractéristique entre le problème de la constitution des noyaux et la théorie de la constitution des atomes est que dans le premier cas, par opposition au dernier, nous ne pouvons *a priori* tirer des lois de l'électromagnétisme classique aucun renseignement sûr au sujet des forces agissant entre les parti-

cules nucléaires, mais que toutes nos déductions concernant ces forces reposent sur un ensemble d'expériences entièrement nouvelles.

Je désirerais notamment insister sur le fait qu'il n'est nullement possible d'appliquer immédiatement les concepts de la théorie de l'électron dans le domaine propre des phénomènes nucléaires. Que l'on regarde le proton comme formé d'un neutron et d'un positron, ce qui d'après les dernières expériences paraît bien être l'hypothèse la plus naturelle, ou bien qu'on le regarde comme le produit d'une dissociation de neutron accompagnée de la libération d'un électron il s'agit là de processus qui ne peuvent pas être décrits par les moyens actuels, et dont la possibilité doit être cherchée dans le fait que les dimensions empiriquement connues du neutron sont du même ordre de grandeur que le diamètre de l'électron δ , lequel exprime la limite à partir de laquelle les concepts de la théorie classique de l'électron et leur utilisation d'après la méthode de correspondance nous font complètement défaut. A ce sujet on peut aussi remarquer que l'intéressante découverte de Stern, d'après laquelle le moment magnétique du proton s'écarte très sensiblement de la valeur du magnéton multipliée par μ , doit sans doute également trouver son explication dans le fait que le diamètre du neutron, et par suite celui du proton, est sensiblement supérieur à $\mu\lambda$; en effet, comme je l'ai déjà dit, l'application de la théorie de l'électron de Dirac à des effets proprement relativistes présuppose justement que λ soit grand vis-à-vis du diamètre de l'électron δ .

En terminant, je voudrais faire remarquer que si j'ai défendu la nécessité d'envisager sérieusement l'idée que les théorèmes de conservation d'énergie et d'impulsion pourraient bien nous faire défaut dans le cas des spectres continus de rayons β , mon intention était surtout d'insister sur l'insuffisance totale des conceptions classiques pour traiter ce problème, qui pourrait nous réserver encore de grandes surprises. J'apprécie pleinement le poids de l'argument d'après lequel une telle éventualité serait difficilement conciliable avec la théorie de la relativité, et formerait en particulier un contraste peu vraisemblable avec la validité absolue, s'étendant également au domaine des phénomènes nucléaires, du théorème de la conservation de l'électricité, qui

est analogue aux autres d'après la théorie générale des champs. A ce propos, il faut toutefois remarquer que cette comparaison même indique combien il serait difficile de démontrer un écart direct à partir de la théorie de la relativité, même si la masse et l'énergie totales associées aux particules et aux champs de rayonnement ne se conservait pas dans les processus nucléaires. De même que la conservation de l'électricité à l'intérieur d'un domaine dont la surface n'est pas traversée par des charges est, tout au moins au point de vue macroscopique, une conséquence nécessaire de la validité des équations du champ électromagnétique à l'extérieur de cette surface, de même, comme l'a fait remarquer Landau, il découle nécessairement de la théorie de la gravitation qu'une variation éventuelle d'énergie à l'intérieur d'un certain domaine sera accompagnée de variations des forces de gravitation à l'extérieur de ce domaine qui correspondront exactement à un transport de masse à travers la surface. Mais la question qui se pose est de savoir si nous devons nécessairement exiger que toutes ces actions de gravitation soient liées à des particules atomiques, de la même manière que les quantités d'électricité sont liées à des électrons. Avant que l'on ait de nouvelles expériences dans ce domaine, il me paraît par conséquent difficile de prendre position au sujet de l'intéressante suggestion de Pauli, qui propose d'expliquer les paradoxes de l'émission des rayons β en admettant que les noyaux émettent en même temps que les électrons des particules neutres, très légères par rapport aux neutrons. En tout cas l'existence éventuelle de ce « neutrino » représenterait un élément entièrement nouveau de la théorie atomique, de l'intervention duquel dans les réactions nucléaires la méthode de correspondance ne nous offre aucun moyen suffisant de description.

M. DE DONDER. — *Sur la théorie du positron.* — Étant donnée l'importance des énergies cinétiques *négatives* des électrons dans la mécanique ondulatoire ainsi que dans l'interprétation physique des positrons due à M. Dirac, il m'a paru intéressant de rechercher la signification relativiste de ces énergies négatives.

Dans un champ gravifique quelconque, le mouvement d'un électron (ponctuel) de masse m (au repos) et de charge e est régi

par les équations canoniques (1) :

$$\frac{dx^i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x^i} \quad (i = 1, 2, 3).$$

On a

$$p_x = c^2 m \cdot u_x + e \cdot \Phi_x,$$

où

$$p_x = c^2 m \frac{dt}{ds} \sum_{\beta} g_{x\beta} \frac{dx^\beta}{dt} + e \Phi_x \quad (\alpha = 1, 2, 3, 4).$$

On a, d'autre part,

$$\Pi = -p_4.$$

Rappelons que $t = x^4$.

Adoptons des coordonnées x^1, x^2, x^3, x^4 de manière qu'on ait (comme en Relativité restreinte) $g_{41} \equiv g_{42} \equiv g_{43} \equiv 0, g_{44} \equiv c^2$; alors, on aura

$$p_4 = c^2 m \frac{dt}{ds} c^2 + e \Phi_4.$$

Posons (2)

$$W = \frac{p_4 - e \Phi_4}{c};$$

d'où

$$W = c^2 m \frac{dt}{\left(\frac{ds}{c}\right)}.$$

Remarquons que (3)

$$\bar{m} \equiv m \frac{dt}{\left(\frac{ds}{c}\right)}$$

représente la masse (variable) de l'électron en mouvement. On pourrait désigner cette masse m sous le nom de *masse cinétique*.

(1) Nous avons obtenu ces équations dans notre *Gravifique einsteinienne* (*Annales de l'Observatoire Royal de Belgique*, juin 1931) [voir spéc. équations (356) à (362')].

(2) Dans un champ de Minkowski, ce W est identique à celui utilisé par M. Dirac dans son rapport et désigné par lui sous le nom *énergie cinétique de l'électron*. Pour s'en assurer il suffira de se reporter à notre équation (362), *loc. cit.*

(3) Voir la formule (100) de notre *Théorie des champs gravifiques* (*Mémorial des Sciences mathématiques*, fasc. XIV, Paris, 1926).

On aura donc

$$W = c^2 \bar{m}.$$

Donc, si dans

$$ds = \pm \sqrt{\sum_i \sum_j g_{ij} dx^i dx^j - c^2 dt^2} \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

on prend le signe $+$, et si nous supposons toujours que

$$dt > 0,$$

on voit que la masse \bar{m} de l'électron en mouvement sera positive et il en sera de même de l'énergie cinétique ⁽¹⁾.

Par contre, si nous adoptons le signe $-$ devant le radical fournissant la valeur de ds , nous obtiendrons des électrons à masse \bar{m} et à énergie cinétique W *négatives* (nous considérons ici, avec Dirac, *la même masse positive, m au repos*).

En résumé, les masses et énergies cinétiques *négatives* de l'électron se déduisent du fait que

$$ds < 0.$$

Autrement dit, le spectateur einsteinien placé sur les électrons à énergie cinétique *négative* (de Dirac) verra le temps propre $\frac{s}{c}$ s'écouler en *sens inverse* du temps ordinaire t ; ces électrons ⁽²⁾ constituent ainsi « une machine à remonter le temps (propre !) »; malheureusement elle sera inutilisable; en effet, M. Dirac ajoute : « La distribution ainsi obtenue n'est pas accessible à notre observation à cause de son uniformité dans toute l'étendue de l'espace. »

⁽¹⁾ Rappelons que cette énergie cinétique comprend aussi l'énergie mc^2 localisée dans l'électron *au repos*.

⁽²⁾ Voir la phrase suivante de M. Dirac : « Admettons que dans le monde tel que nous le connaissons, presque tous les états d'énergie négative sont occupés par des électrons. »

L'ORIGINE DES RAYONS γ

ET

LES NIVEAUX D'ÉNERGIE NUCLÉAIRES

PAR G. GAMOW.

§ 1. INTRODUCTION. — On admet généralement que deux sortes de particules, les protons et les électrons, entrent dans la constitution des noyaux atomiques et, qu'en outre, ces protons et

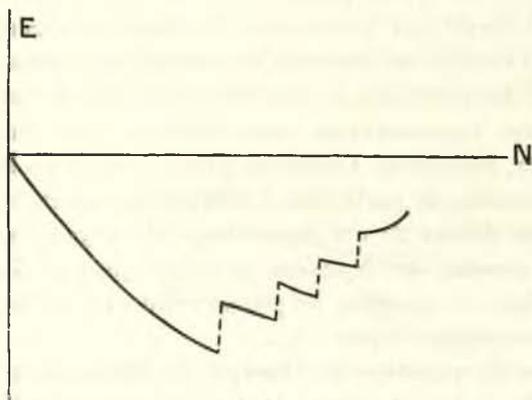


Fig. 1.

électrons nucléaires peuvent s'associer pour former des groupes stables, tels que les particules α , qui représentent des constituants complexes du noyau. L'énergie totale de liaison du noyau (défaut de masse $\times c^2$) comprendrait ainsi deux parties : les énergies internes de ces unités nucléaires complexes d'une part et leur énergie de liaison d'autre part. On doit s'attendre à ce que cette

seconde partie varie de manière continue d'un élément au suivant, et cela peut nous permettre de choisir entre diverses hypothèses concernant la structure du noyau. Si, par exemple, nous admettons qu'il se forme dans le noyau le nombre maximum possible de particules α , hypothèse qui fut en faveur pendant les premières années du développement des théories nucléaires, la courbe représentant en fonction de la masse atomique N l'énergie de liaison entre ces particules α et les protons ou électrons résiduels (*fig. 1*) présente en certains points des discontinuités imprévues.

Pour éviter cette difficulté, nous devons renoncer à notre hypothèse primitive et admettre que, dans certains cas, de nouvelles particules α ne se forment pas, bien que les nombres nécessaires de protons et d'électrons soient présents.

Cette idée est également d'accord avec le résultat des recherches concernant le spin nucléaire. Il semble cependant que nous ne puissions obtenir une solution complète du problème sans introduire comme constituants complexes importants des noyaux atomiques les particules récemment découvertes, les neutrons. Si nous admettons qu'en premier lieu, le nombre maximum de neutrons est formé par association de chaque électron avec un proton et qu'ensuite ces neutrons s'unissent aux protons restants pour former des particules α , nous obtenons pour la constitution du noyau une représentation assez différente de l'ancienne et, en particulier, dépourvue d'électrons libres, avec, dans les noyaux lourds, un nombre de particules α inférieur au quart de la masse atomique; en dehors de ces particules α , le noyau contiendrait un certain nombre de neutrons, croissant jusqu'à 55 avec la masse atomique et, en outre, un proton résiduel pour les éléments de nombre atomique impair.

La courbe de variation de l'énergie de liaison avec la masse atomique (*fig. 2*) devient, dans cette hypothèse, tout à fait continue et ne commence à se relever que dans la région des éléments radioactifs.

Sans entrer dans des détails que l'on trouvera dans le rapport de M. Heisenberg, nous allons examiner les caractères généraux d'assemblages de particules tels que nous venons de les admettre dans la formation d'un noyau atomique. Nous avons affaire, en général, à un nombre relativement grand de particules ayant

toutes des masses du même ordre de grandeur et agissant les unes sur les autres avec des forces attractives qui diminuent très rapidement quand la distance augmente (les forces de Coulomb qui existent lorsque les particules sont électrisées peuvent être négli-

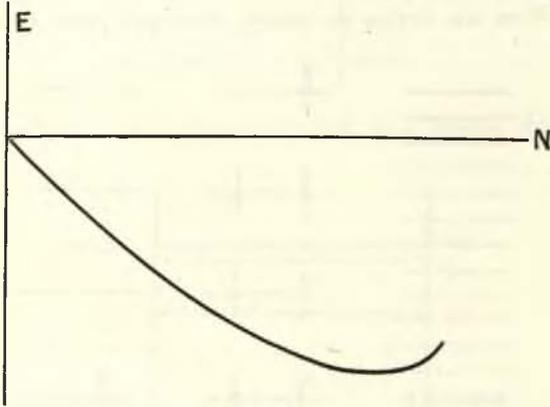


Fig. 2.

gées en première approximation). Un pareil système se comportera de manière analogue à une petite goutte d'eau, où les forces qui agissent sur une molécule donnée sont faibles dans la région intérieure et augmentent rapidement au voisinage de la surface.

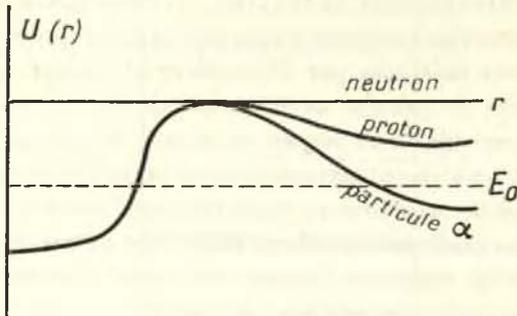


Fig. 3.

La courbe d'énergie potentielle d'une particule en fonction de la distance r au centre du noyau présentera (*fig. 3*) à l'intérieur du noyau un creux avec des parois plus ou moins abruptes, et, comme les forces de Coulomb y sont faibles par rapport aux

attractions mutuelles, la forme de ce creux sera sensiblement la même pour les diverses sortes d'unités nucléaires (proton, neutron ou particule α). La distribution de ces particules entre les différents niveaux quantiques est dominée par le principe de Pauli, évidemment applicable aux protons et aux neutrons, mais non aux particules α . Pour un noyau de masse atomique paire et de nombre

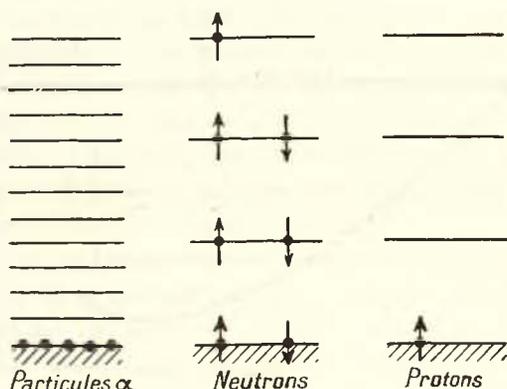


Fig. 4.

atomique impair, cette distribution se présentera comme l'indique la figure 4.

§ 2. CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES. — Tant que la théorie générale de la structure nucléaire n'aura pas été développée, par exemple sur les bases indiquées par Heisenberg ⁽¹⁾, nous n'aurons pas la possibilité de calculer avec exactitude les niveaux d'énergie, stables et excités, d'un noyau atomique. Et, même dans ce cas, les difficultés purement mathématiques du traitement d'un système aussi complexe empêcheront probablement l'obtention du résultat désiré. Nous pouvons cependant, dans l'état actuel de nos connaissances sur la structure interne du noyau, arriver à quelques conclusions intéressantes.

Système de niveaux. — Dans la mesure où la distribution du potentiel d'une particule à l'intérieur du noyau est représentée par un creux avec un fond sensiblement plat et des parois plus

(¹) HEISENBERG, *Zeits. für Phys.*, t. 77, 1932, p. 1.

ou moins abruptes, le système des niveaux quantiques pour cette particule supposée mobile doit être analogue à celui que fournit le modèle simplifié d'un creux rectangulaire avec des parois infiniment élevées ⁽¹⁾.

Ces niveaux se calculent facilement à partir de l'équation

$$(1) \quad J_{j+\frac{1}{2}} \left[\frac{2\pi\sqrt{2m}}{h} \sqrt{E} r_0 \right] = 0,$$

où j est le nombre quantique azimutal, E l'énergie du niveau,

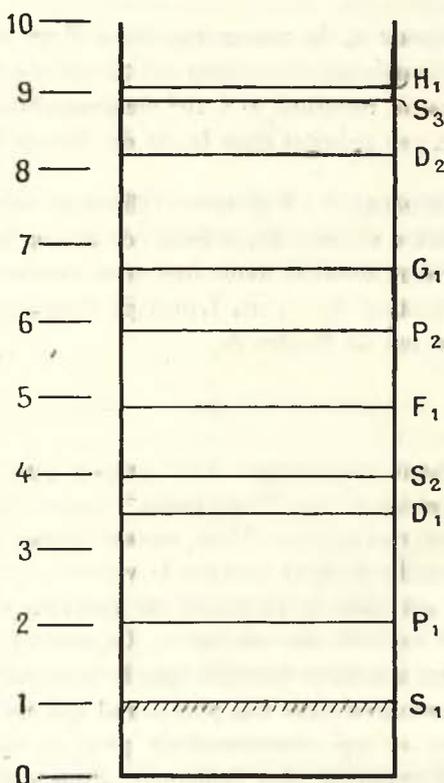


Fig. 5.

r_0 le rayon de la sphère à l'extérieur de laquelle le potentiel est infini et $J_{j+\frac{1}{2}}$ la fonction de Bessel d'ordre $j + \frac{1}{2}$. Les résultats

⁽¹⁾ GAMOW, *Convegno di Fisica Nucleare*, Rome, 1931, p. 65.

sont représentés par la figure 5. Le système réel doit s'écarter de celui que donne le modèle simplifié, dans le sens d'une plus grande compression des niveaux à la partie supérieure, en raison du fait que les parois de la barrière de potentiel ne sont ni tout à fait abruptes, ni infiniment élevées.

Pour le modèle simplifié, la valeur absolue de la différence $\Delta_1 E$ d'énergie entre les deux premiers niveaux S_1 et P_1 est donnée par

$$(2) \quad \Delta_1 E = \frac{h^2}{8 m r_0^2}.$$

En admettant pour r_0 la valeur $0,9 \times 10^{-12}$ cm cette formule donne pour les particules α environ $0,5 \times 10^6$ électron-volts et pour les protons ou neutrons 2×10^6 électron-volts; ces valeurs pouvant être un peu réduites dans le cas du champ de forces réel.

Structure en doublets. — Une autre différence essentielle entre le cas des niveaux α et celui des niveaux de proton ou de neutron est que ces derniers doivent avoir une structure de doublets en raison de l'interaction des spins. L'énergie magnétique mutuelle de deux protons est de l'ordre de

$$(3) \quad E \sim \frac{\mu^2}{r^3},$$

μ étant le moment magnétique d'un proton pour lequel nous admettrons la valeur 5×10^{-24} erg-gauss⁻¹ fournie par la théorie de Dirac. Prenant $r = 0,5 \times 10^{-12}$ cm, nous obtenons pour l'énergie magnétique mutuelle de deux protons la valeur $0,0002 \times 10^6$ électron-volts, qui est juste à la limite du pouvoir séparateur de la spectroscopie actuelle des rayons γ . Cependant, les mesures récentes de Stern semblent montrer que le moment magnétique d'un proton est environ trois fois plus grand que ne le prévoit la théorie de Dirac, ce qui correspondrait pour la séparation des niveaux γ à une grandeur plus facilement observable. De même, dans les cas où le noyau considéré a un spin total relativement grand, l'intervalle des doublets d'origine magnétique doit être tout à fait appréciable.

Excitation multiple. — Au lieu d'admettre, comme nous venons de le faire, que l'émission des rayons γ est liée au passage d'une

particule nucléaire d'un niveau d'énergie à un autre, Rutherford et Ellis ⁽¹⁾ ont proposé pour l'explication des spectres de rayons γ observés une hypothèse assez différente, dont les conséquences ont été développées mathématiquement par Fowler ⁽²⁾. Ils admettent que l'émission d'un quantum γ est liée au retour vers le niveau fondamental d'une ou plusieurs particules à partir d'un niveau plus ou moins occupé par d'autres particules (ce qui ne peut avoir lieu, naturellement, que dans le cas des particules α).

Si nous désignons par ε_1 et ε_0 les énergies respectives du niveau excité et du niveau fondamental pour une particule et si nous négligeons les actions mutuelles des particules, les énergies des différents états possibles d'excitation au niveau considéré seront données par la formule :

$$(4) \quad E_q = (n - q) \varepsilon_0 + q \varepsilon_1,$$

où n est le nombre total de particules dans notre noyau et q le nombre de celles qui sont dans l'état excité. Introduisant maintenant l'énergie V des actions mutuelles, nous trouvons en première approximation :

$$(5) \quad E_q = (n - q) \varepsilon_0 + q \varepsilon_1 + A(n - q)(n - q - 1) + Bq(q - 1) + Cq(n - q),$$

où A , B , C se calculent au moyen d'intégrations portant sur V . Si Δq particules retournent simultanément à l'état fondamental, l'énergie rayonnée sera :

$$(6) \quad h\nu_{(q \rightarrow q - \Delta q)} = \Delta q [\varepsilon_1 - \varepsilon_0 + A - B + (C - 2A)n] \\ + (A + B - C)(2q \Delta q - \Delta q^2).$$

Le calcul des probabilités de transition montre, cependant, que seules les transitions $\Delta q = 1$ et $\Delta q = 2$ peuvent être de quelque importance, la seconde étant déjà environ dix fois moins fréquente que la première.

Rutherford et Ellis ont fait une tentative pour mettre toutes les raies γ du Ra C' sous la forme (6), mais le résultat ne peut pas être considéré comme très satisfaisant, puisqu'il a fallu introduire encore plusieurs niveaux d'excitation et, ce qui est plus

(1) RUTHERFORD et ELLIS, *Proc. Roy. Soc.*, t. 13, 1931, p. 667.

(2) FOWLER, *Convegno di Fisica nucleare*, Rome, 1931, p. 159.

grave, utiliser des transitions $\Delta q > 2$ pour lesquelles la théorie ne prévoit pas une intensité appréciable.

Probabilités de transitions. — Nous allons maintenant examiner la question des probabilités pour les diverses transitions du noyau excité qui s'accompagnent d'émission de rayonnement γ . On peut classer ces transitions suivant le degré de symétrie du champ de rayonnement (ou, ce qui revient au même, suivant le moment angulaire du quantum γ émis) en transitions de dipôle, quadrupôle, octopôle, etc.

Le type de rayonnement est lié au changement du moment angulaire j du système émetteur : pour $\Delta j = \pm 1$ nous avons toujours émission de dipôle ; pour $\Delta j = 0$ ou ± 2 (excepté la transition $j = 0 \rightarrow j = 0$ pour laquelle tout rayonnement est exclu) émission de quadrupôle ; pour $|\Delta j| > 2$ émission d'octopôle ou d'ordre plus élevé.

La probabilité de transition dipolaire est donnée par la formule bien connue :

$$(7) \quad \alpha = \frac{64 \pi^4 Z^2 e^2 \nu_{m,n}^3}{3 h c^3} |r_{m,n}|^2,$$

où $\nu_{m,n}$ est la fréquence du quantum γ émis, Ze la charge de la particule émettrice et $r_{m,n}$ l'élément correspondant de la matrice coordonnée. Comme nous ne connaissons pas les fonctions d'onde correspondant aux particules nucléaires, nous ne pouvons évaluer qu'une limite supérieure de la probabilité de transition : en utilisant la relation générale de mécanique ondulatoire

$$(8) \quad \Sigma_m (E_m - E_n) |x_{m,n}|^2 = \frac{h^2}{8 \pi^2 m}$$

et les relations analogues en y et en z , on peut démontrer l'inégalité

$$(9) \quad |r_{m,n}|^2 \leq \frac{h^2}{8 \pi^2 m (E_m - E_n)}$$

et l'expression (7) devient :

$$(10) \quad \alpha \leq \frac{8 \pi^2 z^2 e^2 \nu_{m,n}^3}{3 c^3 m} = \frac{8 \pi^2 Z^2 e^2}{3 m c^3 h^2} (h \nu_{m,n})^2.$$

En prenant $h \nu \sim mc^2$, nous obtenons pour la particule α ou le

proton la même valeur :

$$(11) \quad \alpha \leq 3 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}.$$

Si la longueur d'onde rayonnée λ est beaucoup plus grande que le rayon r_0 du système rayonnant (ce qui est le cas pour une émission γ du noyau), les probabilités relatives de radiation diminuent rapidement avec le degré de symétrie suivant le facteur $\left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^{2i}$, où i est le moment angulaire du quantum γ émis.

On devrait ainsi s'attendre à ce que, pour le rayonnement du noyau, comme pour celui de l'atome, seule la transition dipolaire présente quelque importance et que, par conséquent, le principe d'exclusion $\Delta j = \pm 1$ s'applique aussi au noyau.

Mais il ne faut pas oublier qu'en raison de la structure particulière du noyau, composé dans une large mesure de particules ayant toutes la même charge individuelle, les moments dipolaires peuvent s'annuler complètement, ou, en tout cas, être considérablement réduits, ce qui peut ramener la probabilité des transitions dipolaires au même ordre de grandeur que celle des quadrupolaires et donner aux transitions $\Delta j = 0$ (excepté $0 \rightarrow 0$) et $\Delta j = \pm 2$ des intensités comparables à celles des autres ⁽¹⁾.

En fait, l'étude expérimentale des nombres relatifs de quanta γ émis et des particules α de long parcours correspondantes semble indiquer, comme on le verra plus loin, que la probabilité effective des transitions accompagnées de rayonnement γ est environ mille fois moindre qu'il n'est indiqué par la formule dipolaire (7) et correspond exactement à ce qu'on peut prévoir pour des transitions quadrupolaires.

Conversion interne. — Une autre méthode importante pour étudier les caractères du rayonnement émis par le noyau est celle qui consiste à examiner les phénomènes de conversion interne où, au lieu d'un rayon γ , un électron est émis avec l'énergie correspondante, à partir d'un des niveaux électroniques du même atome. L'échange d'énergie entre les deux systèmes, ici entre le noyau excité et l'électron atomique, qui donne lieu au processus

(1) DELBRUCK et GAMOW, *Zeits. für Phys.*, t. 72, 1931, p. 492.

d'émission β , se présente de manières très différentes dans les deux cas limites où les distances noyau-électron sont grandes ou petites par rapport à la longueur d'onde du rayonnement γ absorbé. Dans le premier cas nous sommes en présence d'un effet photo-électrique ordinaire et nous pouvons parler d'un quantum γ émis par le noyau et réabsorbé par l'électron; dans le second cas, nous pouvons négliger l'effet de potentiel retardé et traiter le problème comme correspondant à l'interaction directe entre l'électron et le noyau excité. Le cas de la conversion interne des rayons γ est exactement intermédiaire entre ces cas limites, puisque la longueur d'onde des rayons γ est du même ordre de grandeur que les dimensions des orbites électroniques, et les calculs deviennent nécessairement plus compliqués.

Conformément aux lois générales de la mécanique ondulatoire, la probabilité d'émission d'un électron est donnée par l'expression

$$(12) \quad \mu = \frac{4\pi^2}{h} \left| \int \int \psi_{n_1} \psi_{e_1} U \bar{\psi}_{n_0} \bar{\psi}_{e_0} d\tau_n d\tau_e \right|^2,$$

où ψ_{n_1} , ψ_{n_0} sont les fonctions d'onde pour les états initial et final du noyau, ψ_{e_1} et ψ_{e_0} les fonctions d'onde de l'électron pour son état dans l'atome et pour son mouvement libre après l'émission; U est l'énergie d'interaction entre l'électron et le noyau.

Comme les électrons voisins du noyau dans les atomes lourds ont des vitesses comparables à celle de la lumière, et sont chassés par les rayons γ avec une vitesse encore augmentée, il est nécessaire que les calculs soient basés sur la théorie relativiste de Dirac. De semblables calculs ont été développés par Hulme ⁽¹⁾ pour la radiation de dipôle et par Taylor et Mott ⁽²⁾ pour la radiation de quadrupôle. Dans ces calculs, le noyau est représenté par un dipôle ou un quadrupôle infiniment petit placé au centre de l'atome. La quantité nécessaire pour la comparaison avec l'expérience est le coefficient de conversion interne, c'est-à-dire le rapport entre la probabilité d'émission d'un électron donnée par la formule (12) à la probabilité de rayonnement correspondante. Les valeurs de ce coefficient calculées pour des rayon-

(1) HULME, *Proc. Roy. Soc.*, t. 138, 1932, p. 643.

(2) TAYLOR et MOTT, *Proc. Roy. Soc.*, t. 138, 1932, p. 665.

nements de dipôle et de quadrupôle en fonction de la longueur d'onde sont données par la figure 6 en même temps que les valeurs expérimentales mesurées par Ellis et Aston ⁽¹⁾ pour huit raies γ du Ra C'. On voit de suite que ces valeurs expérimentales ne se placent pas, dans la limite des erreurs expérimentales, sur une courbe

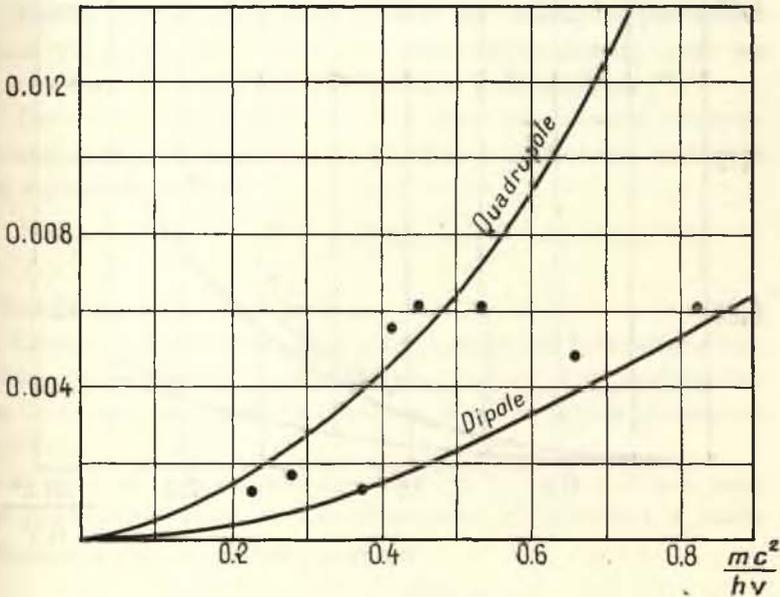


Fig. 6.

continue, mais cadrent assez bien avec l'hypothèse que certaines d'entre ces raies ($0,941 \times 10^6$, $1,778 \times 10^6$, $2,219 \times 10^6$ électron-volts) correspondent à une transition dipolaire et d'autres ($0,612 \times 10^6$; $0,773 \times 10^6$; $1,130 \times 10^6$; $1,248 \times 10^6$; $1,390 \times 10^6$ électron-volts) à une transition quadrupolaire. L'autre élément pour lequel le coefficient de conversion interne a été mesuré est le radium B. Comme on peut le voir sur la figure 7, nous devons admettre que les trois raies étudiées correspondent à des transitions quadrupolaires. Il faut remarquer que pour ces trois raies il existe un désaccord systématique, les valeurs expérimentales étant toujours supérieures d'environ 50 pour 100 aux prévisions de la théorie.

(¹) ELLIS et ASTON, *Proc. Roy. Soc.*, t. 129, 1930, p. 180.

Il est possible que cet écart s'explique par une moindre exactitude des calculs pour des raies de longueur d'onde relativement grande comme celles de Ra B. Nous verrons cependant plus loin que sel

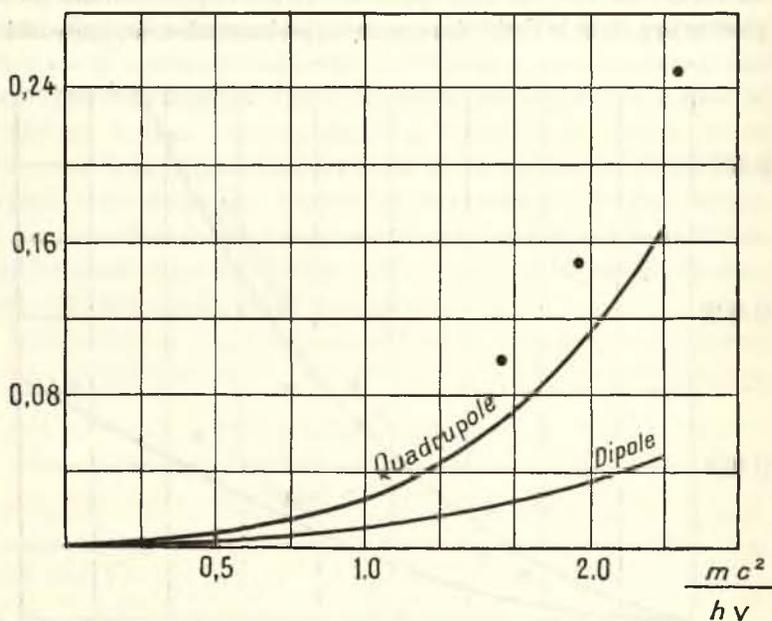


Fig. 7.

écarts entre l'expérience et la théorie deviennent encore plus importants dans le cas du Th C, pour des longueurs d'onde du même ordre.

Transitions sans rayonnement. — Nous avons déjà rappelé qu'aucune émission de rayonnement n'est possible dans le cas d'une transition $S \rightarrow S$ puisque les potentiels du champ correspondant s'annulent identiquement. De même, les calculs relatifs à l'émission d'un électron secondaire dans l'hypothèse d'un radiateur infiniment petit placé au centre de l'atome conduisent, dans ce cas, à un résultat nul. On sait, cependant, que de semblables transitions non accompagnées de rayonnement se produisent en fait dans les noyaux atomiques en donnant naissance à une émission électronique secondaire. La raie $1,426 \times 10^6$ électrons-volts du Ra C', convertie en électrons β provenant des niveaux K

L, M de l'atome, mais non observée directement sous forme de rayonnement γ , fournit un exemple caractéristique de semblables transitions. Ces émissions sont certainement dues à des forces particulières existant entre l'électron et le noyau à faible distance, forces qui doivent également intervenir dans l'explication du déplacement isotopique des raies spectrales (1).

Fowler (2) a développé le premier les calculs de probabilité pour de semblables transitions sans rayonnement; nous les reprendrons ici sous une forme quelque peu simplifiée (3).

Dans l'expression générale (12) nous supposons effectuée tout d'abord l'intégration par rapport aux coordonnées nucléaires et représenterons par

$$\bar{U} = \int \psi_{n_1} U \bar{\psi}_{n_2} d\tau_n$$

l'énergie moyenne d'interaction.

Comme les forces en question n'agissent qu'aux faibles distances, nous pouvons, dans l'intégration par rapport aux coordonnées de l'électron, nous limiter à l'intérieur d'une sphère de dimensions nucléaires, $r < r_0$.

D'autre part, on sait que les valeurs de la fonction d'onde pour le mouvement orbital et pour le mouvement libre sont, à petite distance du noyau, données par

$$(14) \quad \psi_{e_1} \sim \frac{1}{R_0^{3/2}} \left(\frac{r}{R_0} \right)^{1/2} j_0^2 - z^2 \alpha^2 - 1$$

et

$$(15) \quad \psi_{e_2} \sim \sqrt{\frac{2\pi}{hc} \frac{W}{\sqrt{W^2 - m^2 c^4}}} \frac{1}{r} (zr)^{1/2} j_0^2 - z^2 \alpha^2,$$

où

$$(16) \quad z = \frac{2\pi}{h} \sqrt{\frac{W^2}{c^2} - m^2 c^2}, \quad \alpha = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137},$$

et W représente l'énergie totale (énergie cinétique + $m_0 c^2$) de l'électron émis.

(1) BREIT, *Phys. Rev.*, t. 493,

(2) FOWLER, *Proc. Roy. Soc.*, t. 429, 1930, p. 1.

(3) GAMOW, *Nature*, 13 septembre 1930.

On obtient ainsi facilement la probabilité

$$(17) \quad \mu \sim \frac{8\pi^3}{ch^2} \frac{W}{\sqrt{W^2 - m^2c^4}} \bar{U}^2 r_0 \left[\left(\frac{r_0}{R_0} \right)^{\sqrt{j_1^2 - z^2\alpha^2 + 1/2}} \cdot \frac{(zr_0)^{\sqrt{j_0^2 - z^2\alpha^2}}}{\sqrt{j_1^2 - z^2\alpha^2 + \sqrt{j_0^2 - z^2\alpha^2 + 1}}} \right]$$

En admettant pour l'énergie d'interaction une grandeur du même ordre que celle des forces de Coulomb ($\bar{U} \sim \frac{e^2}{r_0}$) et une énergie cinétique de l'électron émis de l'ordre $m_0 c^2$, nous obtenons, pour $j_1 = j_0 = 1$, la probabilité de transition

$$(18) \quad \mu \sim 10^{12} \text{ sec}^{-1},$$

très inférieure à la valeur (11) relative aux transitions dipolaires avec rayonnement.

Si j_1 ou j_0 sont différents de l'unité, l'expression (17) prend des valeurs beaucoup plus faibles, d'où il résulte que le processus étudié ne peut avoir d'importance que pour l'éjection d'électrons atomiques dans un état S accompagnant des transitions nucléaires dans lesquelles le nombre quantique azimutal ne change pas.

§ 3. EXCITATION NUCLÉAIRE PAR TRANSFORMATION α . STRUCTURE FINE DES RAYONS α . — Dans le processus de désintégration avec émission de rayons α , il est toujours possible que la particule α laisse derrière elle le noyau restant dans un état excité et soit émise par conséquent avec une énergie moindre qu'il ne correspond à l'état normal de ce noyau. Le retour à ce dernier état pouvant se faire avec émission de rayons γ , il en résulte que pour toute désintégration α accompagnée de rayonnement γ , nous devons nous attendre à observer plusieurs groupes de rayons α ralentis, d'intensité progressivement décroissante en même temps que la vitesse, et donnant directement en ordre renversé le système des niveaux du noyau restant (10).

De semblables groupes ont été effectivement observés par Rosenblum (1) pour un certain nombre d'éléments (structure fine des rayons α) et l'on a pu vérifier que les différences d'énergie entre ces groupes concordent bien avec les énergies des rayons γ émis par ces éléments.

(1) ROSENBLUM, Structure fine des rayons alpha (Paris, 1932).

Système de niveaux pour Th C''. — Nous donnons ici, à titre d'exemple, le système des niveaux du noyau de Th C'' (structure fine des rayons α du Th C) et les rayons γ correspondants (fig. 8).

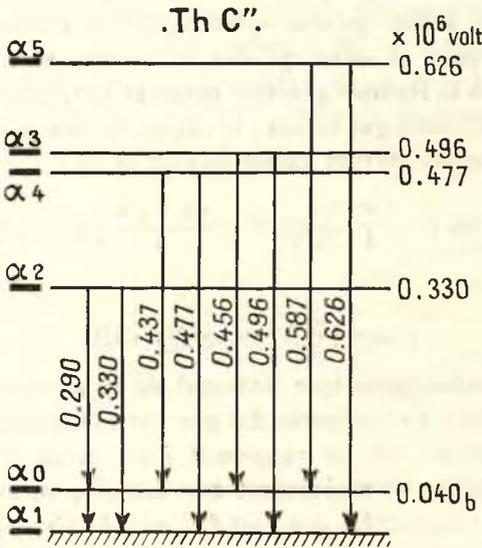


Fig. 8.

On peut constater que l'accord est excellent entre les énergies des rayons γ mesurées directement ou calculées à partir du spectre α .

Nous connaissons ainsi le système des niveaux pour un certain nombre de noyaux, mais nous ne savons pas quels nombres quantiques il convient d'attribuer à chacun de ces niveaux.

Pour répondre à cette question nous pouvons employer deux méthodes différentes : des renseignements peuvent être tirés de l'étude des groupes lents de particules α ⁽¹⁾ ou de celle des propriétés des rayons γ ⁽²⁾. Les deux méthodes donnent malheureusement des résultats contradictoires.

Intensités des raies α ⁽³⁾. — En examinant la distribution des

⁽¹⁾ GAMOW, *Nature*, 29 avril 1933.

⁽²⁾ ELLIS et MOTT, *Proc. Roy. Soc.*, t. 139, 1933, p. 369.

⁽³⁾ Étant donnée une erreur numérique signalée par M. Fermi dans la

intensités entre les groupes qui constituent la structure fine des rayons α de divers éléments, on constate que, pour certains d'entre eux (Th C, Ra C, Ac C, Ra Ac, Ac Em), la structure fine est très nette, tandis que pour d'autres les intensités des groupes ralentis sont si faibles qu'elles se trouvent à la limite des possibilités d'observation et même qu'elles ne sont pas visibles du tout.

En vertu de la formule générale donnant la transparence de la barrière de potentiel qui entoure le noyau, les intensités relatives des divers groupes doivent varier suivant la loi :

$$(19) \quad I_{\alpha_n} = \exp. \left[-\frac{8\pi^2 e^2 (Z-2)}{h \sqrt{2m E_{\alpha_n}}} + \frac{16\pi e \sqrt{m}}{h} \sqrt{Z-2} \sqrt{r_{\text{eff}}} \right],$$

où

$$(19') \quad \sqrt{r_{\text{eff}}} = \sqrt{r_0} [1 - 0,002j(j+1)],$$

j étant le nombre quantique azimutal de la particule α émise. Si nous calculons les intensités des groupes ralentis telles que les donne la formule (19), en supposant $j = 0$ nous obtenons des valeurs très faibles et rapidement décroissantes en même temps que l'énergie. L'hypothèse que j est différent de zéro pour certains des niveaux excités conduit à des valeurs encore plus faibles pour les intensités des groupes α correspondants. Nous devons donc considérer comme normaux les cas où les composantes ralenties de la structure fine sont faibles et nous efforcer d'expliquer par quelque anomalie les cas d'intensités relativement grandes, tels que ceux du Th C et de quelques autres radioéléments. On peut obtenir une telle explication en supposant que, dans la désintégration normale de ces éléments, la particule α est émise avec un moment angulaire différent de zéro, ou, ce qui revient au même, que le noyau initial et le noyau restant ont des spins différents. Dans ce cas, l'intensité du groupe normal α est considérablement diminuée par rapport à celles des groupes ralentis.

Dans le domaine des éléments stables, où le spin a pu être directement mesuré, on connaît un cas où deux noyaux, $^{209}_{83}\text{Bi}$ et $^{205}_{81}\text{Tl}$, différant seulement par une particule α , ont des spins

formule (19'), les valeurs numériques de ce paragraphe doivent être modifiées. Cf. G. GAMOW et S. ROSENBLUM, *C. R. Acad. Sc.*, t. 197, p. 1620 (18 décembre 1933).

qui diffèrent de quatre unités ($\frac{9}{2}$ et $\frac{1}{2}$). Les spins des noyaux radioactifs n'ont pas été mesurés, mais les irrégularités dans la variation du rayon nucléaire à l'intérieur des diverses familles radioactives nous obligent à admettre des variations de spin précisément pour les transformations α dans lesquelles on observe de fortes intensités des composantes de la structure fine (1).

Les rayons nucléaires calculés à partir de la formule ordinaire

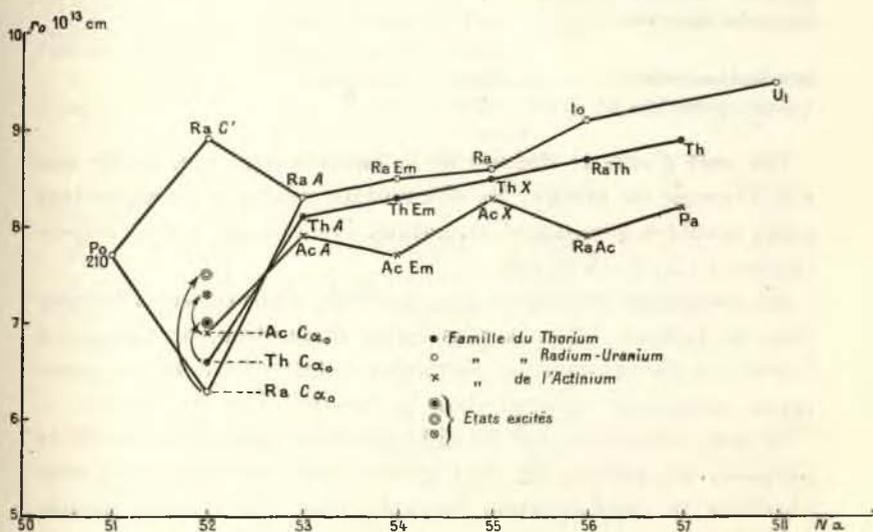


Fig. 9.

de désintégration, dans l'hypothèse $j = 0$, sont représentés par la figure 9. On peut constater que, pour les trois substances C ainsi que pour Ra Ac et Ac Em, les valeurs sont anormalement faibles. On peut, cependant, rétablir la continuité en supposant que dans la désintégration de ces substances la particule α est émise avec un nombre j de plusieurs unités.

Les irrégularités dans la distribution des intensités entre les composantes de la structure fine des rayons α peuvent nous aider à déterminer les nombres quantiques azimutaux des niveaux nucléaires correspondants. Prenons, par exemple, le cas des

(1) GAMOW, *Nature*, 26 mars 1932.

groupes de structure fine du Th C dont les intensités relatives ont été mesurées avec une certaine précision. Le Tableau I donne les valeurs des intensités de ces groupes calculées au moyen de la formule (19) dans l'hypothèse $j = 0$ et les valeurs directement mesurées.

TABLEAU I.

Désignation du groupe α ...	α_1 .	α_0 .	α_2 .	α_4 .	α_3 .
Intensité calculée ($j = 0$).	1,0	0,7	0,03	0,005	0,004
Intensité observée.....	0,3 (0,06)	1,0 (0,2)	0,03 (0,006)	0,002 (0,0004)	0,02 (0,004)
Diminution relative.....	16,5	3,5	5	12,5	1
Valeurs probables de j	3	2	2	3	1 ou 2

On peut d'ailleurs déduire de la formule (19) que, quelle que soit l'énergie du groupe, les diminutions relatives correspondant à des nombres quantiques azimutaux $j = 1; 2; 3; 4$ sont respectivement 1,3; 4; 16 et 105.

En comparant ces valeurs avec les diminutions relatives données dans le Tableau I (où la plus faible diminution est ramenée à l'unité) on obtient pour les particules α émises les nombres quantiques azimutaux indiqués dans la dernière ligne du tableau.

Si nous admettons que la différence des spins entre les états normaux des noyaux de Th C et de Th C'' est égale à 3, nous obtenons la représentation suivante pour les niveaux excités de Th C'' :

$$\alpha_1(S), \alpha_0(P), \alpha_2(P), \alpha_4(S), \alpha_3(D \text{ ou } F).$$

Conversion interne et structure fine. — Une autre méthode permettant de reconnaître la nature des niveaux nucléaires est fournie par l'étude de la conversion interne des rayons γ . Les coefficients de conversion interne n'ont pas été mesurés pour les éléments qui se transforment avec émission de rayons α ; mais nous pouvons obtenir des résultats intéressants en procédant de la manière suivante : à partir du nombre connu des rayons β secondaires et du coefficient de conversion interne donné par la théorie de Taylor et Mott, nous pouvons calculer l'intensité absolue des rayons γ correspondants (nombre total de photons de cette espèce émis ou convertis pour un atome transformé) et comparer les valeurs ainsi obtenues avec les nombres d'excitations

des niveaux α nucléaires déduits des intensités relatives des groupes α de la structure fine. Cette comparaison ne peut être faite actuellement que dans le cas du Th C'' pour lequel nous disposons des données expérimentales nécessaires.

TABLEAU II.

Niveau.....	α_1 .	α_0 .	α_2 .	α_4 .	α_3 .
Energie $\times 10^6$ eV.....	0,000	0,041	0,332	0,477	0,498
Nombre d'excitations..	-	0,77	0,022	0,002	0,015

Transitions.	$h\nu \cdot 10^{-6}$ eV.	Intensité de la raie β $\times 10^4$ (mesurée).	Coefficient conversion interne (calculé).		Intensité calculée des rayons γ $\times 10^2$.	
			Di- pôle.	Quadru- pôle.	Di- pôle.	Quadru- pôle.
$\alpha_3 - \alpha_0$	0,457	2,2	0,0095	0,029	2,3	0,76
$\alpha_4 - \alpha_0$	0,436	2,2	0,0102	0,032	2,2	0,69
$\alpha_4 - \alpha_1$	0,477	0,9	0,0088	0,027	1,0	0,33
$\alpha_2 - \alpha_0$	0,291	28,0	0,0176	0,113	16,0	2,50
$\alpha_4 - \alpha_1$	0,332	6,1	0,0149	0,075	4,1	0,81

Pour les transitions à partir du niveau α_0 nous ne pouvons rien dire puisque, pour la raie γ intense $\alpha_0 - \alpha_1 = 0,041 \times 10^6$ électronvolts, l'intensité des rayons β que donne sa conversion n'a pas été mesurée et que son coefficient de conversion interne dans le niveau L de l'atome ne peut pas être calculé.

Pour le niveau suivant α_2 , nous avons deux transitions $\alpha_2 - \alpha_1$ et $\alpha_2 - \alpha_0$, dont chacune peut être dipolaire ou quadrupolaire, ce qui fait quatre combinaisons possibles pour chacune desquelles le Tableau II permet de calculer le nombre total de transitions à partir du niveau α_2 avec les résultats : 20×10^{-2} ; $16,8 \times 10^{-2}$; $6,6 \times 10^{-2}$; $3,3 \times 10^{-2}$. Comme l'excitation du niveau α_2 est seulement $2,2 \times 10^{-2}$ (ou peut-être un peu plus grande en raison de transitions possibles à partir de niveaux plus élevés), nous devons conclure, en acceptant une erreur possible de 50 pour 100, que les deux transitions $\alpha_2 - \alpha_1$ et $\alpha_2 - \alpha_0$ sont quadrupolaires. Si nous admettons que le niveau fondamental α_1 soit un niveau S, nous devons conclure que α_0 et α_2 sont tous deux des niveaux D.

A partir du niveau suivant, α_4 , nous avons aussi deux transitions

connues, $\alpha_4 - \alpha_0$ et $\alpha_4 - \alpha_1$, et les nombres totaux de transitions correspondant à chacune des quatre combinaisons possibles sont, respectivement, $3,2 \times 10^{-2}$; $2,5 \times 10^{-2}$; $1,7 \times 10^{-2}$ et $1,0 \times 10^{-2}$. L'excitation de ce niveau étant $0,2 \times 10^{-2}$, l'hypothèse que les deux transitions sont quadrupolaires n'est même pas admissible puisqu'elle correspond à un écart de 400 pour 100.

A partir du niveau α_3 , une seule transition ($\alpha_3 - \alpha_0$) a été observée avec une intensité $2,3 \times 10^{-2}$ dans le cas d'un rayonnement de dipôle et de $0,76 \times 10^{-2}$ dans le cas d'un rayonnement de quadrupôle, alors que l'excitation du niveau α_3 est $1,5 \times 10^{-2}$. Ceci rend possible (si nous admettons que les calculs de Taylor et Mott conduisent dans la région des rayons γ mous à des valeurs trop faibles d'environ 50 pour 100) que nous ayons affaire dans ce cas à une transition dipolaire et, par suite, que le niveau α_3 soit P ou F.

Ce qui concerne le niveau α_4 figure comme un point noir dans le résultat de ces considérations. Nous pourrions essayer de nous tirer d'affaire en supposant l'existence d'une raie γ intense de grande longueur d'onde, $\alpha_3 - \alpha_4 = 0,021 \times 10^{-6}$ (placée dans la région des rayons X) qui viendrait augmenter l'excitation du niveau α_4 . Si nous attribuons à cette raie l'intensité $0,5 \times 10^{-2}$, nous pouvons considérer les transitions à partir de α_4 comme quadrupolaires, mais dans cette hypothèse, la raie $\alpha_3 - \alpha_0$ doit être aussi traitée comme quadrupolaire et nous aboutissons à un système singulier (tout différent de celui qui a été donné plus haut) dans lequel tous les niveaux en dehors du fondamental sont des niveaux D. Une autre possibilité est que, pour quelque raison liée peut-être à l'action de forces intra-nucléaires, les calculs de Taylor et Mott ne sont pas applicables à des rayons γ mous tels que ceux du Ra B et du Th C.

Nature de la particule émettrice. — Comme les différences d'énergie entre les niveaux quantiques nucléaires sont du même ordre pour tous les éléments dont la structure fine des rayons α a pu être observée et présentent même d'étroites analogies dans leur distribution, il est raisonnable de supposer qu'elles correspondent toutes à des transitions de la même espèce de particules et aussi qu'il s'agit de particules α et non de protons puisque

pour un certain nombre d'éléments de la famille de l'actinium sur lesquels les observations ont porté, le noyau ne contient aucun proton libre (nombre atomique pair).

§ 4. EXCITATION NUCLÉAIRE PAR ÉMISSION β . MÉCANISME DE L'EXCITATION. — Le processus d'excitation nucléaire par désintégration β est beaucoup moins clair que dans le cas d'une émission α , parce que nous ne connaissons pas les lois qui régissent le mouvement des électrons nucléaires. Les conceptions actuelles de la structure nucléaire conduisent à penser qu'une désintégration β résulte de la dissociation d'un neutron nucléaire en un proton qui reste dans le noyau et un électron émis avec une vitesse non quantitativement définie.

Conformément à cette conception, on peut se représenter de la manière suivante le processus d'excitation nucléaire (1). Puisque, dans les noyaux lourds, un grand nombre (pouvant aller jusqu'à 25) de niveaux d'énergie différents sont occupés par des neutrons, le neutron qui se dissocie peut appartenir à l'un des plus élevés de ces niveaux. A la suite de cette dissociation, quand l'électron a quitté le noyau, le proton restant aura conservé la presque totalité de la quantité de mouvement du neutron parce que sa masse est beaucoup plus grande que celle de l'électron. Il en résulte que ce proton, immédiatement après la désintégration β , se trouvera dans un état excité et, par transition consécutive vers un niveau protonique inférieur inoccupé, donnera lieu à l'émission d'un rayon γ .

A ce point de vue, les rayons γ qui accompagnent une désintégration β seraient dus à des transitions de protons, contrairement à ce qui se passe dans le cas d'une transformation α , et les différences d'énergie entre les niveaux correspondants doivent être environ quatre fois plus grandes que dans ce dernier cas.

Nous verrons qu'il en est bien ainsi pour le système de niveaux du Ra C', le seul qui puisse actuellement être construit avec quelque plausibilité.

Rayons α de long parcours. — Dans le processus de désinté-

(1) GAMOW, *Nature*, 14 janvier 1933.

gration β , nous ne trouvons rien d'analogue à la structure fine des rayons α puisque, comme on le sait, le spectre des rayons β nucléaires est continu. Mais il se produit cette circonstance favorable que, pour quelques éléments subissant une transformation β (Th C' et Ra C'), la barrière de potentiel entourant le noyau est assez transparente pour qu'il apparaisse un nouveau phénomène : l'émission α de long parcours. Si, après qu'une émission β a laissé le noyau dans un état excité, une particule α est émise, il peut arriver que celle-ci emporte avec elle l'excès d'énergie du noyau excité avant que cette énergie ait pu être rayonnée sous forme d'un quantum γ . Nous devons donc observer des groupes de particules α ayant des énergies exceptionnellement grandes (des particules de long parcours comme disent les expérimentateurs) nous permettant de connaître directement la position des niveaux d'énergie du noyau considéré.

L'importance relative de ce phénomène sera mesurée par le rapport entre la probabilité d'émission d'une particule α de long parcours et la probabilité d'émission d'un rayon γ par le noyau excité, elle se montre très faible même pour des noyaux de vie moyenne aussi courte que ceux de Th C' et de Ra C'.

Grâce aux recherches de Lord Rutherford ⁽¹⁾, nous connaissons neuf groupes semblables pour Ra C', et, comme les travaux d'Ellis ⁽²⁾ nous renseignent très complètement sur les rayons γ de ce même élément, nous choisirons Ra C' comme exemple d'application des considérations précédentes.

Système de niveaux pour Ra C'. — Il semble à première vue qu'il doive être très facile de répartir les raies γ connues pour Ra C', en nombre égal à environ 55, entre les niveaux déterminés par les mesures sur les groupes α de long parcours. Malheureusement, il n'en est pas ainsi. Les énergies des groupes α ne sont pas mesurées avec assez de précision pour permettre une identification stricte des raies γ et les essais ne conduisent à aucune conclusion ferme.

Si cependant nous tenons compte des indications fournies par

(1) RUTHERFORD, WARD et LEWIS, *Proc. Roy. Soc.*, t. 131, 1931, p. 684.

(2) ELLIS, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. 27, 1931, p. 277.

les effets de conversion interne des rayons γ et par les intensités des diverses raies γ , nous pouvons construire un schéma plausible, donné par la figure 10, du système des niveaux de Ra C'.

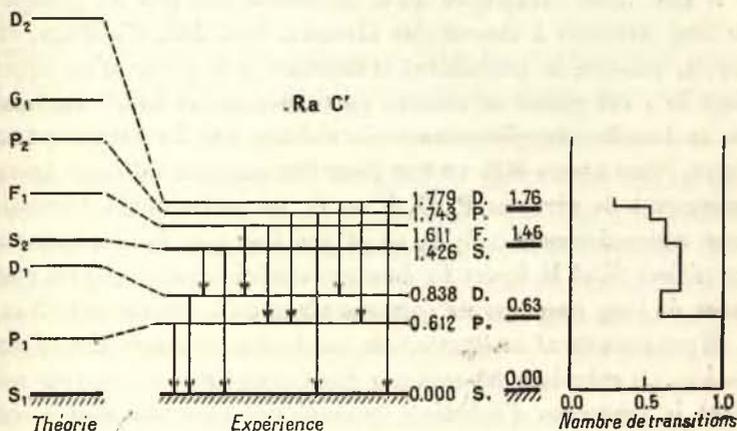


Fig. 10.

Sur vingt et une transitions mathématiquement possibles entre les sept niveaux portés sur la figure, onze ont été effectivement observées, et, comme le montre le Tableau III, concordent avec les prévisions soit au point de vue des énergies, soit au point de vue des changements de moment nucléaires calculés par Taylor et Mott.

TABLEAU III.

Prévision.		Observation.	
$h\nu \cdot 10^6$ e.V.	Δj .	$h\nu \cdot 10^6$ e.V.	Δj .
0,588.....	2	0,589.....	—
0,612.....	1	0,612.....	1
0,773.....	1	0,773.....	1
0,838.....	2	0,839.....	—
0,941.....	0	0,941.....	0 ou 2
0,999.....	2	1,000.....	—
1,131.....	0	1,130.....	0 ou 2
1,167.....	1	1,168.....	—
1,426.....	0 \rightarrow 0	1,426.....	0 \rightarrow 0
1,743.....	1	1,744.....	—
1,779.....	2	1,778.....	0 ou 2

Sur les dix autres transitions, deux sont du type F — S et ne

doivent pas être prévues, quatre correspondent à une région du spectre γ non encore étudiée et les quatre autres n'ont pas été observées, peut-être à cause de leur intensité relativement faible.

Il faut aussi remarquer qu'il ne correspond pas un groupe α de long parcours à chacun des niveaux. Ceci doit, d'ailleurs, être prévu, puisque la probabilité d'émission α à partir d'un niveau dont le j est grand se montre particulièrement faible en raison de la barrière supplémentaire introduite par les actions centrifuges. Nous avons déjà vu que pour des particules d'égale énergie provenant de niveaux P, D, F ou G, les probabilités d'émission sont respectivement 1,3; 4; 16 et 105 fois plus faibles que pour un niveau S, et la figure 10 montre immédiatement que les particules de long parcours ne correspondent qu'à des niveaux S et P.

Il est également intéressant de construire un diagramme d'excitation, en calculant les sommes des intensités de toutes les raies dont le processus d'émission traverse un intervalle donné entre les niveaux. Ce diagramme montre qu'il doit exister une raie γ $0,226 \times 10^6$ électron-volts d'intensité environ 0,2. Cette raie n'a pas encore été observée.

Probabilités de transitions. — Pour un noyau dont les groupes α de long parcours sont connus, nous pouvons contrôler la valeur de la probabilité de transition α en comparant le nombre N_γ de photons γ dus aux transitions à partir d'un certain niveau avec le nombre correspondant N_α de particules α de long parcours (1). Nous avons évidemment la relation

$$\frac{N_\alpha}{N_\gamma} = \frac{\lambda}{\alpha},$$

où λ est la constante de désintégration à partir du niveau excité, donnée par la formule habituelle :

$$(21) \quad \lambda = \frac{h}{4m r_{ex}^2} \exp \left[-\frac{8\pi^2 e^2 (Z-2)}{h \sqrt{2m} E_{ex}} + \frac{16e\sqrt{m}}{h} \sqrt{Z-2} \sqrt{r_{eff}} \right],$$

r_{ex} étant le rayon nucléaire dans l'état excité et pouvant être quelque peu plus grand que le rayon normal.

(1) GAMOW, *Nature*, 25 mars 1933.

Si nous prenons, par exemple, les niveaux du Ra C' correspondant aux deux premiers groupes de long parcours (0,612 et $1,46 \times 10^6$ électron-volts), les valeurs expérimentales de $\frac{N_\alpha}{N_\gamma}$ sont respectivement : 9×10^{-7} et 6×10^{-5} . En calculant λ par la formule (21) avec $r_{\text{ex}} = r_0 = 8,9 \times 10^{-13}$ cm, et en employant pour α la formule habituelle (10) des transitions dipolaires, nous obtenons pour $\frac{\lambda}{\alpha}$: 4×10^{-9} et 3×10^{-7} , c'est-à-dire, dans les deux cas, des valeurs environ 200 fois trop faibles. L'écart devient encore plus grand si nous considérons que, suivant des mesures non publiées de Jacobsen, la constante de désintégration du noyau de Ra C' normal est environ 100 fois plus faible qu'il n'est admis actuellement. Si ce résultat est exact, le rapport entre les valeurs expérimentales et théoriques devient de l'ordre de 20000. Ce désaccord peut s'expliquer de deux manières différentes. Nous pouvons tout d'abord admettre que le rayon de la cavité nucléaire augmente avec l'énergie d'excitation; il en résulterait une diminution considérable dans la valeur théorique de λ . Nous devrions, à ce point de vue, admettre pour les rayons correspondant aux deux niveaux d'excitation considérés, les valeurs $9,7 \times 10^{-13}$ cm et $9,6 \times 10^{-13}$ cm, alors que pour le niveau normal le rayon est $8,9 \times 10^{-13}$ cm ou même $8,0 \times 10^{-13}$ si les mesures de Jacobsen sont exactes. Cette conception semble cependant peu probable, l'accroissement du rayon étant bien grand et, de manière assez singulière, le même pour deux niveaux très distants.

Une autre hypothèse, probablement plus correcte, est que les probabilités α de transition doivent être calculées par la formule quadrupolaire et sont par conséquent plus petites dans le rapport $\left(\frac{\text{longueur d'onde}}{\text{rayon nucléaire}}\right)^2$. Cela nous donnerait le facteur 10 000 qui est nécessaire pour expliquer le désaccord.

Comparaison avec la théorie. — Nous pouvons maintenant comparer notre système de niveaux pour Ra C' avec la théorie indiquée au paragraphe 2. A gauche de la figure 10 est reproduit à l'échelle convenable le système des niveaux pour un modèle à distribution rectangulaire de potentiel. On peut voir qu'il présente avec le système déduit de l'expérience pour Ra C' une

étroite analogie et que les niveaux correspondants ont les mêmes nombres quantiques azimutaux. Les niveaux expérimentaux sont cependant plus resserrés vers les énergies élevées, ce qui est à prévoir en raison du caractère moins abrupt de la barrière de potentiel réelle.

Comme il a été indiqué plus haut, les niveaux observés pour Ra C' sont probablement dus à des transitions protoniques, et, en fait, si nous comparons ce système avec ceux qui correspondent à la structure fine des rayons α , nous trouvons qu'ici les différences d'énergie sont environ quatre fois plus grandes que pour les substances à désintégration α .

§ 5. EXCITATION ARTIFICIELLE DE RAYONNEMENT γ . — Pendant le bombardement de noyaux stables par des particules α rapides, trois modes possibles d'excitation suivie d'émission γ peuvent être envisagés.

Excitation simple. — Le premier correspond à une collision non élastique ordinaire où la particule incidente est réfléchie avec une énergie réduite et où la différence se retrouve en excitation du noyau. La probabilité d'un tel processus dépend essentiellement du facteur

$$(22) \quad \exp \left[- \frac{4\pi^2 e^2 \sqrt{2m} Z z}{h} \left(\frac{1}{\sqrt{E_2}} - \frac{1}{\sqrt{E_1}} \right) \right],$$

où E_1 et E_2 sont les énergies de la particule incidente avant et après le choc, ze sa charge et Ze la charge du noyau. Comme les énergies nécessaires pour l'excitation des noyaux légers sont grandes, l'énergie E_2 de la particule réfléchie sera petite et la probabilité donnée par la formule (22) ne sera pas très élevée.

Excitation par capture. — Un autre processus qui peut donner lieu à émission artificielle de rayons γ est celui de la capture directe de la particule incidente par le noyau (avec formation d'un noyau de masse augmentée), l'énergie en excès étant rayonnée sous forme d'émission γ . La probabilité que les choses se passent ainsi est donnée par le produit de la probabilité de radiation par celle du maintien de la particule capturée à l'intérieur du noyau

et on la trouve extrêmement petite; ce phénomène n'a, non plus, jamais été observé.

Excitation par désintégration. — La troisième possibilité, généralement observée, est liée à la désintégration artificielle du noyau bombardé, lorsque la particule incidente est capturée et qu'une autre particule nucléaire est émise. On conçoit facilement que la particule incidente soit capturée non sur le niveau le plus profond, mais sur un niveau excité et que l'énergie de la particule émise se trouve ainsi réduite. Nous devons donc prévoir l'existence de plusieurs groupes de particules émises, accompagnées de l'émission de rayons γ correspondants. C'est bien ce que l'on observe dans la désintégration de quelques éléments légers ⁽¹⁾, ⁽²⁾ et l'on a pu montrer que les rayons γ émis correspondent bien en nombre et en énergie à la structure observée du spectre de vitesse des particules émises.

Niveaux d'énergie des éléments légers. — Les données relatives aux rayons γ artificiellement excités étant relativement peu abondantes, nous ne pouvons pas savoir grand'chose de la structure des niveaux d'énergie pour les éléments légers. On peut seulement remarquer que la dureté de ces rayons et aussi les grandes différences d'énergie entre les groupes de particules émises montrent que les niveaux des noyaux légers sont beaucoup plus distants les uns des autres que dans le cas des noyaux radioactifs. C'est bien ce que l'on peut prévoir en raison du faible rayon des noyaux légers.

Niveaux de résonance. — Un autre fait expérimental concernant les niveaux d'énergie des noyaux légers est celui de la désintégration par résonance qui se produit lorsque l'énergie de la particule incidente est voisine de celle d'un niveau virtuel du noyau bombardé. De cette manière on a pu déterminer plusieurs niveaux pour le fluor et l'aluminium ⁽³⁾, mais, comme ces niveaux correspondent seulement à des états hautement excités, leur

⁽¹⁾ CHADWICK, CONSTABLE et POLLARD, *Proc. Roy. Soc.*, t. 130, 1931, p. 463.

⁽²⁾ BOTHE et BECKER, *Zeit. für Phys.*, t. 66, 1930, p. 289.

⁽³⁾ CHADWICK et CONSTABLE, *Proc. Roy. Soc.*, t. 135, 1932, p. 48.

connaissance n'est pas d'un grand secours pour l'établissement du système des niveaux nucléaires. On doit cependant remarquer que, d'après des calculs de Mott ⁽¹⁾, la largeur des niveaux de résonance permet de déterminer le nombre quantique azimutal des niveaux nucléaires correspondants [22', 23].

§ 6. ACTION DES RAYONS γ SUR LES NOYAUX ATOMIQUES. — On s'est depuis longtemps efforcé de mettre en évidence une action des rayons γ sur les noyaux, mais c'est seulement au cours des années récentes qu'un tel effet a pu être constaté. La comparaison de la formule de Klein et Nishina pour le coefficient d'absorption des rayons γ durs avec les valeurs expérimentales a montré qu'il existe une absorption supplémentaire rapidement croissante avec le nombre atomique de l'élément observé; on doit la considérer comme due à la présence des noyaux atomiques ⁽²⁾, ⁽³⁾, ⁽⁴⁾, ⁽⁵⁾.

Une semblable absorption d'origine nucléaire doit évidemment s'accompagner d'une réémission de rayonnement dont les propriétés ont été étudiées d'abord par Chao ⁽⁶⁾, puis, avec un soin particulier, par Tarrant et Gray ⁽⁷⁾. Ces auteurs ont constaté que ce rayonnement a une longueur d'onde différente de celle des rayons γ incidents et représente, dans la mesure où l'analyse des courbes d'absorption a pu être poursuivie, un mélange de deux raies monochromatiques avec des énergies d'environ 0,5 et 1 million d'électron-volts, indépendamment de la nature de l'élément absorbant et de la longueur d'onde de la radiation incidente. L'intensité de ce rayonnement secondaire augmente rapidement avec le nombre atomique de l'élément absorbant (à peu près comme Z^2) et avec l'énergie du quantum γ incident.

L'intensité relative des deux composantes varie avec l'élément

(1) MOTT, *Proc. Roy. Soc.*, t. 133, 1931, p. 228.

(2) CHAO, *Proc. Nat. Acad. Amer.*, t. 16, 1930, p. 431.

(3) TARRANT, *Proc. Roy. Soc.*, t. 128, 1930, p. 345.

(4) MEITNER et HUFFELD, *Zeit. für Phys.*, t. 67, 1931, p. 147.

(5) JACOBSEN, *Zeit. für Phys.*, t. 70, 1931, p. 145.

(6) CHAO, *Naturwiss.*, t. 19, 1931, p. 752.

(7) TARRANT et GRAY, *Proc. Roy. Soc.*, t. 136, 1932, p. 662.

absorbant. Le rapport de l'intensité de la composante la plus dure à celle de la plus molle augmente avec le nombre atomique (pour l'oxygène, la composante molle est seule présente). Le résultat le plus intéressant concerne l'existence d'une limite inférieure pour l'énergie du quantum γ incident capable d'exciter ce rayonnement secondaire, limite égale environ à $1,8 \times 10^6$ électron-volts.

Si nous cherchons à comprendre l'origine de cette fluorescence nucléaire, comme nous pouvons l'appeler, nous pouvons voir de suite qu'elle ne peut pas être entièrement produite par aucun des constituants lourds du noyau; on peut montrer, en effet ⁽¹⁾, que l'action des rayons γ sur une particule nucléaire de masse comparable à celle du proton est extrêmement faible. La conclusion en résulte que les électrons nucléaires doivent jouer un rôle important dans ce processus et l'on peut proposer l'explication suivante, en accord avec les conceptions actuelles sur la structure nucléaire ⁽²⁾.

Le quantum γ de la radiation incidente agit sur l'électron d'un des neutrons nucléaires et l'expulse du noyau en produisant une désintégration β artificielle. S'il se trouve que le neutron dissocié appartient à un niveau d'énergie élevé, le proton restant, exactement comme dans le cas d'une désintégration β spontanée, se trouve dans un état excité et retombe à un niveau inférieur en émettant un rayonnement γ . Cette hypothèse rend compte des caractères quantitatifs du phénomène, en particulier de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde. En effet, la quantité de mouvement maximum d'un neutron nucléaire est de l'ordre de

$$(23) \quad \frac{h}{r} N_n^{1/2},$$

où N_n est le nombre de neutrons dans le noyau et r le rayon de celui-ci, et l'énergie maximum du quantum γ émis sera par conséquent

$$h\nu \sim \frac{h^2}{m} \left(\frac{N_n^{1/2}}{r} \right)^2.$$

(1) LANDAU, *Naturwiss.*, t. 18, 1930, p. 1112.

(2) BRONSTEIN, *Sov. Phys.*, t. 2, 1932, p. 541.

Si nous admettons maintenant que le volume du noyau est sensiblement proportionnel au nombre des neutrons libres, nous en déduisons :

$$h\nu = \text{const.} \sim 1 \cdot 10^6 \text{ électron-volts,}$$

ce qui donne l'ordre de grandeur exact et explique que la fréquence du rayonnement de fluorescence nucléaire soit indépendante du nombre atomique. Il est également intéressant de remarquer que la limite inférieure de l'énergie du quantum γ nécessaire pour exciter cette fluorescence coïncide bien avec l'énergie de liaison du neutron entre proton et électron, déduite de la perte de masse.

Une autre explication possible a été proposée récemment par Blackett ⁽¹⁾, qui a montré que le plomb émet des électrons positifs sous l'action de rayons γ très durs (résultant du bombardement de Be par des particules α). De tels électrons positifs, en se détruisant par rencontre avec des électrons négatifs de l'atome, donneront lieu à un rayonnement γ de longueur d'onde correspondant à une énergie d'un demi-million d'électron-volts.

(1) BLACKETT, *Nature*, 1933.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. GAMOW.

1. — La structure fine des rayons α .

M. ROSENBLUM. — Lors du dernier Congrès Solvay, M. A. Cotton a annoncé, dans son rapport, que le rayonnement α du thorium C, étudié par moi en 1929, à l'aide du grand électro-aimant de l'Académie des Sciences, était complexe. Depuis 1930, divers travaux ont été effectués sur la question de la « structure fine » des rayons α , soit à Paris, soit à Cambridge.

On peut résumer l'état actuel de la question en disant qu'une structure fine des rayons α existe dans tous les cas où la transformation par rayons α est accompagnée par l'émission d'un rayonnement γ . L'importance de la structure fine semble être liée au rapport $\frac{Z}{A}$ des atomes qui se suivent dans la filiation radioactive (Z étant le numéro d'ordre et A le poids atomique). Cette relation apparaît dans le tableau suivant qui montre nettement la variation de l'importance de la structure fine dans le domaine étudié (nous faisons abstraction du polonium).

	$\frac{Z}{A}$	Raies fortes.	Raies faibles.		$\frac{Z}{A}$	Raies fortes.	Raies faibles.
Rd Ac...	0,396	4	7	Tn.....	0,391	1	1
AcX....	0,395	3	—	Th A....	0,389	1	—
An.....	0,393	3	—	Th B....	0,391	2	4
Ac A....	0,391	1	—	Ra.....	0,389	1	—
Ac B....	0,393	2	—	Rn.....	0,387	1	—
Rd Th...	0,395	2	—	Ra A....	0,385	1	—
Th X....	0,393	1	1	Ra B....	0,388	2	—

On remarque que les corps A qui ont dans chaque famille le plus faible rapport $\frac{Z}{A}$ ne présentent de structure fine en aucun cas. Les reproductions de la figure 11 montrent les différents aspects de décomposition suivant l'élément étudié.

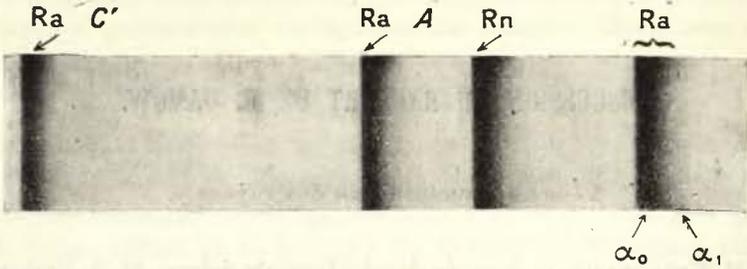


Fig. 11. — Structure fine du radium.

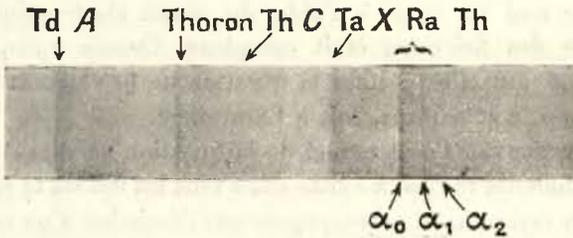


Fig. 12. — Structure fine du radiothorium.

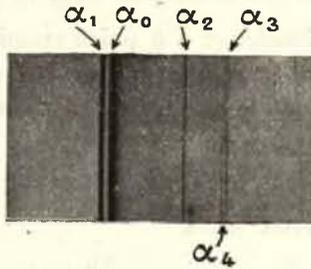


Fig. 13. — Structure fine du ThC.

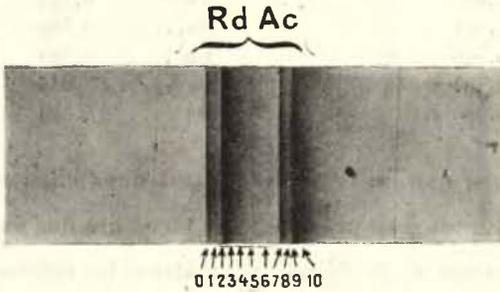


Fig. 14. — Structure fine du radioactinium.

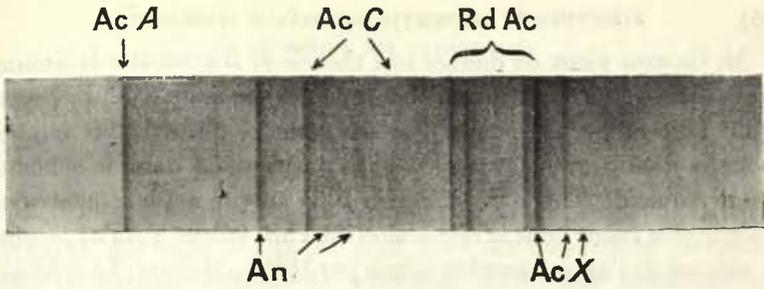


Fig. 15. — Structure fine du radioactinium et de ses successeurs.

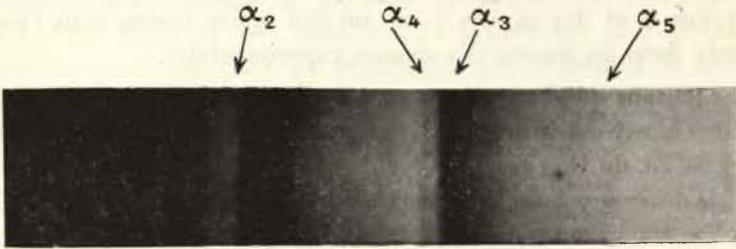


Fig. 16. — Thorium C surexposé.

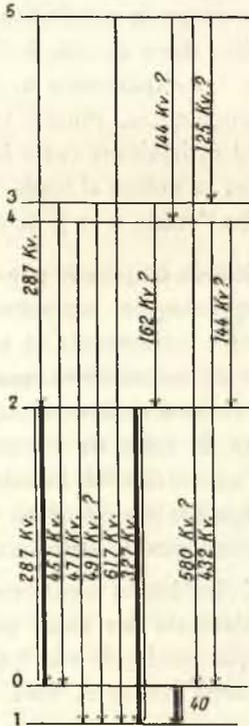


Fig. 17. — Niveaux du Th C et rayons γ .

M. Gamow vient de donner une théorie et il a montré la liaison qui existe entre la structure fine et le rayonnement γ . Je pense qu'il faut admettre maintenant des valeurs un peu plus faibles pour le quantum des rayons γ qui interviennent dans le schéma de niveaux du ThC". En effet, M. Ellis adopte actuellement une valeur plus faible pour la raie étalon du ThB, valeur qui s'approche d'ailleurs de l'ancien nombre admis par M^{lle} L. Meitner. Le schéma de niveaux du ThC", que l'on doit adopter, est donné ci-dessus (fig. 17). La concordance entre les différences énergétiques des rayons α et des rayons γ est un peu moins bonne, mais l'écart reste dans les limites des erreurs expérimentales.

Ajoutons que l'on trouve un accord satisfaisant pour la liaison entre le rayonnement γ et la structure fine, dans le cas de l'AcC, du RdTh, du RdAc et l'Actinon. Il en est de même pour le Radium, où la différence énergétique entre les deux groupes α est de 185 kilovolts, tandis que Hahn et Meitner signalent un seul rayon γ de 189 kilovolts. Il faut cependant remarquer qu'en ce qui concerne le Ra, M. Debiérne envisage la possibilité que la complexité du rayonnement α soit liée, dans ce cas, à l'existence d'un nouvel élément, le néo-radium. Les expériences en cours sur cette question ne sont pas encore concluantes. Pour l'AcX, on ne trouve pas actuellement un accord satisfaisant entre le rayonnement γ et les différences énergétiques calculées d'après le spectre α . Il serait intéressant de reprendre l'étude α et β de ce corps.

M. ELLIS. — La méthode employée par M. Gamow pour attribuer des nombres quantiques azimutaux aux constituants nucléaires, me paraît très intéressante et conduira probablement à de meilleures valeurs de ces nombres que la méthode basée sur la conversion interne. Cette dernière méthode implique, en effet, des mesures d'intensité de raies de rayons β dont la précision laisse fort à désirer. D'un autre côté, la méthode de la conversion interne peut être appliquée à des éléments émettant des rayons β et n'ayant par conséquent pas de structure fine.

Pour le ThC", les divers écarts mentionnés dans le rapport de M. Gamow entre les résultats des deux méthodes peuvent être réels, mais on ne doit pas perdre de vue que beaucoup de raies β utilisées sont extrêmement faibles et sont superposées à un fond

très bas. L'attribution du niveau $0,330 \cdot 10^6$ eV est fondée sur de bonnes mesures d'intensité et me paraît tout à fait digne de confiance.

M. FERMI. — Je ne crois pas que les considérations de M. Gamow donnent une base suffisante pour tirer des conclusions certaines sur le nombre quantique azimutal qu'il faut attribuer au noyau. En effet, dans le problème en question, il s'agit essentiellement d'un système de plusieurs particules. Or, en l'exprimant d'une façon un peu simpliste, la probabilité pour qu'une particule α soit expulsée est représentée par le produit de deux facteurs, le nombre de collisions de la particule avec la paroi du noyau et le coefficient qui indique la transparence de la barrière du potentiel. C'est précisément le premier facteur qui sera influencé par la présence des autres particules dans le noyau excité. Il est difficile de prévoir les détails de cette influence, mais il me semble bien qu'elle pourra être différente pour les divers états excités du noyau, de façon que, d'un état à l'autre, la grandeur en question varie dans un rapport de l'ordre de 2 ou 3.

M. MOTT. — Je suis d'accord avec les critiques que M. Fermi a formulées au sujet de la méthode de M. Gamow. Ces critiques pourraient aussi être exprimées en disant que l'excitation d'une particule α à partir de l'état fondamental implique un réarrangement complet de toutes les particules α dans le noyau. Cette manière de voir est confirmée par le fait que, dans une désintégration par rayon β , le noyau produit est pratiquement toujours dans un état excité.

Je voudrais signaler maintenant que cinq valeurs expérimentales s'accordent approximativement avec la courbe de conversion interne calculée pour des transitions de quadrupôles et donnée dans la figure 7 du rapport de M. Gamow.

Aux trois points de $\text{RaB} \rightarrow \text{C}$ représentés dans cette figure, il faudrait ajouter un point pour la raie $0,330 \cdot 10^6$ eV de $\text{ThC} \rightarrow \text{C}''$ et un pour la raie $0,2379 \cdot 10^6$ eV de $\text{ThB} \rightarrow \text{C}$; ces cinq points se placent sur une courbe régulière. Dans le cas de $\text{ThC} \rightarrow \text{C}''$, l'intensité du rayon γ est déduite de l'intensité du groupe de rayons α lents mesuré par M. Rosenblum; dans le cas de $\text{ThB} \rightarrow \text{C}$, on sait que, si la théorie d'Ellis et Mott de la désintégration par rayons β est

exacte, la raie doit avoir une intensité voisine de l'unité (voir ELLIS et MOTT, *Proc. Roy. Soc.*, A, vol. 141, 1933, p. 502).

Pour finir, je voudrais rappeler que le calcul des coefficients de conversion interne effectué pour assigner des valeurs aux nombres quantiques a été fait dans l'hypothèse que le champ électromagnétique rayonné par le noyau est celui d'un simple dipôle électrique ou d'un quadripôle. M. Perrin m'a fait observer toutefois, que le champ électromagnétique doit être plus compliqué si la particule rayonnant dans le noyau a un moment magnétique. Le calcul montre que l'effet des termes magnétiques est d'augmenter le coefficient de conversion interne. A vrai dire, en prenant pour le moment magnétique une valeur convenable, on peut obtenir pour ce coefficient telle valeur que l'on veut. Ceci réduit jusqu'à un certain point l'utilité de la théorie pour l'attribution de nombres quantiques aux niveaux nucléaires. D'autre part, la comparaison des valeurs théorique et expérimentale des coefficients de conversion interne peut donner quelque renseignement sur la nature des particules rayonnant dans le noyau.

Une discussion s'engage, à laquelle prennent part MM. Fermi, Mott, Heisenberg, Bohr, Peierls, Perrin. Il s'agit de la question de savoir s'il faut admettre dans le noyau la possibilité de transitions qui donnent lieu à un rayonnement de dipôle. MM. Bohr, Gamow et Delbrück ont remarqué, il y a quelques années, que dans un noyau qui ne contient que des particules α , le centre électrique coïncide toujours avec le centre de gravité, de sorte que pour un tel noyau les transitions de dipôles sont exclues. Or, les noyaux qui émettent des rayons γ contiennent certainement d'autres particules à côté des particules α .

Il faudra donc admettre que dans un tel système les transitions possibles seront régies par des règles d'exclusion, analogues à la règle de Laporte pour les atomes; mais rien ne nous autorise à regarder les rayonnements de dipôles comme exclus. Toutefois, le modèle de Gamow, dans lequel une seule particule se meut dans un champ de force, est bien grossier; les amplitudes qui règlent les rayonnements de dipôles seront beaucoup plus petites que ne le fait prévoir ce modèle.

Dans le cas d'une particule α excitée, M. F. Perrin rappelle

que l'entraînement du reste du noyau réduit le moment dipolaire au vingtième environ de la valeur calculée sans en tenir compte.

M. GAMOW. — Les considérations suivantes peuvent servir, peut-être, à comprendre comment il est possible que l'état fondamental d'une particule dans un noyau ait un nombre quantique azimutal différent de zéro. Considérons le modèle simple de noyau dans lequel une particule se meut dans le champ moyen des autres. Si les parois de la barrière de potentiel étaient infiniment élevées, la condition à la frontière serait $\psi = 0$ et l'état fondamental serait un état S. Mais si la condition à la frontière était $\frac{d\psi}{dn} = 0$, nous savons par la théorie acoustique que le niveau fondamental serait un état P. En réalité, la condition à la frontière doit être choisie de manière à relier la fonction d'onde à l'intérieur de la barrière de potentiel à la fonction d'onde exponentielle dans l'épaisseur de cette barrière; pour une certaine valeur de la transparence de la barrière, l'état fondamental devient un état P. Mais cette valeur est beaucoup plus grande que les transparences déduites de l'expérience pour les noyaux radioactifs. Le modèle simple de noyau considéré est donc tout à fait insuffisant et les considérations ci-dessus ne servent qu'à donner un exemple de renversement dans l'ordre de succession des niveaux.

M. ELLIS. — Je voudrais faire observer que, dans une suite de deux désintégrations par rayon β successives, ce n'est que dans la seconde étape que se manifestent de grandes énergies d'excitation. Dans la désintégration β de ThB ou RaB, l'excitation est en réalité du même ordre de grandeur que les structures fines des rayons α .

M. FERMI. — J'imagine que l'existence d'un système de niveaux très éloignés les uns des autres (différences de l'ordre de quelques millions de volts, comme c'est le cas pour le noyau de RaC'), doit être un phénomène très général. Seulement, la formule de Gamow nous montre que, dans les noyaux qui restent après l'expulsion d'une particule α , ces niveaux n'ont pas le temps de manifester leur existence. Le cas du noyau qui subsiste après

l'expulsion d'une particule β , constitue une exception due aux détails inconnus du mécanisme qui détermine cette expulsion.

2. — Excitation par désintégration.

M. RUTHERFORD. — *Sur les particules α de long parcours.* — Les avantages de la méthode de focalisation semi-circulaire, appliquée pour la première fois par M. Rosenblum à l'étude des particules α , sont si grands qu'un aimant spécial a été construit et est employé actuellement dans ce but au Cavendish Laboratory. Un pouvoir résolvant extrêmement élevé est obtenu ainsi et, en appliquant des méthodes de dénombrement pour la détection des particules α , on peut étudier la structure fine même des groupes les plus faibles. L'électro-aimant employé ⁽¹⁾ a été établi par M. le Dr J. D. Cockcroft; ses dimensions sont pratiques; son poids est d'environ 3,5 tonnes. Dans tout l'intérieur de l'entrefer, on a fait le vide jusqu'à une pression de moins d'un millième de millimètre de mercure. La plupart des joints sont lutés à la plasticine, mais l'ouverture est bouchée d'une manière fort pratique au moyen d'une bande de caoutchouc graissée, qui peut être aisément enlevée quand il s'agit d'apporter aux fentes les changements nécessaires. L'énergie dépensée dans les bobines n'est que de 200 watts environ et le courant nécessaire est fourni par une batterie d'accumulateurs. Il y a donc une grande différence entre cet instrument et le grand électro-aimant de l'Académie des Sciences de Paris, dont se sert M. Rosenblum et qui exige une puissance d'environ 500 kilowatts. La grande économie est due au fait que notre aimant ne produit qu'un champ de forme annulaire, dont le rayon moyen est de 40^{cm} et qui a 5^{cm} de largeur radiale. La source radioactive et la chambre détectrice doivent être placées aux deux extrémités opposées d'un même diamètre et les particules α de différentes vitesses sont dirigées vers la fente détectrice par variation du champ magnétique (*fig.* 18). Celui-ci

(1) Une description en a été publiée dans *Journ. Sc. Inst.*, vol. 10, 1933, p. 72, et un rapport sur son emploi a été donné dans *Proc. Roy. Soc., A*, vol. 139, p. 617, et vol. 142, 1933, p. 347.

est très uniforme; il ne varie que de $4/10\ 000$ le long de tout le demi-cercle employé, ce qui fait que la concentration d'un groupe de particules α est particulièrement nette. On a adopté une méthode particulière de réglage et de mesure du champ magnétique, qui fait que le champ peut aisément être établi à $1/100\ 000$, c'est-à-dire à $1/10$ de gauss sur une grandeur totale de $10\ 000$ gauss. Il est possible de comparer avec cette précision les vitesses de groupes voisins de particules α , comme les deux groupes princi-

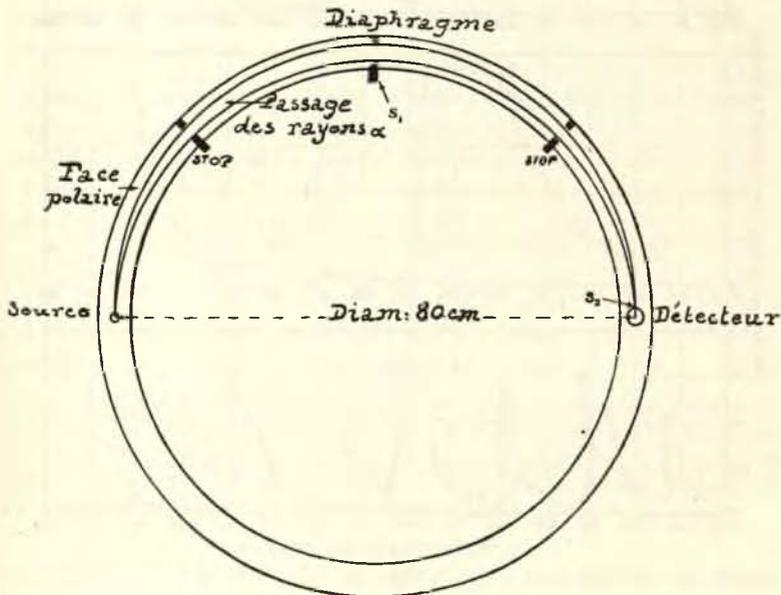


Fig. 18.

aux provenant du thorium C, mais pour des groupes dont les vitesses diffèrent assez considérablement, la précision est d'environ $1/10\ 000$.

Des renseignements importants sur les niveaux d'énergie dans le radium C' sont fournis par l'étude des groupes très faibles de particules de long parcours émises par RaC'. Celles-ci ont été examinées au moyen de notre nouvel aimant et les résultats sont montrés sur le diagramme ci-après (fig. 19). On trouva onze groupes distincts et peut-être un douzième, mais celui-ci est plus ou moins masqué par le groupe le plus important. Ce groupe principal représente les particules de 9^{cm} de parcours, déjà découvertes

il y a plusieurs années. Dans ce groupe sont émises environ 20 particules pour 10^6 désintégrations. On a trouvé aussi un faible groupe correspondant au parcours de $7\text{cm},8$, observé dans des mesures antérieures du trajet de ces particules, faites au moyen du compteur différentiel. Il y a neuf groupes dont les énergies sont

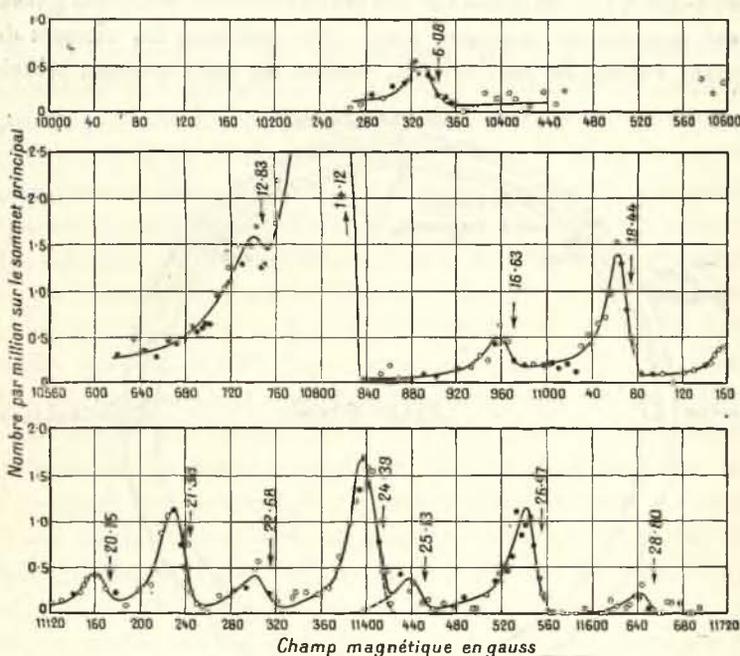


Fig. 19.

supérieures à celle du groupe de 9cm . Les nombres de particules dans ces groupes varient de $1/5$ à 1 pour 10^6 désintégrations; le dénombrement s'effectuait donc très lentement, si lentement parfois qu'on ne comptait qu'une ou deux particules en 4 minutes, bien qu'on fit usage comme source d'un dépôt radioactif équivalent à 130mg de radium. Certains groupes sont tout juste supérieurs au minimum observable et il est possible qu'il existe plusieurs groupes plus faibles encore, qui n'ont pas pu être décelés. Le seul espoir qu'on puisse avoir de découvrir de pareils groupes, c'est de disposer un jour de 10^6 de radium; mais la manipulation de sources aussi puissantes serait excessivement difficile, même si une pareille quantité de radium était disponible.

Il est intéressant de considérer les niveaux d'énergie du noyau de RaC' en voie de désintégration, qui correspondent à ces divers groupes de particules α . Ces niveaux d'énergie sont donnés dans le tableau suivant, colonne V :

Particules α de long parcours.

I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.
3,993 ₀	1,0000	7,683	7,829 ₃	0	-	10 ⁶
4,145 ₃	1,0380	8,280	8,437	6,08	$\pm 0,04$	0,43
4,308 ₀	1,0785	8,941	9,112	12,83	$\pm 0,1$	(0,45)
4,338 ₆	1,08616	9,068 ₈	9,241 ₆	14,12	$\pm 0,03$	22
4,397 ₂	1,1008	9,315	9,493	16,63	$\pm 0,07$	0,38
4,438 ₈	1,1111	9,492	9,673	18,44	$\pm 0,04$	1,35
4,477 ₉	1,1209	9,660	9,844	20,15	$\pm 0,07$	0,35
4,506 ₁	1,1279	9,781	9,968	21,38	$\pm 0,06$	1,06
4,535 ₂	1,1351	9,908	10,097	22,68	$\pm 0,07$	0,36
4,573 ₆	1,1447	10,077	10,269	24,39	$\pm 0,04$	1,67
4,590 ₀	1,1488	10,149	10,342	25,13	$\pm 0,1$	0,38
4,630 ₇	1,1589	10,329	10,526	26,97	$\pm 0,04$	1,12
4,670 ₉	1,1689	10,509	10,709	28,80	$\pm 0,1$	0,23

Nota. — I. Valeur de $H\rho$ pour le groupe de particules α en gauss/cm $\times 10^5$. — II. v/v_0 . — III. Énergie de la particule α en eV $\times 10^6$. — IV. Énergie de désintégration (corrigée du recul) en eV $\times 10^6$. — V. Excès de l'énergie du niveau excité sur le niveau normal en eV $\times 10^5$. — VI. Erreur probable en eV $\times 10^5$. — VII. Nombre de particules sur un million de désintégrations.

Le groupe intense de 9^{cm} est émis avec une énergie de désintégration supérieure de $14,12 \times 10^5$ eV à celle de la désintégration normale, qui émet les particules α de 7^{cm} . Cette énergie s'accorde d'une manière remarquable avec l'énergie de $14,14 \times 10^5$ eV du rayon γ , déduite des mesures de M. Ellis, sur les raies les plus fortes du spectre de rayons β . On sait que ce rayon γ est anomal, puisqu'il est clair que le nombre de quanta de rayonnement γ émis doit être très petit. L'excès d'énergie de la désintégration qui émet le groupe de particules de $7^{cm},8$ est $6,08 \times 10^5$ eV, ce qui est également en concordance remarquable avec l'énergie du rayonnement γ le plus intense, laquelle est de $6,07 \times 10^5$ eV.

Les autres niveaux d'énergie peuvent être mis en rapport avec les rayons γ intenses d'une façon moins directe. On remarquera que le groupe α très faible de plus long parcours peut être relié

aux rayons γ d'énergie 17,61 et 11,21, qui suivent par ordre d'intensité ceux qui ont été mentionnés déjà; la somme de leurs énergies est $28,82 \times 10^5$ eV. Ces relations ont été discutées plus en détail dans le Mémoire de Rutherford, Lewis et Bowden, publié dans *Proc. Roy. Soc., A*, vol. 142, 1933, p. 347; M. Ellis en parle, d'ailleurs, dans le rapport qu'il va présenter à ce Conseil.

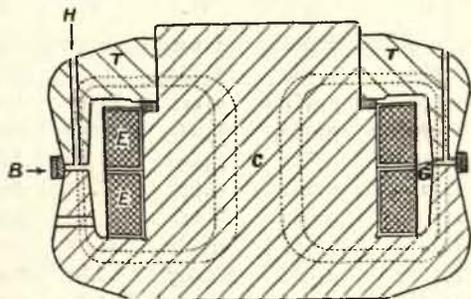


Fig. 20.

Coupe de l'électro-aimant de la figure 18 (Cockcroft).

E, bobines enroulées autour du noyau central C; G, entrefer annulaire de 40cm de rayon, 5cm de large et 1cm de distance des pièces polaires. Le circuit magnétique est indiqué en pointillé. Avec 200 watts, on obtient un champ de 10 000 gauss, uniforme à 4/10 000 près le long d'un demi-cercle.

Les particules α de long parcours émises par le thorium C' ont également été examinées et l'on a trouvé que l'excès d'énergie des deux groupes bien connus s'accorde parfaitement avec les énergies des rayons γ , déduites des mesures récentes d'Ellis sur les raies faibles du spectre de rayons β . Les valeurs des différences d'énergie sont $7,27$ et $17,96 \times 10^5$ eV pour les deux groupes; elles sont identiques aux énergies des rayons γ .

Une étude des groupes de structure fine dans le rayonnement du ThC est entreprise avec le plus haut degré de précision possible et les résultats non encore définitifs, donnés dans le tableau suivant, confirment déjà fortement l'égalité parfaite entre les différences d'énergie de désintégration par rayons α et les énergies de rayons γ , égalité qu'exige la théorie de la structure fine de Gamow.

Thorium C.

Transition.	Différence d'énergie des particules α en e.k V, corrigée du recul du noyau.		Énergie du rayonnement γ en e.k V Ellis.
	Rosenblum.	Aimant annulaire.	
$\alpha_0 - \alpha_1$	40,6	$39,9 \pm 0,2$	39,9
$\alpha_2 - \alpha_1$	332	$327,7 \pm 1,0$	326,7
$\alpha_4 - \alpha_1$	476	$471,9 \pm 2,0$	470,9
$\alpha_3 - \alpha_0$	291	$287,8 \pm 1,0$	286,9
$\alpha_3 - \alpha_0$	458	$451,9 \pm 1,0$	451
$\alpha_4 - \alpha_0$	437	$432,0 \pm 2,0$	431,7

Une tentative est faite, en outre, pour déterminer la différence d'énergie entre les deux groupes principaux α_0 et α_1 par des mesures électrostatiques directes. Un potentiel de 10000 volts est appliqué à la source pour augmenter ou diminuer l'énergie des particules α d'une quantité égale à 20000 électrons-volts. En renversant le potentiel, il est possible de passer d'un groupe à l'autre, puisque la différence d'énergie entre les deux groupes est d'environ 40 000 électrons-volts. Les deux groupes peuvent ainsi être examinés alternativement, tout en maintenant constante l'intensité du champ magnétique.

J'ajouterai encore que Briggs a effectué quelques mesures particulièrement précises des vitesses des groupes de rayons α du radon, du radium A et du radium C; le Mémoire correspondant est actuellement en voie de publication. La précision de la mesure relative des vitesses est estimée à $1/80\ 000^e$. On a procédé en mesurant photographiquement la déviation directe par le champ magnétique de faisceaux étroits de rayons α délimités par des fentes fines. On obtient une double déviation d'environ 10^{cm} et les raies sont tellement nettes qu'il est possible de faire sur les plaques des mesures extrêmement précises.

M. ELLIS. — Je voudrais faire un court rapport sur les résultats obtenus en essayant de construire un système de niveaux pour RaC'. Nous venons d'entendre que les mesures sur les particules α de long parcours montrent l'existence de divers états d'excitation de ce noyau et que certains de ces états entrent parfaitement dans un système de niveaux qui comprend tous

les rayons γ principaux. Ce système est représenté dans le Tableau I où l'on trouve en même temps les indications nécessaires à l'explication des attributions admises.

TABLEAU I.
Système de niveaux de RaC' excité (1).

Nombre quantique azimutal relatif.	Pourcen- tage d'exci- tation.		Sym- bole.	Énergie des noyaux en volts $\times 10^5$.		Énergies d'autres niveaux déduites de particule α en 10^5 eV.
				Parti- cule α .	Parti- cule β .	
2 ou 4	21		J	28,80	28,81	
2	14	R Q	I	26,97	26,95	—25,13
2	6		H	21,38	21,45	—24,39
2	0		G		17,61	—22,68
1	6		F	16,63	16,64	—20,15
[0	0		X]	14,12	14,14	—18,44
1	0	V W S	E		7,66	
1	66		D	6,08	6,06	
1	0		C		4,98	
1	0		B		4,26	
0	113	Nb Pa Na O	A	0	0	

(1) Concordance des énergies :

$$\gamma \text{Nb} + \gamma \text{W} = 4,98 + 21,98 = 26,96$$

$$\gamma \text{Q} + \gamma \text{V} = 9,33 + 17,61 = 26,94$$

$$\text{Niveau } \alpha = 26,97$$

$$\gamma \text{R} + \gamma \text{V} = 11,20 + 17,61 = 28,81$$

$$\text{Niveau } \alpha = 28,80$$

$$\gamma \text{Sb} + \gamma \text{Pa} = 13,79 + 7,66 = 21,45$$

$$\text{Niveau } \alpha = 21,38$$

$$\gamma \text{S} + \gamma \text{Na} = 12,38 + 4,26 = 16,64$$

$$\text{Niveau } \alpha = 16,63$$

A comparer, en outre, les valeurs pour les niveaux X et D.

Les valeurs indiquées pour les rayons γ sont celles que j'ai obtenues dans une récente étude du spectre de rayons β de RaC' et ne diffèrent pas beaucoup de celles qui ont été précédemment publiées. Je voudrais attirer tout particulièrement l'attention sur l'excellente concordance des énergies, tant pour ce qui regarde le contrôle de combinaison possible en se fondant uniquement sur le témoignage des rayons β ($\gamma Q + \gamma V = \gamma W + \gamma Nb$) que pour ce qui regarde les valeurs de la différence d'énergie entre les niveaux déduites des données fournies respectivement par les particules α et β . Un autre fait important est que les intensités mesurées s'accordent parfaitement avec ce schéma. Ainsi, par exemple, en se reportant au tableau, on voit clairement que la somme des intensités des rayons γ R et Q ne doit pas être plus grande que l'intensité du rayon γV . Et effectivement, dans les limites des erreurs expérimentales, les intensités concordent; ce qui nous permet de conclure que le niveau G n'est pas excité directement par la désintégration précédente, mais n'existe que comme état de transition. Cette conclusion nous permet aussi de comprendre pourquoi on ne trouve pas le niveau G par l'analyse des particules α . Les nombres indiqués sous la rubrique « pourcentage d'excitation » sont déduits immédiatement des mesures d'intensités des rayons γ . Par exemple, γR est émis dans 26 pour 100 des désintégrations, γQ et γW tous deux dans 7 pour 100 environ; le niveau J a donc un pourcentage d'excitation 21 et le niveau I le pourcentage 14. Il paraît probable que les niveaux B, C et E ne sont jamais directement excités, puisque, comme dans le cas du niveau G, les transitions vers ces niveaux sont en nombre égal à celles qui partent de ces niveaux. Le niveau D est le plus fréquemment excité, comme le prouve l'intensité de γO . Dans leurs mesures de ces intensités, Ellis et Aston ont donné des raisons pour lesquelles ils considéraient comme probable que leur méthode donnerait des valeurs trop élevées de 10 pour 100 au moins. Or, il faut remarquer que la somme des excitations dans le schéma ci-dessus est de 113 pour 100; de sorte que, si nous avons réellement à corriger les valeurs en ce sens, nous obtiendrions à peu près 100 pour 100 d'excitation. Ceci est vraiment une confirmation importante du schéma, puisque l'attribution des rayons γ a été fondée en premier lieu sur de simples considérations d'énergie et sur la nécessité de

s'accorder avec les niveaux trouvés directement par les mesures sur les particules α . On constate ainsi qu'il arrive rarement que RaC' soit laissé directement dans son état fondamental par la désintégration précédente.

On peut voir également dans le tableau une attribution provisoire de nombres quantiques azimutaux relatifs. Il ne faut pas accorder trop d'importance à ces nombres pour le moment, puisque, comme l'a fait observer M. Mott, certaines extensions intéressantes de la théorie de la conversion interne sont en voie d'élaboration. Mais nous espérons que nous disposerons bientôt d'un système de nombres digne de confiance, car Gamow a montré qu'on peut obtenir une vérification de ces nombres quantiques par une méthode indépendante fondée sur les intensités relatives des groupes de particules α de long parcours.

Il y a, dans le schéma, une ambiguïté qui doit être relevée. Les rayons γ W et Nb peuvent être permutés en admettant, au lieu du niveau C, un niveau à $21,98 \times 10^5$ eV, avec le nombre quantique azimutal relatif 1. Cette solution est préférée par MM. Rutherford, Lewis et Bowden.

Nous ne considérerons pas en ce moment les rayons γ plus faibles et les autres niveaux de particules α .

Enfin, mention doit être faite du niveau X. Les transitions radioactives de ce niveau à l'état fondamental sont très peu nombreuses, si tant est qu'il y en ait, tandis que son interaction avec la structure électronique et son rôle dans l'émission de particules α ne sont pas particulièrement anormaux. Fowler a émis l'idée qu'on pouvait rendre compte de ce fait en attribuant le nombre quantique azimutal zéro (en valeur absolue et non relative) à la fois au niveau X et aux états fondamentaux. Pour expliquer ensuite comment il se fait que ce niveau ne se combine pas avec les autres, il paraît nécessaire de supposer que dans le RaC' nous avons deux systèmes qui ne se combinent pas, comme nous en connaissons dans le système électronique. Un examen plus approfondi de cette question, sur laquelle Heisenberg a attiré l'attention, peut avoir son importance dans l'interprétation des rayons γ faibles et des niveaux restants de particules α .

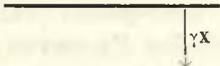
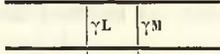
Dans la série du thorium, l'étude des particules α a conduit, pour le ThC'' et le ThC', à des schémas de niveaux dignes de

confiance, et il est encore intéressant de noter ici que les résultats fournis par l'examen des rayons γ confirment complètement ceux que donnent les rayons α . Il est inutile d'insister sur ces mesures, sauf pour faire observer que la concordance excellente entre les deux méthodes de recherche tout à fait indépendantes constitue une preuve de leur précision. Mais il n'est peut-être pas sans utilité de mentionner le cas du thorio-plomb (ThD), parce qu'ici nous ne sommes aidés par l'émission d'aucun rayon α , et il est intéressant de voir comment une considération des intensités des rayons β nous permet de construire un schéma de niveaux plausibles.

Les considérations qui suivent sont en substance celles qui ont été introduites par MM. Mott et Ellis, sauf que j'y ai ajouté quelques idées suggérées par des travaux plus récents. Nous n'avons que quatre rayons γ sur lesquels nous puissions opérer : γX de $26,20 \times 10^5$ volts, γM de $5,823 \times 10^5$ volts, γL de $5,100 \times 10^5$ volts et γG de $2,765 \times 10^5$ volts, et pour chacun d'eux nous connaissons d'une manière très approchée le nombre d'électrons émis à partir de la couche K par conversion interne, par rapport au nombre des désintégrations. Ces quantités, nous les représenterons par $p_X \alpha_X$, $p_M \alpha_M$, etc., les p étant le nombre de transitions nucléaires rapporté au nombre des désintégrations et les α les coefficients de conversion interne correspondants. Considérant d'abord γX nous trouvons, en nous servant des coefficients de conversion interne calculés par Mott, Taylor et Hulme, qu'il doit s'agir d'une transition de quadrupôle, si nous voulons que la condition $p \leq 1$ soit satisfaite. Acceptant cette conclusion, nous trouvons que p_X est à peu près égal à 1. De mesures directes effectuées par la méthode du spectre excité, on déduit ensuite que $p_M > p_L$, tandis que $p_M \alpha_M$ est à peu près égal à $p_L \alpha_L$, d'où l'on peut conclure que M est une transition de dipôles et L une transition de quadrupôles. Introduisant les valeurs calculées pour les coefficients α , on trouve à peu près $p_M = 1$ et $p_L = 0,3$. Et, puisqu'il ne peut y avoir qu'une seule excitation initiale dans chaque désintégration, il s'ensuit que γX et γM doivent être des transitions consécutives, comme le montre le Tableau II. Étant donnée son intensité plus faible, γL ne peut pas venir à la suite de γX et de γM ; c'est pourquoi on l'a placé provisoirement

TABLEAU II.

Système de niveaux de $^{208}_{83}\text{Pb}$ excité.

Nombre quantique azimutal relatif.		Énergie en eV.10 ⁵ .	Pourcentage d'excitation	
			non corrigé.	corrigé.
1		E 32,02	100	72
1		D 5,82	0	0
2		C 5,10	30	21
2		B 2,76	10	7
0		A 0	0	0

comme le montre le Tableau II. Enfin, on sait que γG est faible, c'est-à-dire que p_G est petit, de sorte qu'il résulte de la valeur expérimentale de $p_G \alpha_G$ que nous avons affaire là à une transition de dipôles; en introduisant la valeur calculée de α_G , on trouve que p_G est environ 0,1. Tout cela suggère le schéma de niveaux du Tableau II. Il faut remarquer toutefois que maintenant l'excitation totale est à peu près 1,4, alors qu'en réalité elle ne peut pas dépasser l'unité. Les nombres relatifs aux intensités β , suffisamment exacts en ce qui concerne leurs valeurs relatives, sont presque certainement trop élevés en valeur absolue. C'est pourquoi nous avons abaissé toutes les excitations en divisant par 1,4 et nous avons obtenu ainsi les valeurs du tableau. Celui-ci mentionne aussi les nombres quantiques azimutaux déduits ci-dessus. On peut noter que la transition E-C peut bien se présenter mais qu'elle est malheureusement inobservable, parce que la raie correspondant au rayon βK coïnciderait presque exactement avec la raie du rayon βL , à partir de γX .

Les observations à la chambre de Wilson ont fourni un léger argument en faveur de l'existence d'une transition E-A. En outre, si ce schéma de niveaux est exact, il résulterait des considérations de Mott et Ellis sur le spectre continu des électrons de désintégration que le spectre de ThC' se composerait pour 71 pour 100 d'un spectre aboutissant à $17,7 \times 10^5$ eV, contre 21 pour 100 d'un spectre se terminant à $44,6 \times 10^5$ eV et 7 pour 100 d'un spectre se terminant à $46,9 \times 10^5$ eV.

De pareils spectres n'ont pas encore été observés, mais cela est compréhensible, si l'on considère leurs faibles intensités relatives et leur étalement considérable.

M. MOTT. — Le fait qu'on n'a observé aucun rayonnement γ d'énergie de $1,426 \times 10^6$ eV s'explique aisément en remarquant que des transitions S-S sont rigoureusement interdites.

Mais dans le système de niveaux d'Ellis, il y a des niveaux P au-dessous du niveau $1,426$, vers lesquels des transitions à partir de ce dernier sont permises en vertu des règles de sélection des nombres quantiques azimutaux. Toutefois, de pareilles transitions ne se présentent pas en quantité appréciable, car autrement il ne pourrait pas y avoir de groupe intense de rayons α d'énergie $1,426 \times 10^6$ eV. Cela implique que le niveau $1,426$ doit être d'un type particulier, différent de celui des niveaux P considérés, et tel qu'aucune intercombinaison n'est possible.

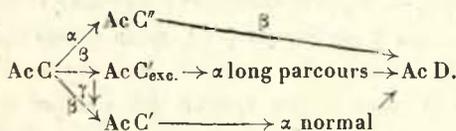
Mlle MEITNER. — Pour déterminer l'intensité relative des divers groupes de rayons β du Th (B + C), nous avons fait, en collaboration avec M. Wang, des mesures au moyen d'un compteur Geiger-Müller et nous avons trouvé des valeurs qui concordent bien avec celles de M. Ellis, sauf que quelques faibles raies présentent des écarts allant jusqu'à 50 pour 100.

M. HEISENBERG. — Nous possédons déjà quelques indications théoriques, qui semblent nous permettre d'esquisser une théorie des niveaux énergétiques du noyau plus détaillée que celle qui a pour base le modèle de Gamow. Si nous considérons le noyau du RaC', dont le nombre atomique est pair, nous sommes conduits à admettre la présence de deux protons dans le champ du noyau au lieu d'un seul, comme chez Gamow. Or, le système des niveaux présente plutôt une ressemblance avec celui des spectres atomiques de la deuxième colonne du système périodique; il faudra distinguer entre niveaux de singulets et niveaux de triplets, les intercombinaisons étant exclues en première approximation.

Pour ce qui concerne la forme du potentiel à l'intérieur du noyau, Gamow introduit un potentiel constant dans la région centrale et qui monte plus ou moins rapidement vers les parois de la barrière de potentiel. Il essaie de déterminer cette dernière

partie du potentiel de façon à obtenir un accord avec les niveaux expérimentaux. Or, la loi de force entre protons et neutrons, qui a été proposée par Majorana (voir mon rapport), fait penser que dans la région centrale du noyau le potentiel n'est pas constant, mais présente encore un maximum au centre; le potentiel atteindrait donc ses plus basses valeurs dans une région dont la forme est celle d'une couche sphérique. Dans un tel champ, le niveau le plus bas peut correspondre à un nombre quantique azimutal qui diffère de zéro.

M^{me} CURIE. — *Sur les rayons α de long parcours.* — Au cours de cette année, j'ai obtenu, en collaboration avec M^{lle} Lub, la première indication de l'émission de rayons α de long parcours, par le dépôt actif de l'actinium (¹). Par analogie avec ce qui est admis dans le cas des transformations RaC \rightarrow RaD et ThC \rightarrow ThD, le schéma relatif à la transformation AcC \rightarrow AcD serait le suivant :



Partant du nombre N d'atomes transformés par unité de temps, pour les corps C, le nombre de rayons de long parcours serait de la forme K'KN, où K est la fraction d'atomes de AcC transformés par émission β , et K' la fraction d'atomes de AcC' transformés par émission de rayons de long parcours. Le coefficient K' est toujours très petit, la valeur maximum observée étant de l'ordre de 10^{-5} . Les valeurs de K dans les trois familles sont

	RaC.	ThC.	AcC.
K	>0,99	0,65	0,003

Il y a donc un désavantage considérable pour l'obtention de rayons α de long parcours de AcC' quand les sources sont équivalentes en nombre d'atomes de corps C transformés au total.

Cette équivalence elle-même est loin d'être obtenue. L'actinium

(¹) *Journ. de Phys. et Rad.*, t. 4, 1933, p. 513.

et ses dérivés se trouvent dans les minéraux d'urane en proportion telle que le nombre d'atomes transformés n'est que 3 à 4 pour 100 du nombre correspondant pour Ra et ses dérivés. De plus, l'extraction de l'actinium des minerais est incomplète, et sa séparation des terres rares qu'il accompagne est difficile.

Le problème de la concentration de l'actinium a été résolu dans mon laboratoire depuis plusieurs années, par l'emploi d'une méthode de fractionnement qu'on peut poursuivre aussi loin que le permet la quantité de matière disponible (1).

Les préparations de lanthane actinifère résultant du fractionnement, utilisées pour recueillir le dépôt actif de l'actinon, ont permis d'obtenir des sources émettant de 2 à 3×10^8 rayons α par seconde, soit autant que 5 à 8 millicuries de RaC.

La source était placée dans un petit appareil étanche où l'on pouvait faire le vide, ou bien introduire du gaz carbonique. Les rayons α étaient observés par la méthode des scintillations, avec interposition d'écrans absorbants. Les rayons β étaient déviés par un champ magnétique. Les écrans d'or choisis pour la mesure d'absorption étaient soigneusement privés de gaz. Nous n'avons pas réussi à éliminer entièrement les rayons parasites, mais nous avons observé une chute du nombre de scintillations qui correspond, croyons-nous, à un groupe de rayons α de parcours de 10^{cm} . Ce résultat a été confirmé par quelques expériences préliminaires faites à l'aide d'un compteur d'ionisation proportionnel. Le nombre de rayons α de parcours de 10^{cm} serait environ $3 \cdot 10^{-7}$ par rayon α de AcC, soit environ 10^{-4} par rayon α de AcC'. La différence d'énergie entre le groupe considéré et celui de AcC' est environ $2 \cdot 10^6$ eV. Dans une étude récente du rayonnement γ de Ac + dérivés, faite en collaboration avec M. Savel (2), nous avons trouvé un coefficient d'absorption massique limite de 0,076

(1) *Journ. de Chim. phys.*, t. 27, 1930, p. 1. Il m'est agréable d'adresser ici mes sincères remerciements à l'Union Minière du Haut Katanga qui a mis à ma disposition des matières premières actinifères et qui m'a accordé son aide pour le traitement de ces matières, en vue de la concentration de l'actinium. Je dois tout particulièrement remercier, pour sa collaboration dévouée, M. Tamine, qui obtint, à l'usine d'Oolen, des préparations d'actinium très concentrées.

(2) M^{me} CURIE et L. SAVEL, *Journ. de Phys. et Rad.*, t. 4, 1933, p. 457.

dans le plomb, ce qui correspond à une énergie de 10^6 eV seulement. Ce point sera à examiner à nouveau. L'intensité du groupe de rayons γ émis par atome transformé de Ac + dérivés, avec le coefficient d'absorption massique 0,076 dans le plomb, est environ 10 pour 100 de celle du rayonnement γ émis par atome transformé de Ra, avec un coefficient massique 0,047 dans le plomb.

M. F. PERRIN. — La théorie de M. Gamow, qui prévoit une intensité observable pour les raies α de structure fine lorsque le noyau formé a dans son état normal un spin différent de celui du noyau initial, suggère que certains groupes α de longs parcours doivent présenter une structure fine, certains parcours correspondant non seulement à un état activé du noyau initial, mais aussi à un état activé du noyau formé. En effet, les corps C' ne présentent pas de structure fine pour le groupe α normal émis par leurs noyaux non activés, ce qui indique que les noyaux C' normaux ont le même spin que les noyaux D normaux. Or, les noyaux C' activés qui émettent des particules α de longs parcours (ou des photons γ) n'ont pas en général le même spin que les noyaux C' normaux (comme le prouvent les règles de sélection d'émission γ), ni par suite que les noyaux D normaux, et ceci est précisément la condition pour que les particules α qui quittent ces noyaux activés aient une probabilité importante de laisser des noyaux D dans certains états d'activation. Si ce phénomène de structure fine se présente pour plusieurs états excités des noyaux C', on devra trouver entre divers couples de longs parcours des différences d'énergie égales, qui correspondront à des différences d'énergie entre des niveaux d'activation des noyaux D.

M. GAMOW. — Dans les rayons α du RaC' observés par Rutherford, on trouve des différences constantes entre certains groupes de rayons. Mais les effets observés ne semblent pas actuellement se prêter à une interprétation simple.

M. ELLIS. — En rapport avec la remarque de M. Perrin, la possibilité suivante doit être considérée. Dans le spectre de rayons γ de ThC'' \rightarrow D, nous connaissons le système de niveaux de ThD.

On pourrait donc s'attendre à trouver parmi les particules α émises par ThC' quelques particules d'énergie moindre que le groupe principal, dont l'émission donnerait lieu à un noyau ThD excité. Mais on peut calculer la probabilité d'émission de particules α aussi lentes et l'on trouve qu'elle est beaucoup trop faible pour que le phénomène puisse être observé.

3. — Rayons β nucléaires.

M. MOTT. — On sait que l'énergie d'un rayon α normal correspond à la différence entre les énergies de liaison du noyau initial et du noyau produit par la désintégration. Dans le cas d'une désintégration par rayon β , M. Ellis et moi nous avons émis l'hypothèse suivante : la différence des énergies de liaison des noyaux initial et final dans une désintégration par rayon β est donnée par la limite supérieure du spectre des rayons β .

L'argument principal en faveur de cette hypothèse est le fait qu'à une seule exception près, dont la réalité est d'ailleurs discutée, les énergies des rayons γ émis après une désintégration β sont moindres que la limite supérieure du spectre de rayons β correspondant. Ce fait frappant est une conséquence nécessaire de notre hypothèse.

Le cas de ThC'' est exceptionnel à première vue, puisque la limite supérieure du spectre de rayons β est d'environ $1,8 \times 10^6$ eV, alors que des rayons γ d'énergie plus grande sont émis par ThD . Mais si l'on considère le système de niveaux de ThD auquel M. Ellis a fait allusion (*cf.* Tableau II, p. 278), on constate que les rayons γ d'énergies 2,62 et $0,582 \times 10^6$ eV, conduisant d'un niveau excité d'énergie $3,2 \times 10^6$ eV à l'état fondamental de ThD , ont des intensités voisines de 1. Cela signifie que dans presque toute désintégration de ThC'' il se forme un noyau ThD excité ayant l'énergie d'excitation mentionnée. Conformément à notre hypothèse, la limite supérieure du spectre de rayons β représente dans ce cas la différence des énergies de liaison du ThC'' normal et du ThD excité. La différence des énergies de liaison entre les noyaux normaux est donc de $1,8 + 3,2 = 5,0 \times 10^6$ eV.

Une seconde conséquence de notre hypothèse peut être soumise

au contrôle de l'expérience. Si nous considérons la désintégration de ThC conduisant à ThD suivant deux voies, l'énergie totale émise suivant ces deux voies doit être la même. Tenant compte de la particularité de la désintégration de ThC'' dont il vient d'être question, cette conséquence peut être vérifiée d'une manière satisfaisante au moyen des données expérimentales.

Enfin, je voudrais faire observer que notre interprétation de la limite supérieure du spectre de rayons β est compatible avec l'hypothèse de l'existence du neutrino. De l'étude de ce spectre, on pourrait peut-être déduire le nombre de neutrinos émis en même temps qu'une particule β dans une seule désintégration. Car en supposant que chaque particule émise a en moyenne la même énergie, leur nombre total serait donné par le rapport de l'énergie correspondant à la limite supérieure du spectre à l'énergie moyenne. Pour RaE, par exemple, ce rapport est 4 environ; il y aurait donc trois neutrinos et un rayon β par désintégration.

M. ELLIS. — M. Mott vient de vous exposer l'idée que lui et moi avons émise concernant l'application de considérations énergétiques à la désintégration par rayons β . La vérification la plus directe de notre hypothèse semble résulter d'un examen de la fourche du ThC. Nous devons admettre que les noyaux du thorium C et du thorio-plomb ont tous deux dans leur état normal un contenu d'énergie unique et déterminé; il s'ensuit donc que, le long des deux branches, l'émission d'énergie, impliquant dans les deux cas une désintégration par rayon α et une autre par rayon β , doit être la même. Utilisant les données disponibles à ce moment, nous avons montré que l'énergie totale émise le long de la branche ThC' est de 11,15 millions de volts, tandis que le long de la branche ThC'' elle est de 11,20 millions. Ces valeurs confirment bien, comme on le voit, notre manière de voir. L'incertitude principale, dans ces calculs, réside dans les valeurs que l'on prend pour les extrémités des spectres continus de rayons β ; la concordance entre les valeurs trouvées par les divers expérimentateurs n'étant pas, en général, très bonne, il nous a paru désirable de refaire les mesures avec grand soin.

M. Henderson, travaillant au Cavendish Laboratory, s'est

attaché à ce problème et, bien que ses recherches ne soient pas encore terminées, il a obtenu néanmoins certains résultats qui méritent déjà d'être mentionnés. La méthode générale est celle de la focalisation semi-circulaire avec un compteur pour la détection des rayons β . La grande difficulté dans la détermination de l'extrémité du spectre provient de ce que, à mesure qu'on s'approche de cette

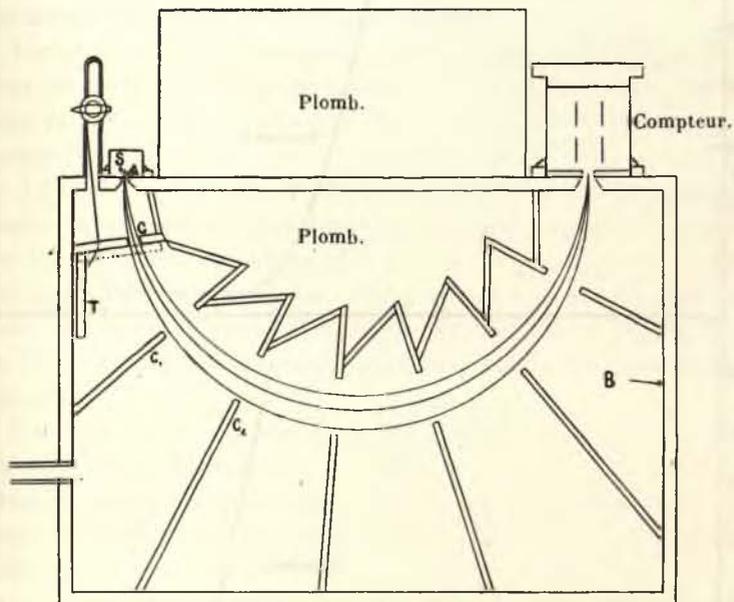


Fig. 21. — Dispositif expérimental d'Henderson.

extrémité et que le nombre de particules β diminue, l'effet constant des rayons γ de la source prend une importance relative de plus en plus grande. Même avec un appareil soigneusement construit et en rendant la distance entre la source et le compteur aussi grande que possible, il est impossible de faire des mesures de quelque valeur dans le voisinage de l'extrémité du spectre, qui ne peut donc être déterminée que par une extrapolation assez incertaine. Pour éviter cet effet des rayons γ , on a fait usage de deux compteurs placés bout à bout et l'on a compté uniquement les coïncidences en employant le circuit électrique ordinaire. Les compteurs étaient distants l'un de l'autre de 3^{mm} environ et les rayons β concentrés avaient une grande chance de passer

par les deux, tandis que les électrons libérés par les rayons γ n'en avaient guère. Il a été très difficile de monter, aussi près l'un de l'autre, deux petits compteurs Geiger-Muller de 1 cm de

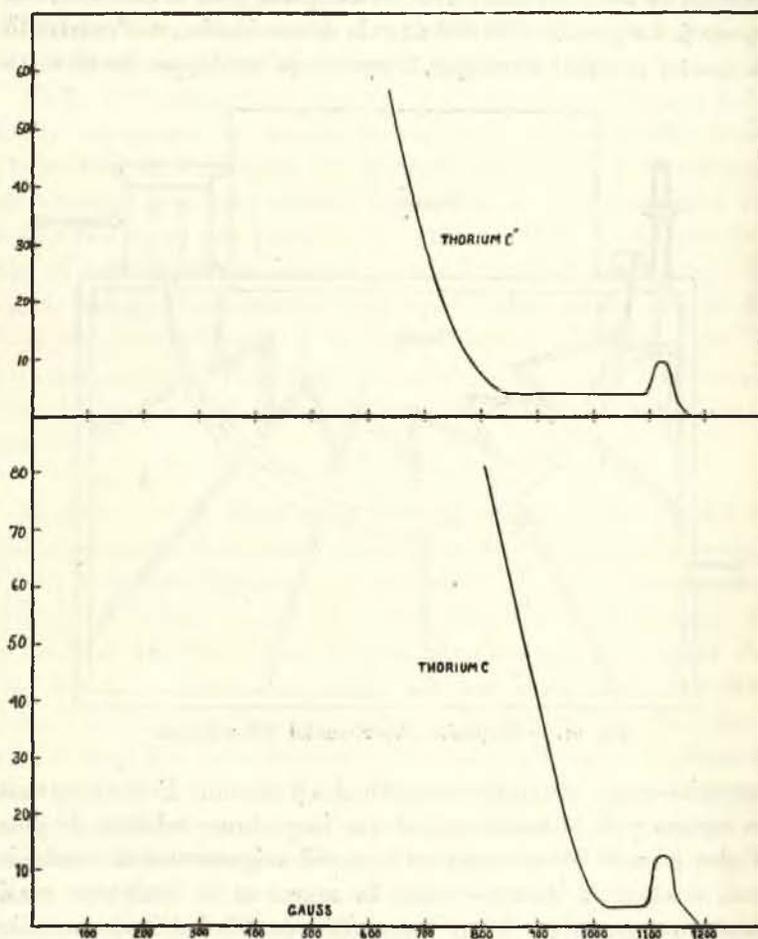


Fig. 22. — Extrémité du spectre β de Th C + C'.

diamètre et 1 cm de longueur (comme le montre le diagramme); cependant, l'appareil fonctionne actuellement d'une manière satisfaisante. Les avantages de ce dispositif sont bien montrés par l'exemple suivant : les impulsions observées dans un seul compteur et provenant de rayons γ passant à travers l'écran de

plomb étaient au nombre de 65 par minute dans une des expériences. Mais le nombre des coïncidences n'était que de 2 par minute, et pour cette raison on pouvait, dans le cas considéré, être parfaitement sûr de l'existence de rayons β lorsque le nombre de coïncidences s'élevait à 5,5 par minute. On comprend qu'il eût été parfaitement impossible de déceler de pareils rayons β , au nombre de 3,5 par minute seulement, s'il était venu s'y ajouter un nombre de rayons γ de 65 par minute.

Les résultats de M. Henderson pour les spectres de ThC et ThC'' sont montrés par la figure ci-jointe, et je pense qu'il n'est pas sans intérêt de faire remarquer qu'il a pu étudier séparément le spectre de ThC'', bien que la période de cet élément ne soit que de 3,1 minutes. Bien que M. Henderson espère pouvoir augmenter encore la précision de ses mesures, je pense que, dès à présent, ses résultats sont beaucoup plus nets que tous ceux qui ont été obtenus antérieurement; une preuve en est fournie par la découverte des groupes photo-électriques dus au fort rayonnement γ de ThC''. On les voit au bout du diagramme du côté des énergies élevées.

En nous servant de ces nouvelles valeurs, plus précises, pour les extrémités des spectres, M. Mott et moi nous trouvons que l'énergie totale émise le long de la branche ThC' est de 11,27 millions de volts et le long de la branche ThC'' de 11,17 millions. Bien que la concordance ne soit pas meilleure que celle obtenue avec les anciennes données, je voudrais cependant faire observer que les valeurs employées maintenant sont beaucoup plus certaines; d'ailleurs, nous avons une bonne base d'estimation de l'imprécision probable des mesures. Tout bien considéré, nous trouvons que le désaccord entre les deux nombres ne dépasse pas l'incertitude totale de toutes les mesures, de sorte que nous concluons que les expériences actuelles confirment notre hypothèse.

M. BOHR. — Récemment, M. Guido Beck a esquissé une théorie des spectres continus des rayons β qui, même si elle ne résout pas les difficultés fondamentales, mérite cependant toute notre attention. Comme point de départ, il admet, tout comme MM. Ellis et Mott, que la limite supérieure du spectre continu indique la vraie différence énergétique entre le noyau initial et le noyau

restant. Dans cet ordre d'idées, il a également analysé le bilan énergétique dans les cas où il y a un embranchement dans les séries radioactives.

Or, étant données les difficultés qui se rattachent à l'application de la théorie quantique à un système où un électron serait enfermé dans une région de l'espace de l'ordre de 10^{-13} cm, M. Beck admet que la particule β est créée hors du noyau, dans une région de l'espace assez étendue, par suite d'un processus de matérialisation qui donne lieu en même temps à l'apparition d'un positron. Ce positron, M. Beck admet qu'il est absorbé par le noyau, dont la charge est ainsi augmentée d'une unité. La théorie actuelle ne nous offre pas de base pour discuter les détails de ce processus d'absorption. Tandis que l'excès de l'énergie que possède le noyau initial sur l'énergie du noyau final est considéré comme la source d'énergie du processus de matérialisation, on admet que le processus global est accompagné d'une véritable perte d'énergie, correspondant à l'énergie cinétique du positron absorbé.

Au moyen d'hypothèses appropriées, M. Beck peut calculer la distribution des vitesses des électrons ainsi créés. Il trouve que toutes les vitesses entre zéro et le maximum doivent être représentées, mais qu'il y a diverses possibilités théoriques pour la forme exacte de la loi de distribution, correspondant aux valeurs différentes que peuvent prendre les nombres quantiques d'impulsion angulaire des deux particules. Je voudrais demander jusqu'à quel point l'expérience permet de vérifier ces conséquences de la théorie de M. Beck.

M^{lle} MEITNER répond que dans le cas du RaE, il n'y a pas de particules β dont l'énergie soit plus petite que 60 000 volts.

M. ELLIS fait remarquer que, contrairement à ce qu'a trouvé M^{lle} Meitner, M. Richardson a constaté dans le RaE la présence d'un grand nombre de particules β lentes.

M^{me} CURIE. — Cette hypothèse de matérialisation pourrait-elle expliquer les transformations du mésothorium et de l'actinium, qui paraissent se faire avec une énergie négligeable ?

CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES GÉNÉRALES

SUR

LA STRUCTURE DU NOYAU

PAR M. W. HEISENBERG.

§ 1. Rappel de principes.

§ 2. Hypothèses sur la structure des noyaux :

- a.* Le modèle de la « goutte » de Gamow.
- b.* Introduction des neutrons comme constituants nucléaires.
- c.* Les lois d'action d'échange.
- d.* Conséquences générales concernant les isotopes.

§ 3. Applications :

- a.* Défaut de masse et stabilité des noyaux.
- b.* Diffusion et désintégration.

§ 1. — RAPPEL DE PRINCIPES.

Puisque les données expérimentales concernant la structure du noyau atomique ne nous ont pas apporté jusqu'ici de notions physiques nouvelles allant au delà de la mécanique quantique, il est nécessaire d'examiner au début d'un exposé théorique sur le noyau dans quelle mesure la mécanique quantique ou ondulatoire peut être utilisée dans ce nouveau domaine. Une limitation aussi précise que possible des possibilités d'application de la mécanique quantique est une des premières tâches de la théorie du noyau.

Gamow, Condon et Gurney ⁽¹⁾ ont montré par leur théorie de la désintégration α que les constituants lourds du noyau (particules α et protons) sont soumis à l'intérieur de celui-ci à des conditions énergétiques analogues à celles qui concernent les électrons dans l'atome autour du noyau. Les énergies de désintégration des éléments radioactifs et celles qui sont nécessaires pour la désintégration des noyaux légers sont petites par rapport à l'énergie propre des corpuscules lourds (si M est la masse du proton, c la vitesse de la lumière, on a $Mc^2 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ erg; les énergies de désintégration sont comprises entre 10^{-6} et 10^{-5} erg). Corrélativement, les rayons nucléaires mesurés sont notablement plus grands que la longueur caractéristique des effets de relativité sur les protons $\frac{h}{Mc} = 2 \cdot 10^{-14}$ cm. On peut par conséquent s'attendre à ce que la mécanique quantique, sous sa forme actuelle, soit applicable au mouvement des particules lourdes dans le noyau atomique et que les notions fondamentales introduites par Bohr dans la théorie des quanta (états stationnaires, relation de fréquence, probabilité de transition), puissent s'étendre à ces particules, et enfin que les développements de la mécanique quantique dans le sens de la théorie de la relativité ne jouent ici qu'un rôle secondaire. En fait, l'existence de séries discontinues d'énergies de désintégration, leur liaison avec les raies des spectres γ et le succès de la théorie de la désintégration α (voir le rapport de Gamow) montrent que les constituants lourds du noyau se comportent bien de manière conforme à la mécanique quantique.

Bohr ⁽²⁾ a indiqué une relation qualitative simple entre la grandeur des noyaux et leur défaut de masse, comme conséquence de l'applicabilité de la mécanique quantique au mouvement des particules lourdes à l'intérieur du noyau. Si par exemple r_0 représente le rayon du noyau d'hélium, il résulte de la relation d'indétermination l'expression suivante pour le domaine Δp de variation de la quantité de mouvement d'un proton à l'intérieur d'un noyau

(1) G. GAMOW, *Der Bau des Atomkerns und die Radioaktivität* (Leipzig, 1932).

(2) N. BOHR, *Atomic stability and conservation laws, Convegno di Fisica nucleare* (Rome, 1932).

d'hélium :

$$(1) \quad \Delta p \sim \frac{\hbar}{r_0},$$

et par suite pour son énergie cinétique moyenne

$$(2) \quad \bar{E}_{\text{cin}} \sim \frac{1}{2M} \left(\frac{\hbar}{r_0} \right)^2.$$

Comme en général l'énergie cinétique moyenne d'une particule est du même ordre de grandeur que l'énergie potentielle moyenne et que l'énergie totale, on obtient pour le défaut de masse du noyau d'hélium mesuré en énergie une valeur de l'ordre de $4 \cdot \frac{1}{2M} \left(\frac{\hbar}{r_0} \right)^2$. Si l'on admet d'après les expériences de Chadwick :

$$r_0 \sim \frac{e^2}{mc^2} = 2,81 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

(m masse de l'électron), il en résulte

$$\text{défaut de masse} \sim 4 \times \frac{1}{2M} (mc)^2 \left(\frac{\hbar c}{e^2} \right)^2 \sim 0,01 M c^2,$$

du même ordre de grandeur que la valeur expérimentale $0,029 M c^2$.

Ces considérations appellent deux remarques qui seront utiles pour la discussion ultérieure : en premier lieu, nous avons complètement négligé la contribution au défaut de masse des charges négatives qui peuvent être contenues dans le noyau, et ceci ne peut pas être justifié théoriquement du point de vue de la mécanique quantique; en second lieu, il faut souligner que les forces assurant la cohésion du noyau sont certainement d'autre nature que celles de Coulomb, qui s'introduisent dans l'application de la mécanique des quanta aux électrons extérieurs. En effet les forces de Coulomb donneraient lieu dans le noyau d'hélium à un défaut de masse de l'ordre de grandeur

$$\frac{(2e)^2}{r_0} \sim 4 mc^2 = 0,002 M c^2,$$

c'est-à-dire seulement la quinzième partie environ du défaut de masse expérimental. Nous déduisons de là que, dans les atomes légers, les forces de Coulomb n'ont qu'une importance secondaire par rapport aux autres actions nucléaires inconnues, et qu'elles

ne peuvent devenir importantes que dans les noyaux lourds, puisqu'elles augmentent comme le carré de la charge du noyau. Nous ne possédons encore aucun moyen théorique pour étudier les forces qui agissent dans le noyau entre les divers constituants lourds; cependant les données expérimentales actuelles permettent d'atteindre quelques conclusions générales sur la nature de ces forces. Nous examinerons ultérieurement ce point de manière plus détaillée.

Quand on s'efforce d'interpréter le fait que certains noyaux atomiques se désintègrent avec émission de rayons β , en admettant que les électrons négatifs figurent au même titre que les particules α et les protons comme constituants indépendants du noyau, on se heurte immédiatement à tout un ensemble de difficultés de principe dont la solution ne paraît pas possible dans l'état actuel de la théorie. On sait que la mécanique quantique traite les électrons comme des charges ponctuelles qui agissent les unes sur les autres conformément aux lois de la théorie de Maxwell. Cette manière de procéder n'est cependant admissible que si les distances entre les charges ponctuelles sont grandes par rapport à $\frac{e^2}{mc^2}$. En effet, la théorie de l'inertie de l'énergie permet d'affirmer que la loi de Coulomb cesse d'être exacte à des distances du centre de l'électron d'un ordre inférieur à $\frac{e^2}{mc^2}$, m étant la masse de l'électron. Ce résultat peut encore s'exprimer en disant que le rayon de l'électron est de l'ordre de $\frac{e^2}{mc^2}$. Comme d'autre part les dimensions linéaires des noyaux atomiques ne sont guère plus grandes que $\frac{e^2}{mc^2}$, il en résulte qu'il ne saurait être question d'appliquer la mécanique quantique au mouvement des électrons à l'intérieur des noyaux. Ainsi les circonstances dans lesquelles se trouvent les électrons nucléaires sont si éloignées du domaine d'application des lois connues jusqu'ici qu'aucune conclusion concernant le mouvement des constituants légers dans les noyaux atomiques ne peut être obtenue ni par la théorie électronique de Lorentz, ni par la mécanique quantique, ni même par application du principe de correspondance. Il en résulte aussi, comme dernière conséquence, que l'affirmation : les électrons

figurent comme constituants nucléaires, ne possède aucune signification définie en dépit du fait rappelé plus haut que beaucoup de noyaux émettent des rayons β .

A cette situation correspond le fait expérimental que, partout où intervient le comportement des charges négatives à l'intérieur du noyau, l'expérience conduit à des résultats sans analogie avec les lois déjà connues. Par exemple, alors que la mécanique quantique prévoit la validité de la statistique de Bose pour des systèmes constitués de protons et d'électrons de charge totale paire et de moment de quantité de mouvement entier, et celle de la statistique de Fermi lorsque la charge totale est impaire et le moment de quantité de mouvement multiple impair de $\frac{1}{2}$, il semble que la statistique et le moment de quantité de mouvement d'un noyau déterminé dépendent en réalité de la parité de sa masse (1).

De plus, alors que l'énergie d'une particule projetée au cours d'une désintégration devrait être entièrement définie par la différence des masses du noyau avant et après cette désintégration, il semble qu'aucune relation aussi simple ne soit satisfaite dans les cas d'émission de rayons β primaires (2).

A cette difficulté résultant de l'expérience immédiate s'en ajoutent encore d'autres, lorsqu'on s'efforce d' développer un examen théorique, à l'aide de la mécanique des quanta, du comportement des électrons nucléaires. Il apparaît ainsi tout d'abord impossible au point de vue de la théorie de l'électron de Dirac qu'un électron soit lié à un proton dans un domaine de l'ordre de grandeur $\frac{e^2}{mc^2}$ (cf. paradoxe de Klein). En outre, une application des relations d'indétermination au mouvement de l'électron dans le noyau conduit, par analogie avec les équations (1) et (2), à des quantités de mouvement de l'ordre de

$$(3) \quad \Delta p \sim \frac{\hbar}{r_0} = \frac{\hbar c}{e^2} mc,$$

(1) Cf. S. GOUDSMIT, *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 636, et E. FERMI et E. SEGRÉ, *Zeits. f. Phys.*, t. 82, 1933, p. 729.

(2) Cf. BOHR, *Convegno di Fisica nucleare* (Rome, 1932).

et à une énergie cinétique moyenne

$$(4) \quad \bar{E}_{\text{cin.}} \sim \Delta p \times c \sim \frac{\hbar c}{e^2} mc^2 \sim 137 mc^2.$$

Si l'on veut conclure, comme pour le proton, que le défaut de masse doit être du même ordre de grandeur que l'énergie cinétique moyenne, on obtient des valeurs beaucoup trop grandes pour le défaut de masse résultant de la présence d'un électron dans le noyau. D'ailleurs, Bechert (1) a montré que même dans le champ de Coulomb il n'est pas légitime d'évaluer l'énergie totale \mathcal{E} à partir de l'énergie cinétique. De l'équation

$$(5) \quad \sum_k \overline{(\dot{p}_k q_k + p_k \dot{q}_k)} = \sum_k \overline{\frac{d}{dt} (p_k q_k)} = 0$$

résulte dans le cas du champ de Coulomb

$$+ \bar{E}_{\text{pot.}} + \sum_k \overline{\frac{m_k \dot{q}_k^2}{\sqrt{1 - \beta_k^2}}} = \bar{E}_{\text{pot.}} + \bar{E}_{\text{cin.}} + \sum_s \overline{(m_s c^2 - m_s c^2 \sqrt{1 - \beta_s^2})} = 0$$

et par suite

$$(6) \quad \mathcal{E} = - \sum m_s c^2 (1 - \sqrt{1 - \beta_s^2}).$$

Le défaut de masse par électron reste ainsi toujours inférieur à mc^2 dans le cas du champ de Coulomb. Il est naturellement impossible de dire si ce résultat est applicable à la théorie du noyau, puisque, comme on l'a vu plus haut, les actions intérieures au noyau ne suivent certainement pas la loi de Coulomb.

L'affirmation que les lois de la mécanique quantique peuvent être appliquées aux seuls constituants lourds du noyau, à l'exclusion des électrons, comporte quelque réserve du fait que, d'après la théorie quantique elle-même, les protons ne peuvent pas à eux seuls constituer un noyau, puisqu'ils se repoussent suivant la loi de Coulomb, et que c'est grâce à la présence de charges négatives que l'association des protons dans le noyau est rendue possible. En tout cas, une séparation nette des domaines dans lesquels la mécanique quantique est ou non applicable ne peut

(1) Je suis très obligé à M. Bechert pour sa communication par lettre du raisonnement qui suit.

s'obtenir que grâce à des hypothèses nettement définies concernant la structure des noyaux atomiques.

§ 2. — HYPOTHÈSES SUR LA STRUCTURE DES NOYaux.

Si l'on cherche à se représenter plus en détail la structure des noyaux atomiques, on doit tenir compte tout d'abord de ce fait essentiel que les masses de ces noyaux sont très sensiblement des multiples entiers du quart de la masse atomique de l'hélium, et non des multiples entiers de la masse du proton. Il semble en résulter que les noyaux atomiques sont formés pour la plus grande partie de particules α , ce qui est confirmé par le fait que les noyaux radioactifs peuvent se désintégrer avec émission de rayons α . A la question de savoir quels sont les autres constituants du noyau, on peut répondre de diverses manières entre lesquelles l'expérience ne permet pas encore de trancher de manière décisive.

a. — *Le modèle de la « goutte » de Gamow.*

Gamow a admis que les particules α , qui agissent les unes sur les autres avec des forces très rapidement décroissantes en fonction de la distance, peuvent s'associer encore des charges négatives (électrons nucléaires); en dehors de ces électrons, des protons libres peuvent encore exister dans le noyau. Les actions entre particules α sont envisagées par Gamow comme analogues aux forces de Van der Waals entre les molécules; il admet ainsi tout d'abord un rayon fini pour la particule α , avec une action attractive rapidement décroissante remplacée, quand la distance augmente, par la répulsion de Coulomb. Le noyau atomique apparaît ainsi comme un système, qui peut être comparé à une gouttelette liquide, dont la cohésion se traduit par l'action de la tension superficielle. Cette conception de Gamow rend bien compte du fait expérimental que la densité moyenne du noyau semble à peu près indépendante des dimensions de celui-ci (les rayons nucléaires augmentent comme la racine cubique des masses atomiques). En outre, elle permet de prévoir, au moins qualitativement, la diminution observée du défaut de masse par particule α lorsque

la masse atomique augmente et elle l'attribue à l'influence des forces de Coulomb. Au contraire, l'hypothèse des électrons nucléaires conduit à des difficultés : les forces de Coulomb sur ces électrons ne peuvent pas rendre compte de la grandeur du défaut de masse par électron nucléaire, la valeur expérimentale apparaissant comme trop grande. En outre, le résultat expérimental indiqué plus haut concernant la statistique et le spin des noyaux oblige à admettre que les électrons nucléaires possèdent un moment de quantité de mouvement entier et suivent la statistique de Bose, en contradiction avec les propriétés habituelles des électrons. Enfin, il est difficile de comprendre pourquoi, malgré les actions mutuelles énergiques entre les électrons et les particules α , les énergies de désintégration avec émission α ont des valeurs bien définies, tandis que le spectre des rayons β primaires est nettement continu.

Le modèle de « goutte » de Gamow conduit à attribuer à un noyau composé seulement de particules α une énergie de la forme

$$(7) \quad \mathcal{E} = -C.N_{\alpha} + \frac{(2e.N_{\alpha})^2}{r},$$

où N_{α} représente le nombre des particules α et r le rayon du noyau. Le premier terme à gauche correspond aux forces d'attraction rapidement décroissantes entre les particules α , et le second aux forces de Coulomb. Si l'on écrit :

$$r = R \sqrt[3]{N_{\alpha}},$$

il en résulte

$$(8) \quad \mathcal{E} = -CN_{\alpha} + 4 \frac{e^2}{R} (N_{\alpha})^{\frac{5}{3}}.$$

La courbe du défaut de masse représentée par l'équation (8) présente un minimum et fait prévoir que les noyaux contenant un grand nombre de particules α doivent se désintégrer spontanément avec émission α . Pour les noyaux qui contiennent des électrons à côté des particules α , Gamow admet des relations analogues à (8), mais qui ne peuvent pas se déduire directement du modèle. De l'hypothèse que la stabilité d'un noyau par rapport à une désintégration β peut être déterminée par le bilan d'énergie du processus de désintégration considérée, et en utilisant les

défauts de masse observés par Aston, Gamow obtient le schéma connu de la figure 1 pour le défaut de masse en fonction du nombre des électrons et des particules α . Nous reviendrons

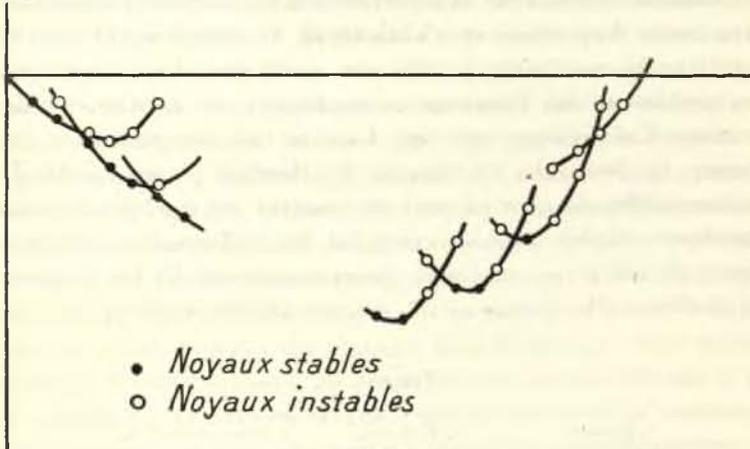


Fig. 1.

ultérieurement sur la légitimité de l'hypothèse concernant la stabilité par rapport à la désintégration β .

Les nombreuses difficultés auxquelles conduit, comme on vient de la voir, l'introduction d'électrons nucléaires rendent nécessaire que nous examinions aussi les autres hypothèses possibles sur la structure des noyaux.

b. — Introduction des neutrons comme constituants nucléaires.

En premier lieu, de nouvelles possibilités résultent de la découverte du neutron par Curie et Joliot ⁽¹⁾ et par Chadwick ⁽²⁾. Cette découverte ne concerne pas seulement l'existence d'un corpuscule de masse 1 et de charge 0, mais montre de manière certaine que ces neutrons peuvent figurer comme constituants indépendants du noyau à côté des protons et des particules α . Les lois expérimentales relatives au spin et à la statistique des

⁽¹⁾ I. CURIE et F. JOLIOT, *C. R. Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 273, 876.

⁽²⁾ J. CHADWICK, *Nature*, 129, 1932, p. 312; *Proc. Roy. Soc.*, 47136, 1932, p. 692.

noyaux conduisent à admettre que le neutron suit la statistique de Fermi et possède un spin multiple impair de $\frac{1}{2}$. Cela conduit à admettre pour le spin du neutron la valeur $\frac{1}{2}$.

Plusieurs schémas de la structure du noyau sont compatibles avec cette hypothèse et s'obtiennent en introduisant comme constituants nucléaires à côté des particules α des neutrons, des protons et des électrons, ou seulement des neutrons et des protons. Ces schémas ont été discutés très complètement par Perrin (1), Iwanenko (2), Gapon (3), Bartlett (4) et Landé (5); il nous suffira dans ce rapport de montrer sur quelques noyaux atomiques choisis comme exemples les différences caractéristiques de ces divers schémas. (Nous employons ici les symboles noyau He = $\frac{1}{2}\text{He}$, proton = $\frac{1}{2}\text{H}$, neutron = $\frac{1}{2}\text{n}$, électron = ϵ^-).

TABLEAU I.

	1. Gamow.			2. F. Perrin.				3. IwanenkoGapon.			4.	
	$\frac{1}{2}\text{He}$.	$\frac{1}{2}\text{H}$.	ϵ^- .	$\frac{1}{2}\text{He}$.	$\frac{1}{2}\text{n}$.	$\frac{1}{2}\text{H}$.	ϵ^- .	$\frac{1}{2}\text{He}$.	$\frac{1}{2}\text{n}$.	$\frac{1}{2}\text{H}$.	$\frac{1}{2}\text{n}$.	$\frac{1}{2}\text{H}$.
${}^9_4\text{Be} \dots$	2	1	1	2	1	-	-	2	1	-	5	4
${}^{10}_5\text{B} \dots$	2	2	1	2	1	1	-	2	1	1	5	5
${}^{41}_{19}\text{K} \dots$	10	1	2	10	1	-	1	9	4	1	22	19
${}^{208}_{82}\text{Pb} \dots$	52	-	22	52	-	-	22	41	44	-	126	82

La dernière colonne contient une expression différente du contenu de la précédente; on y considère aussi les particules α comme composées de deux neutrons et de deux protons. Le schéma de la colonne 2 considère les neutrons comme des constituants élémentaires non dissociables et, pour rendre compte de la désintégration β des éléments radioactifs, introduit explicitement, à côté des neutrons, des électrons comme constituants

(1) F. PERRIN, *Soc. Franc. d. Physique*, t. 324, 1932, p. 96; *C. R. Acad. Sc.*, t. 194, 1932, p. 343; t. 194, 1932, p. 2211; t. 195, 1932, p. 236.

(2) D. IWANENKO, *Nature*, t. 129, 1932, p. 312.

(3) E. GAPON, *Zeis. f. Phys.*, t. 79, 1932, p. 676; t. 81, 1933, p. 419; t. 82, 1933, p. 404; *E. N. G. et D. IWANENKO, Naturw.*, t. 20, 1932, p. 792.

(4) J. BARTLETT, *Phys. Rev.*, t. 41, 1932, p. 370, cf. les travaux antérieurs de BARTON, *Phys. Rev.*, t. 35, 1930, p. 408; UREY, *Journ. Am. Chem. Soc.*, t. 53, 1931, p. 2872.

(5) A. LANDÉ, *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 620 et 624.

des noyaux. Bien que cette conception conduise à des points de vue intéressants sur la radioactivité β des éléments, — F. Perrin relie par exemple l'activité β de K_{41} à la première apparition d'un électron nucléaire (cf. Tableau I) — elle soulève les mêmes objections que le schéma 1 de Gamow en raison de l'introduction d'électron nucléaires libres. Au contraire, les conceptions 3 et 4 interprètent les lois empiriques concernant le spin et la statistique des noyaux en faisant appel aux propriétés simples du neutron, mais se heurtent à des difficultés en ce qui concerne l'activité β ; en effet, il faut admettre dans ces conceptions 3 et 4 que le neutron peut, dans des circonstances favorables, se décomposer en un proton et un électron. Il est vrai que, même dans cette hypothèse, il est difficile de donner un sens bien précis à l'affirmation qu'un neutron est composé d'un électron et d'un proton, puisqu'on serait conduit, en l'interprétant au sens littéral, à des conclusions inexactes en ce qui concerne le spin et la statistique du neutron; en outre, le neutron manifeste expérimentalement une stabilité beaucoup plus grande qu'il ne semblerait résulter de son défaut de masse par rapport à la somme d'un proton et d'un électron (ce défaut de masse du neutron est, d'après Chadwick, d'environ 1 à 3 millions d'électron-volts, alors que, dans la désintégration de ${}^9\text{Be}$ des neutrons sont chassés du noyau avec des énergies allant jusqu'à 8 millions d'électron-volts. F. Perrin, dans son rapport pour le Congrès de Leningrad, a émis l'hypothèse vraisemblable que l'apparition d'une particule β dans la désintégration β doit être rapprochée de la production d'une paire d'électrons positif et négatif à partir d'une quantum γ (cf. le rapport de Joliot) et que, par conséquent, dans des conditions énergétiques favorables, on peut avoir aussi bien décomposition d'un neutron en proton et électron négatif que celle d'un proton en neutron et électron positif. Bien que cette hypothèse reste jusqu'ici sans base théorique précise, elle semble permettre de concilier la stabilité du neutron et du proton avec le fait expérimental de la désintégration β de certains éléments. Si l'on considère ces dernières difficultés comme des conséquences nécessaires de l'impossibilité d'appliquer la mécanique des quanta aux électrons dans le noyau, les schémas 3 et 4 semblent présenter sur 1 et 2 l'avantage de faire apparaître clairement les limites d'applica-

bilité de cette mécanique. Les schémas 3 et 4 mettent en évidence le fait que les théories actuelles ne permettent pas d'aborder la question des actions mutuelles entre neutrons et protons, ainsi que le problème de l'activité β . D'autre part, si l'on introduit une loi d'action déterminée entre neutrons et protons, la question de la structure du noyau peut être étudiée complètement par application des lois de la mécanique quantique. Bien que cette conception 3-4 soit à peine mieux justifiée expérimentalement que les deux premières, il nous paraît utile d'en développer les conséquences par application de la mécanique quantique.

c. — Les lois d'action mutuelle.

L'action mutuelle entre neutrons et protons peut, soit être envisagée comme une force ordinaire, soit, par analogie avec le cas des molécules, être considérée comme une action d'échange; la première hypothèse correspond à l'idée du neutron particule élémentaire indissociable, tandis que la deuxième s'applique de manière naturelle aux schémas 3 et 4. Diverses hypothèses sont d'ailleurs possibles quant à la nature de cette action d'échange. On peut tout d'abord admettre une analogie aussi étroite que possible entre l'action mutuelle proton-neutron et celle qui intervient dans les molécules $H - H^+$. Il s'agit dans ce cas d'une action d'échange où la charge négative passe d'une particule à l'autre sans modification du spin de chacune d'elles. Au contraire, on peut partir des lois expérimentales les plus importantes concernant le noyau et chercher quelle action d'échange permet d'en rendre compte le plus exactement possible. Majorana a montré qu'on aboutit ainsi à un type d'action dans lequel la charge négative et le spin sont échangés simultanément entre les particules. Nous examinerons plus loin l'expression mathématique de cette conception.

Diverses hypothèses sont également possibles en ce qui concerne l'interaction mutuelle des neutrons. Il semble d'ailleurs que cette action entre deux neutrons dans le noyau soit beaucoup plus petite qu'entre un neutron et un proton, de sorte qu'on obtient une approximation raisonnable de la réalité en la négligeant tout d'abord complètement.

En introduisant cette hypothèse et en admettant d'autre part que, dans les noyaux légers, les forces de Coulomb entre protons peuvent également être négligées en première approximation, on obtient les résultats suivants : pour un noyau de masse donnée, la condition la plus favorable à la stabilité énergétique est l'égalité des nombres de protons et de neutrons (ceci résulte de la symétrie du problème par rapport aux neutrons et aux protons). Pour les noyaux lourds, la répulsion électrique des protons déplace la configuration de moindre énergie vers un plus petit nombre de protons et un plus grand nombre de neutrons. Le fait que ces résultats sont en bon accord avec les données expérimentales relatives au noyau apporte, inversement, un argument en faveur de l'hypothèse que l'action mutuelle neutron-neutron est beaucoup plus faible que celle d'un neutron sur un proton.

La représentation mathématique de l'action d'échange peut se développer de deux manières différentes.

1° On peut introduire pour chaque particule nucléaire cinq coordonnées : trois coordonnées de position \vec{r}_k , une variable de spin σ_k , et une nouvelle variable ρ_k qui prend la valeur $+1$ ou -1 suivant que la particule est un neutron ou un proton;

2° Chaque particule est caractérisée par quatre variables : \vec{r}_k et σ_k , mais les coordonnées seront désignées de manière différente pour les neutrons et les protons (par exemple \vec{r}_k, σ_k , et \vec{r}_k, σ_k).

La fonction de Schrödinger s'écrira ainsi : dans le premier cas

$$\varphi(\vec{r}_1, \sigma_1, \rho_1; \vec{r}_2, \sigma_2, \rho_2, \dots)$$

et dans le second

$$\varphi(\vec{r}_I, \sigma_I; \vec{r}_{II}, \sigma_{II}; \dots; \vec{r}_1, \sigma_1; \vec{r}_2, \sigma_2, \dots).$$

Les relations entre les deux schémas sont exprimées par les équations

$$(9) \quad \begin{cases} \varphi(\vec{r}_1, \sigma_1, +1; \vec{r}_2, \sigma_2, +1; \dots) = \varphi(\vec{r}_I, \sigma_I; \vec{r}_{II}, \sigma_{II}; \dots), \\ \varphi(\vec{r}_1, \sigma_1, +1; \vec{r}_2, \sigma_2, -1; \dots) = \varphi(\vec{r}_I, \sigma_I; \vec{r}_1, \sigma_1; \dots), \\ \varphi(\vec{r}_1, \sigma_1, -1; \vec{r}_2, \sigma_2, -1; \dots) = \varphi(\vec{r}_1, \sigma_1; \vec{r}_2, \sigma_2; \dots), \\ \dots \end{cases}$$

Si l'on introduit les matrices :

$$\rho^k = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}; \quad \rho^q = \begin{vmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{vmatrix},$$

le terme d'action mutuelle dans la fonction d'Hamilton sous l'hypothèse d'un simple échange de la charge négative (fig. 2)

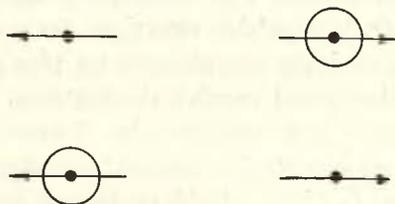


Fig. 2

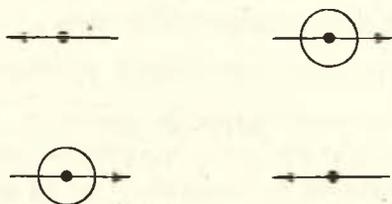


Fig. 3.

et avec la représentation 1^0 devient :

$$(10) \quad \mathcal{J}(r_{kl}) \frac{1}{2} [\rho_k^k \rho_l^k + \rho_k^q \rho_l^q],$$

ou, avec la représentation 2^0 :

$$(11) \quad -\mathcal{J}(r_{kl}) \cdot P'_{kl},$$

où P'_{kl} représente l'opérateur de permutation des variables r_k , σ_k avec r_l , σ_l .

L'action d'échange introduite par Majorana et dont il sera question plus loin (elle est représentée schématiquement figure 3) conduit au contraire dans la fonction d'Hamilton à des termes qui s'écrivent, dans la représentation 1^0 :

$$(12) \quad \mathcal{J}(r_{kl}) \frac{1}{4} [\rho_k^k \rho_l^k + \rho_k^q \rho_l^q] [1 + (\sigma_k \sigma_l)],$$

et dans la représentation 2^o

$$(13) \quad -J(r_{kl})P_{kl},$$

où P_{kl} est l'opérateur correspondant à une permutation des coordonnées d'espace r_k et r_l .

Pour réduire le nombre des hypothèses possible sur les actions d'échange, Majorana (1) s'appuie sur les faits expérimentaux les plus simples. Un des traits les plus caractéristiques de la structure nucléaire consiste en ce que le rayon du noyau varie sensiblement comme la racine cubique de la masse (voir § 2, a), c'est-à-dire que la densité de la matière du noyau paraît être sensiblement indépendante de la grandeur de celui-ci. Ce résultat suggère que le noyau n'est pas, comme l'atome lui-même, un système central à l'intérieur duquel un point particulier joue le rôle de centre de force, mais au contraire, présente une analogie avec l'état liquide, ainsi que nous l'avons indiqué à propos du modèle de la goutte de Gamow, où la grosseur de la goutte n'a pas d'influence sur les conditions dans lesquelles se présente l'adjonction d'une nouvelle molécule. La théorie des liquides montre que l'existence d'un rayon moléculaire fini et la présence d'actions mutuelles du type de Van der Waals constituent les bases essentielles d'une représentation de l'état liquide. De la même manière, les propriétés expérimentales du noyau ne peuvent être représentées dans l'hypothèse de forces ordinaires entre protons et neutrons que si l'on introduit un rayon fini pour le neutron, c'est-à-dire une distance minimum au-dessous de laquelle apparaît une force répulsive importante entre le proton et le neutron. Cette conséquence, assez difficilement acceptable, peut être évitée par l'introduction d'une action d'échange entre protons et neutrons. En effet, comme l'a montré la théorie des molécules de London et Heitler, ces actions d'échange donnent lieu à une saturation des liaisons, qui conduit à des résultats analogues à l'hypothèse d'un rayon fini du neutron. Une telle saturation intervient lorsque le signe de $J(r_{kl})$ dans les équations (10) à (13) est positif. On trouvera plus loin le développement mathématique.

Majorana en tire légitimement la conclusion, — en opposition

(1) E. MAJORANA, *Zeits. f. Phys.*, t. 82, 1933, p. 137

avec une hypothèse antérieure du rapporteur — que, pour des raisons d'ordre expérimental, le signe positif est le plus vraisemblable pour $J(r_{KJ})$. Un argument de plus en faveur de la conception (12), (13) contre (10), (11) résulte du fait que dans cette dernière conception le noyau ${}^2_1\text{H}$ représente déjà un système fermé, tandis que sous l'action des forces représentées par (12), (13) cette saturation n'apparaît qu'avec le noyau d'hélium.

Indiquons maintenant la justification mathématique de ces résultats. En suivant l'exemple de Majorana, nous appliquerons à un noyau composé d'un grand nombre de particules la méthode de Thomas-Fermi sous la forme que lui a donnée Dirac. Nous choisirons avec Majorana la deuxième des représentations mathématiques indiquées à la page 301. Dans ces conditions, la fonction de Schrödinger, pour un noyau composé de n_1 neutrons et de n_2 protons, peut se mettre en première approximation sous la forme

$$\Phi = \begin{vmatrix} \varphi_1(\vec{r}_I, \sigma_I) & \dots & \varphi_{n_1}(\vec{r}_I, \sigma_I) \\ \varphi_1(\vec{r}_{II}, \sigma_{II}) & \dots & \varphi_{n_1}(\vec{r}_{II}, \sigma_{II}) \\ \dots & \dots & \dots \\ \varphi_1(\vec{r}_{n_1}, \sigma_{n_1}) & \dots & \varphi_{n_1}(\vec{r}_{n_1}, \sigma_{n_1}) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \varphi_1(\vec{r}_1, \sigma_1) & \dots & \varphi_{n_2}(\vec{r}_1, \sigma_1) \\ \dots & \dots & \dots \\ \varphi_1(\vec{r}_{n_2}, \sigma_{n_2}) & \dots & \varphi_{n_2}(\vec{r}_{n_2}, \sigma_{n_2}) \end{vmatrix}.$$

L'énergie potentielle totale correspondant à Φ pour les actions d'échange (13) devient :

$$(15) \quad E_{\text{pot.}} = - \int \Phi^* \sum_{K,k} \mathcal{J}(r_{K,k}) P_{K,k} \Phi d\omega \\ = \sum_{\sigma\sigma'} \int \int d\vec{r} d\vec{r}' \sum_{K=1}^{n_1} \varphi_K^*(\vec{r}, \sigma) \varphi_K(\vec{r}', \sigma) \\ \times \sum_{k=1}^{n_2} \varphi_k^*(\vec{r}', \sigma') \varphi_k(\vec{r}, \sigma') \mathcal{J}(\vec{r} - \vec{r}').$$

Si l'on néglige les actions exercées sur le spin des particules et si l'on écrit pour $\varphi_K(\vec{r}, \sigma)$ par conséquent $\chi_K(\vec{r}) f_K(\sigma)$ l'équation (15) prend la forme

$$(16) \quad E_{\text{pot.}} = - \int \int d\vec{r} d\vec{r}' \sum_{K=1}^{n_1} \chi_K^*(\vec{r}) \chi_K(\vec{r}') \mathcal{J}(|\vec{r} - \vec{r}'|) \sum_{k=1}^{n_2} \chi_k(\vec{r}') \chi_k(\vec{r}).$$

Les expressions

$$(17) \quad \left\{ \begin{aligned} \rho_N(\vec{r}) &= \sum_{k=1}^{n_1} \chi_k^* \chi_k, \\ \rho_P(\vec{r}) &= \sum_{k=1}^{n_2} \chi_k^* \chi_k, \end{aligned} \right.$$

qui représentent respectivement la densité des neutrons et celle des protons sont remplacées, comme on le sait, dans la méthode de Thomas-Fermi par

$$(18) \quad \rho_N(\vec{r}) = \frac{2}{h^3} \int_0^{p_N(\vec{r})} d\vec{p}, \quad \rho_P(\vec{r}) = \frac{2}{h^3} \int_0^{p_P(\vec{r})} d\vec{p},$$

où les limites p_N et p_P sont déterminées par l'énergie potentielle au point r . De manière analogue on écrira avec Dirac (1) :

$$(19) \quad \left\{ \begin{aligned} \sum_{k=1}^{n_1} \chi_k^*(\vec{r}) \chi_k(\vec{r}') &= \rho_N(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{2}{h^3} \int_0^{p_N(\frac{r+\vec{r}'}{2})} d\vec{p} e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p} \cdot (\vec{r}' - \vec{r})}, \\ \rho_P(\vec{r}, \vec{r}') &= \frac{2}{h^3} \int_0^{p_P(\frac{r+\vec{r}'}{2})} d\vec{p} e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p} \cdot (\vec{r}' - \vec{r})}, \end{aligned} \right.$$

d'où il résulte

$$(20) \quad E_{\text{pot.}} = - \int \int d\vec{r} d\vec{r}' \frac{4}{h^6} \int_0^{p_N} d\vec{p} \int_0^{p_P} d\vec{p}' e^{\frac{i}{\hbar} (\vec{p} - \vec{p}') \cdot (\vec{r}' - \vec{r})} J(|\vec{r}' - \vec{r}|).$$

Comme d'ailleurs $\rho_N(\vec{r}, \vec{r}')$ et $\rho_P(\vec{r}, \vec{r}')$ ne sont différents de zéro que dans un petit intervalle autour de $(\vec{r}' - \vec{r}) = 0$, ou lorsque la densité des particules est grande, et comme, en outre, pour la plupart des noyaux $p_N > p_P$, c'est-à-dire $\rho_N > \rho_P$, on peut donner à (20) la forme suivante si $J(|\vec{r}' - \vec{r}|)$ varie avec $|\vec{r}' - \vec{r}|$ régulièrement et plus lentement que $\rho_N(\vec{r}, \vec{r}')$ autour

(1) P. A. M. DIRAC, *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, t. 26, 1930, p. 376.

du point $(\vec{r} - \vec{r}') = 0$:

$$(21) \quad E_{\text{pot.}} \approx -2 \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) J(0) = -2 n_2 J(0).$$

Cette approximation grossière n'est cependant pas suffisante pour la détermination de ρ_N et ρ_P dans un noyau donné. Pour obtenir une meilleure approximation on peut, grâce à la variation rapide de $\rho_N(\vec{r}, \vec{r}')$ avec $(\vec{r} - \vec{r}')$, remplacer l'équation (20) par

$$(21^a) \quad E_{\text{pot.}} \approx - \int d\vec{r} \int d\vec{s} \frac{4}{h^6} \int_0^{(\rho_N r)} d\rho \int_0^{\rho_P(r)} d\rho' e^{\frac{i}{h}(\vec{\rho} - \vec{\rho}') \cdot \vec{s}} J(|s|) \\ = - \int d\vec{r} f[\rho_N(\vec{r}), \rho_P(\vec{r})],$$

où f est une fonction symétrique en ρ_N et ρ_P , qui s'annule avec ρ_N ou ρ_P et qui tend, pour les grandes densités, vers les limites $2\rho_N J(0)$ ou $2\rho_P J(0)$ suivant que l'on a $\rho_N < \rho_P$ ou $\rho_N > \rho_P$.

Comme d'autre part l'énergie cinétique, selon Thomas et Fermi, est donnée par

$$E_{\text{cin.}} = \frac{h^2}{M} \frac{4\pi}{5} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{5}{3}} \int d\vec{r} \left(\rho_N^{\frac{5}{3}} + \rho_P^{\frac{5}{3}} \right),$$

il en résulte

$$(22) \quad E = \int d\vec{r} \left[\frac{h^2}{M} \frac{4\pi}{5} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{5}{3}} \left(\rho_N^{\frac{5}{3}} + \rho_P^{\frac{5}{3}} \right) - f(\rho_N, \rho_P) \right].$$

On obtient les fonctions $\rho_N(\vec{r})$ et $\rho_P(\vec{r})$ en faisant varier ρ_N ou ρ_P dans E sous les conditions

$$(23) \quad n_1 = \int \rho_N d\vec{r}, \quad n_2 = \int \rho_P d\vec{r}.$$

Il en résulte

$$\rho_N(\vec{r}) = \text{const.} = c_1, \quad \rho_P(\vec{r}) = \text{const.} = c_2.$$

Si V est le volume du noyau on a

$$c_1 = \frac{n_1}{V}, \quad c_2 = \frac{n_2}{V}$$

et par suite

$$(24) \quad E = \frac{h^2}{M} \frac{4\pi}{5} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{5}{3}} \left(n_1^{\frac{5}{3}} + n_2^{\frac{5}{3}} \right) V^{-\frac{2}{3}} - V f\left(\frac{n_1}{V}, \frac{n_2}{V} \right).$$

et il résulte de $\frac{dE}{dV} = 0$:

$$(25) \quad -\frac{h^2}{M} \frac{8\pi}{15} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{\frac{5}{3}} \left[\left(\frac{n_1}{V}\right)^{\frac{5}{3}} + \left(\frac{n_2}{V}\right)^{\frac{5}{3}} \right] - f\left(\frac{n_1}{V}, \frac{n_2}{V}\right) + \frac{n_1}{V} \frac{df}{d\rho_N} + \frac{n_2}{V} \frac{df}{d\rho_P} = 0,$$

condition qui détermine le volume du noyau. Si le rapport $\frac{n_1}{n_2}$ est maintenu constant, il résulte de (25) que le volume du noyau varie proportionnellement à la masse. Ceci démontre que les actions d'échange introduites par Majorana conduisent, pour la matière du noyau, à des caractères analogues à ceux d'un liquide. Du reste la saturation indiquée plus haut pour les forces de liaison résulte déjà de l'équation (21) d'après laquelle l'action d'échange d'un proton ne peut s'exercer en moyenne que sur deux neutrons.

On voit d'après ce résultat pourquoi un noyau d'hélium présente l'aspect d'un système fermé. En vertu du principe de Pauli, il n'y a place dans un même état que pour deux neutrons ou pour deux protons. Les neutrons dans un état bien défini peuvent se lier à un proton, l'énergie totale de liaison étant simplement proportionnelle à leur nombre. Les neutrons dans d'autres états n'apportent en moyenne aucune contribution à l'énergie de liaison. Si l'on imagine les noyaux construits par apports successifs de neutrons et de protons, un nouveau système fermé doit être constitué chaque fois que deux protons et deux neutrons nouveaux ont été apportés, ce qu'on peut considérer comme correspondant à la formation d'une nouvelle particule d'hélium.

Si l'on avait utilisé les actions d'échange représentées par (10), (11) au lieu de (12), (13), on aurait obtenu d'après Majorana, au lieu de (15), l'expression :

$$(26) \quad E = - \sum_{\sigma\sigma'} \int \int d\vec{r} d\vec{r}' \sum_{k=1}^{n_1} \varphi_k^*(\vec{r}, \sigma) \varphi_k(\vec{r}', \sigma') \mathcal{J}(|\vec{r} - \vec{r}'|) \sum_{k=1}^{n_2} \varphi_k^*(\vec{r}', \sigma') \varphi_k(\vec{r}, \sigma) \\ = - \frac{1}{2} \int \int d\vec{r} d\vec{r}' \sum_{k=1}^{n_1} \chi_k^*(\vec{r}) \chi_k(\vec{r}') \mathcal{J}(|\vec{r} - \vec{r}'|) \sum_{k=1}^{n_2} \chi_k^*(\vec{r}') \chi_k(\vec{r}).$$

L'énergie moyenne de liaison par proton serait par conséquent moitié moindre qu'avec les actions (12), (13). Pour les forces de

liaison (10), (11) l'isotope ${}^2\text{H}$ représente déjà un système fermé, puisque des neutrons doivent ici coïncider au point de vue de leurs positions et de leurs spins pour que leurs énergies de liaison avec un proton soient additives.

Pour le calcul du défaut de masse correspondant à une loi d'action donnée $J(r)$, la méthode statistique utilisée par Majorana n'est pas la mieux appropriée, puisque la densité moyenne du noyau conserve la même valeur, même pour des valeurs élevées de n_1 et n_2 ; les erreurs de la méthode statistique restent par conséquent sensiblement les mêmes pour de petites ou pour de grandes valeurs de n_1 et n_2 . On pourrait cependant obtenir une meilleure approximation en calculant tout d'abord de manière approximative la fonction propre de la particule α à partir de l'équation de Schrödinger, et en déduisant de là l'action mutuelle moyenne entre les particules α ainsi que l'action entre ces particules et les neutrons ou les protons. On pourrait ensuite appliquer la méthode statistique à un système composé de neutrons et de particules α et réaliser ainsi un progrès sur la méthode décrite jusqu'ici.

Malgré l'insuffisance du procédé qui vient d'être indiqué, on peut essayer d'en déduire, de manière qualitative, la variation du défaut de masse avec $J(r)$, n_1 et n_2 . Il peut être utile, en vue d'application ultérieure, de poursuivre les conséquences d'une hypothèse particulière simple sur la forme de $J(r)$ et de calculer la forme correspondante pour la fonction $f(\rho_l, \rho_p)$.

A la forme proposée par Majorana

$$(27) \quad \mathcal{J}(r) = a e^{-br}$$

correspond d'après (21) :

$$(28) \quad f(\rho_N, \rho_P) = a \frac{b^3}{6\pi^3} \left\{ 4NP + [1 + 3(N^2 + P^2)] \log \frac{1 + (N - P)^2}{1 + (N + P)^2} \right. \\ \left. + 4(N^3 + P^3) \text{arc tang}(N + P) \right. \\ \left. - 4(N^3 - P^3) \text{arc tang}(N - P) \right\},$$

où l'on a posé

$$N = \frac{1}{b} \sqrt[3]{3\rho_N\pi^2} \quad \text{et} \quad P = \frac{1}{b} \sqrt[3]{3\rho_P\pi^2}.$$

Suivant que a est

$$\ll \frac{\hbar^2 b^2}{M} \quad \text{ou} \quad \gg \frac{\hbar^2 b^2}{M},$$

on aura, d'après (25),

$$N \text{ et } P \ll 1 \text{ ou } \gg 1.$$

Pour que la méthode statistique donne des résultats utilisables, il est par conséquent nécessaire de supposer

$$a > \frac{\hbar^2 b^2}{M}.$$

Si cette condition est remplie, on peut remplacer approximativement l'expression (28) par

$$(29) \quad f = a \frac{b^3}{3\pi^3} \left\{ \pi(N^3 + P^3) - 2(N - P)^2 - \frac{3}{2}(N^2 + P^2) \log \frac{(N + P)^2}{1 + (N - P)^2} - 2(N^3 - P^3) \text{arc tang}(N - P) \right\}.$$

Ces calculs doivent être modifiés dans le cas des noyaux lourds pour tenir compte de la force de Coulomb. A la place de (22) on obtient l'équation

$$(30) \quad E = \int \vec{dr} \left\{ \frac{\hbar^2}{M} \frac{4\pi}{5} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{5}{3}} \left(\rho_N^{\frac{5}{3}} + \rho_P^{\frac{5}{3}} \right) - f(\rho_N, \rho_P) \right\} + \frac{1}{2} \int \vec{dr} \vec{dr}' \frac{e^2}{|r - r'|} \rho_P(\vec{r}) \rho_P(\vec{r}').$$

En faisant varier ρ_N et ρ_P dans E on obtient des équations qui se transforment par la méthode ordinaire de Thomas-Fermi en équations différentielles pour ρ_N et ρ_P . Sous l'influence des forces de Coulomb, les densités ρ_N et ρ_P varient à l'intérieur du noyau, ces forces de Coulomb tendant à accumuler la charge positive sur la surface extérieure. Tant que l'influence de ces forces reste faible, c'est-à-dire pour des noyaux pas trop lourds, nous pouvons traiter leur action comme de petites perturbations et pour le calcul des défauts de masse, introduire les densités non perturbées dans le terme complémentaire de l'équation (30).

Le terme de Coulomb dans l'énergie devient ainsi :

$$(31) \quad \int \int d\vec{r} d\vec{r}' \frac{e^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \rho_P(\vec{r}) \rho_P(\vec{r}') = \frac{3}{5} (n_2 e)^2 \left(\frac{3V}{4\pi} \right)^{-\frac{1}{3}}.$$

Dans le chapitre suivant nous comparerons les formules ainsi obtenues avec les données expérimentales.

d. — Conséquences générales pour le tableau des isotopes.

Les hypothèses sur la structure du noyau, qui ont été développées dans les parties *a* à *c* du paragraphe 2, permettent de déduire certaines conclusions générales sur les particularités du tableau des isotopes et sur les lois de la désintégration radioactive.

Les diverses conceptions conduisent toutes à ce résultat que les propriétés du noyau, telles que stabilité, abondance dans la nature, spin, etc., présentent une certaine périodicité pour une variation 4 de la masse et 2 de la charge, ce que l'expérience confirme bien de manière générale. Le modèle de Gamow et le schéma 2, conduisent en particulier à une influence très marquée de la masse sur les propriétés du noyau, suivant que cette masse est de la forme $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$ ou $4n + 3$. Au contraire, la charge du noyau pour une masse donnée et en particulier le fait que cette charge soit paire ou impaire, ne semble pas jouer un rôle aussi important. Dans la mesure où l'on peut parler des propriétés des électrons nucléaires, l'expérience semble indiquer qu'ils suivent la statistique de Bose; on ne doit par conséquent pas prévoir une périodicité pour la variation 2 de la charge. Si d'autre part on considère le noyau comme composé de neutrons et de protons (schémas 3 et 4), on doit prévoir en premier lieu une périodicité des propriétés nucléaires pour une variation 2 de la charge, puisqu'on a toujours en présence au moins autant de neutrons que de protons et il suffit toujours de deux charges élémentaires nouvelles pour la formation d'une particule α ; en second lieu pour une charge donnée une périodicité plutôt moins marquée pour la variation 2 de la masse par application du principe de Pauli au proton et au neutron. Dans le sens de la périodicité

prévue par les schémas 3 et 4, on doit prévoir par exemple des analogies entre les noyaux ${}^{124}_{54}\text{Xe}$, ${}^{126}_{54}\text{Xe}$, ${}^{128}_{54}\text{Xe}$, ${}^{130}_{54}\text{Xe}$ et ${}^{132}_{54}\text{Xe}$

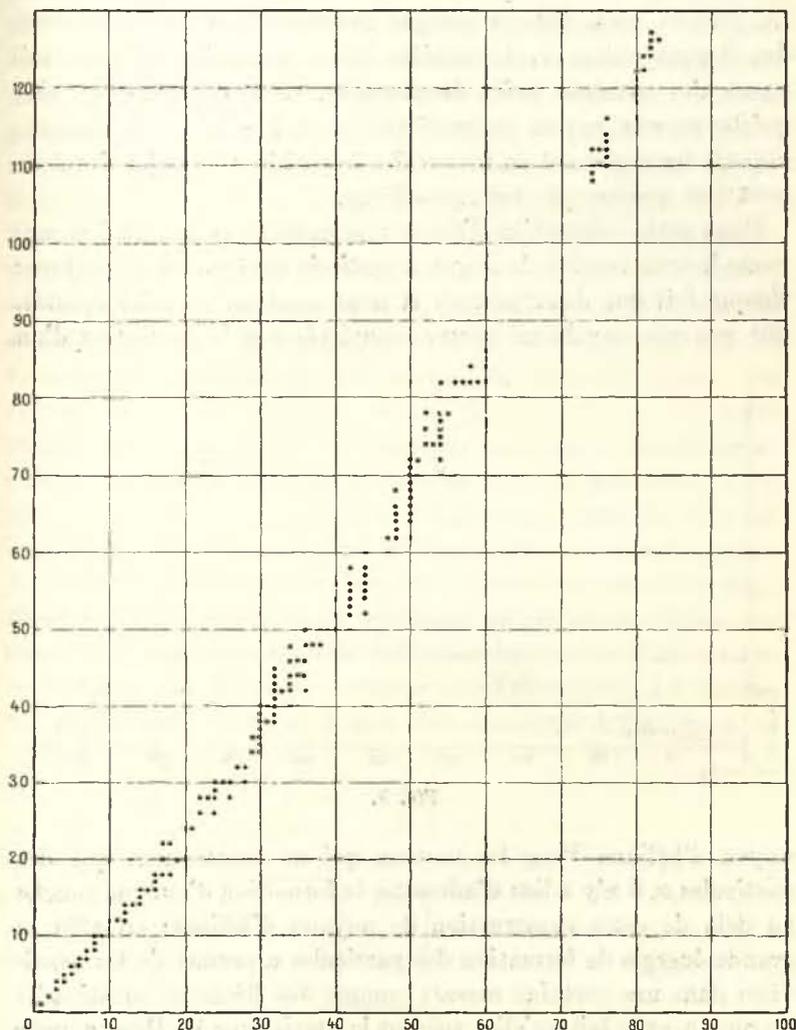


Fig. 4.

tandis que la périodicité qui résulte du schéma de Gamow doit prévoir pour les noyaux ${}^{124}_{54}\text{Xe}$, ${}^{128}_{54}\text{Xe}$ et ${}^{132}_{54}\text{Xe}$ des caractères communs n'appartenant pas aux noyaux ${}^{126}_{54}\text{Xe}$ et ${}^{130}_{54}\text{Xe}$. Dans

la figure 4 les noyaux connus sont représentés en portant en abscisses le nombre de protons n_2 et en ordonnées le nombre des neutrons n_1 , de sorte qu'un point correspond à chaque noyau. Le tableau ainsi obtenu indique nettement une prédominance des charges paires et, de manière moins marquée, une prédominance des nombres pairs de neutrons. Cette constatation, bien qu'elle ne soit pas en contradiction avec le schéma de Gamow, apporte un argument en faveur des hypothèses 3 ou 4 puisqu'elle peut être prévue par ces hypothèses.

Dans cette conception, l'on se représentera de la manière suivante la construction du noyau à partir de neutrons et de protons : chaque fois que deux protons et deux neutrons ont été ajoutés, une nouvelle couche se trouve complétée par la formation d'un

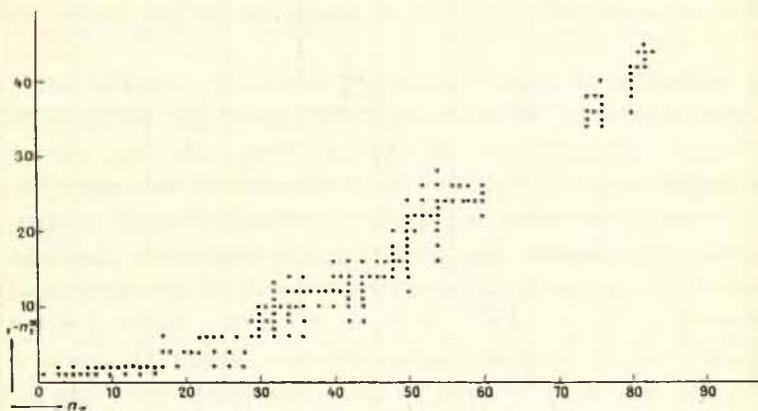


Fig. 5.

noyau d'hélium. Pour les noyaux qui ne contiennent que des particules α , il n'y a lieu d'admettre la formation d'aucune couche au delà de cette construction de noyaux d'hélium; en effet la grande énergie de formation des particules α permet de les considérer dans une certaine mesure comme des éléments constitutifs du noyau, et le fait qu'elles suivent la statistique de Bose a pour conséquence qu'elles se placent toutes au niveau d'énergie le plus bas. Il en est autrement, fait sur lequel Landé ⁽¹⁾ a justement insisté, pour les neutrons qui n'entrent pas dans la constitution

(¹) A. LANDÉ, *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 620 et 624.

de particules α . Si l'on admet que la construction du noyau à partir de particules α , de neutrons et éventuellement d'un proton, permet d'obtenir une bonne approximation pour la solution du problème déjà compliqué de mécanique quantique qui concerne les noyaux lourds, on peut comparer le mouvement des neutrons dans le champ d'action des particules α avec celui des électrons périphériques dans le champ qui entoure le noyau de l'atome et par conséquent s'attendre à une structure en couches successives de ce système de neutrons. Landé a représenté dans la figure 5 le nombre expérimental des neutrons indépendants des particules α pour les divers nombres atomiques, et il considère que cette figure conduit immédiatement à l'interprétation suivante : jusqu'à la charge $n_2 = 16$, le niveau le plus bas du système des neutrons est seul occupé et peut constituer une couche de deux neutrons; entre $n_2 = 17$ et $n_2 = 28$ cette couche doit être toujours complète et une couche ultérieure de quatre neutrons peut se compléter; de $n_2 = 32$ jusqu'à $n_2 = 36$ une couche ultérieure de huit se complèterait, ainsi de suite. Si l'on cherche d'autre part à prévoir théoriquement cette formation de couches successives, on doit tout d'abord examiner les états stationnaires possibles dans le champ intérieur au noyau. La répartition du potentiel qui détermine le mouvement d'un neutron à l'intérieur du noyau est connue qualitativement. La densité des particules α doit être à peu près constante à l'intérieur du

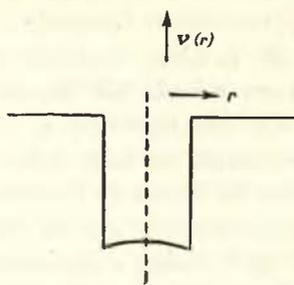


Fig. 6.

noyau avec un léger accroissement vers la surface à cause des actions de Coulomb. Il en résulte pour le neutron une variation de potentiel de la forme représentée dans la figure 6. Les états

de plus faible énergie qui correspondent à ce potentiel représentent, si l'on néglige la réaction du spin sur le moment de circulation, un terme $S(l = 0)$, un terme $P(l = 1)$ et un terme $D(l = 2)$ (cf. rapport de Gamow, fig. 10). Si l'on fait intervenir l'hypothèse d'une réaction de spin, on obtiendra pour les termes les plus

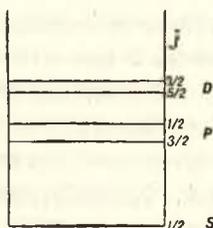


Fig. 7.

bas, un schéma analogue à celui de la figure 7. D'après ce schéma, on obtiendrait tout d'abord une couche de deux, et ensuite une de quatre neutrons (apparition du terme $j = \frac{3}{2}$), puis de nouveau une couche de deux, une de six, une de quatre, etc. Il n'est pas encore possible de saisir dans quelle mesure un semblable schéma construit à partir des orbites de neutrons individuels permet de rendre compte des faits expérimentaux concernant le système des isotopes.

La question de la stabilité du noyau au point de vue désintégration α est complètement élucidée par la théorie de Gamow, Condon et Gurney (cf. rapport de Gamow); la théorie de Gamow s'applique d'ailleurs de manière analogue aux divers modèles de noyaux. Comme cette théorie fait dépendre la stabilité d'un noyau, au point de vue désintégration α , uniquement du bilan énergétique de ce processus, on peut admettre que, pour une masse donnée du noyau, les forces de Coulomb rendent la désintégration d'autant plus probable que la charge du noyau est plus grande. Le fait qu'il existe expérimentalement, pour une masse donnée, une limite supérieure de la charge placée nettement au-dessous de la moitié de la masse atomique, conduit naturellement à l'hypothèse que des noyaux de forte charge se dissocieraient avec émission de particules α . On constate d'ailleurs que, parmi les noyaux radioactifs de même masse, ce sont en général

ceux de plus forte charge qui manifestent la plus grande énergie de désintégration.

Il est difficile actuellement de traiter de manière satisfaisante la question de la stabilité d'un noyau par rapport à la désintégration β . Dans la théorie primitive de Gamow, le bilan énergétique devait déterminer la stabilité au point de vue de l'émission d'un rayon β aussi bien que d'un rayon α . Cette conception ne se justifie pas simplement, puisque c'est un fait expérimental que les particules β émises par le noyau se distribuent suivant un spectre continu d'énergie et qu'il ne semble exister pour les désintégrations β aucune relation entre l'énergie moyenne de désintégration et la durée moyenne de vie, qui soit analogue à celle de Geiger-Nuttall pour les désintégrations α . Cependant, cette question reste ouverte, puisque l'existence d'une limite supérieure nettement définie du spectre β continu représente une difficulté pour toute théorie reposant sur le principe que les particules β sont émises par le noyau avec une énergie indéterminée. Pauli a examiné l'hypothèse que l'émission des rayons β soit toujours accompagnée par celle d'un rayonnement très pénétrant consistant par exemple en un « neutrino » de masse égale à celle de l'électron, ce qui permettrait de maintenir dans le cas des désintégrations β les principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Bohr ⁽¹⁾ considère au contraire comme plus vraisemblable une exception au principe de conservation de l'énergie lors de l'émission β par le noyau.

L'aspect théorique de cette question de la désintégration β n'est pas modifié quand on considère le noyau comme constitué par des protons et des neutrons. Dans ce cas, la question de la stabilité par rapport à une désintégration β se ramène à celle de savoir si un neutron peut se dissocier en un proton et un électron lorsqu'il se trouve dans un champ de force énergétiquement favorable à cette décomposition. Pour la solution de ce problème, nous devons, pour les raisons indiquées plus haut, nous contenter des constatations expérimentales. Si le bilan énergétique peut déterminer la stabilité β , il doit exister pour chaque charge nucléaire donnée une limite supérieure de la masse, au delà de laquelle le

(1) N. BOHR, *loc. cit.*

noyau se dissocie en émettant un électron. Il est par conséquent utile d'établir en partant des défauts de masse, dans la mesure où ils sont connus empiriquement ou théoriquement, les bilans énergétiques pour les désintégrations β , et d'en comparer le résultat avec le tableau des noyaux connus comme stables. Nous donnerons le résultat de cette comparaison à propos des applications de la formule de Majorana.

Si l'on considère la désintégration β comme déterminée par le bilan énergétique, la conception 3-4 donne une interprétation satisfaisante du fait que les émissions β à partir du noyau de charge initiale paire vont toujours par couples consécutifs. Si, en effet, les conditions énergétiques sont favorables à l'émission d'une première particule β , une seconde émission, après laquelle une nouvelle particule α peut se former dans le noyau, trouvera des conditions énergétiques au moins aussi favorables (1). C'est seulement pour une charge initiale impaire du noyau qu'une seule particule β peut éventuellement être émise (Ac). Le fait qu'il n'existe au-dessus de ${}^{14}_7\text{N}$ aucun noyau stable avec des nombres impairs de protons et de neutrons peut de la même manière recevoir une interprétation énergétique simple.

§ 3. — APPLICATIONS.

a. — Défaut de masse et stabilité des noyaux.

On obtient des indications très précises au sujet de la variation du défaut de masse en partant des hypothèses sur la structure du noyau qui correspondent aux schémas 3-4, en particulier quand on se place au point de vue de Majorana, qu'on peut considérer comme correspondant à une forme du modèle de goutte de Gamow précisée par l'hypothèse du neutron. On peut essayer de déterminer les deux constantes de la loi de force introduite comme exemple : $J(r) = ae^{-br}$ de manière que les défauts de masse de deux noyaux convenablement choisis soient exactement

(1) HEISENBERG, *Zeits. f. Phys.*, t. 77, 1932, p. 1; t. 78, 1932, p. 156; t. 80, 1933, p. 587.

représentés par l'équation (30), et voir de quelle manière les défauts de masse calculés pour les autres noyaux par cette même formule se placent par rapport à la courbe expérimentale d'Aston. Dans cette comparaison on doit se souvenir que la méthode de Thomas-Fermi utilisée pour obtenir l'équation (30) ne peut pas donner de résultats exacts pour les noyaux légers. Cette équation doit cependant représenter de manière qualitative les défauts de masse pour les divers noyaux au-dessus de $n = 20$, par exemple, bien qu'elle doive donner une valeur absolue trop élevée de l'énergie de liaison, puisque cette énergie, par particule, est certainement beaucoup plus faible pour les noyaux très légers que pour les noyaux lourds. En ajoutant un terme constant au second membre de (30), on doit pouvoir se rapprocher de la réalité.

Si l'on pose par exemple dans $J = ae^{-br}$:

$$a = Mc^2 \times 0,0273 = 4,05 \cdot 10^{-5} \text{ erg},$$

$$b = \frac{Mc}{h} \times 0,165 = 1,25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1},$$

on déduit après quelques calculs, à partir des équations (30) et (31), l'expression approchée :

$$(33) \quad \frac{E}{Mc^2} = 0,00347 n_2 - 0,0364 n_1 + 0,01211 \frac{n_1^2}{n_2} + n_2^{\frac{3}{2}} \left(3,19 - 0,715 \frac{n_1}{n_2} \right) \cdot 10^{-4} (+0,049).$$

La première ligne représente l'influence des actions d'échange, la deuxième comprend l'action des répulsions de Coulomb entre les protons et le terme additif dont il vient d'être question et qui n'est pas contenu dans l'équation (30); ce terme est choisi de manière à retrouver le mieux possible les valeurs d'Aston. La figure 8 donne le résultat de la comparaison des valeurs ainsi calculées avec les mesures d'Aston, la masse du neutron ayant été, pour cette comparaison, supposée égale à celle du proton.

On ne doit pas attribuer une trop grande signification à l'accord relativement bon qui résulte de cette comparaison puisque, pour l'établissement de la formule (33), on a disposé de trois constantes arbitraires et que, d'autre part, comme y a insisté Majorana et comme nous l'avons indiqué plus haut, l'application de la méthode de Thomas-Fermi peut comporter des erreurs importantes, même

pour des nombres de particules assez élevés. On peut cependant conclure que la formule (30) donne, de manière qualitative au

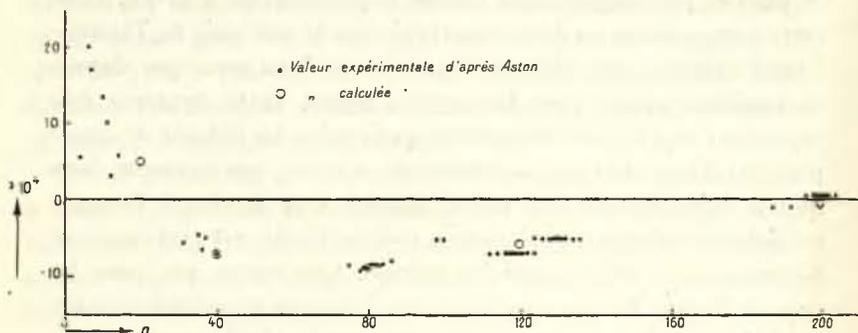


Fig. 8.

moins, la variation correcte de l'énergie avec n_1 et n_2 . Il faut attacher une importance plus grande aux conséquences qui peuvent être déduites des équations (30) et (33) concernant la stabilité des noyaux atomiques. L'énergie nécessaire pour extraire du noyau deux protons et deux neutrons est donnée d'après (33), en fractions de l'énergie intrinsèque du proton, par

$$(34) \quad -2 \left(\frac{\partial E}{\partial n_1} + \frac{\partial E}{\partial n_2} \right) = 0,0658 - 0,04844 \frac{n_1}{n_2} + 0,02422 \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \\ + \left(9,2 - 0,954 \frac{n_1}{n_2} \right) n_2^{\frac{2}{3}} \cdot 10^{-4}.$$

Si cette énergie est plus grande que l'énergie de liaison du noyau d'hélium, le noyau considéré est stable par rapport à une désintégration; si au contraire elle est plus petite, il peut émettre spontanément une particule α .

Dans la figure 9 on a tracé les courbes d'énergie de désintégration constante en partant de la valeur expérimentale du défaut de masse de la particule α et en admettant pour le neutron un défaut de masse négligeable à partir du proton et de l'électron.

Une de ces courbes, celle qui correspond à $\Delta E = 0$, doit représenter la limite entre les noyaux atomiques stables et instables. Si l'on porte sur la figure les points correspondant aux noyaux atomiques expérimentalement stables, on constate que la limite inférieure de ces points concorde bien de manière générale avec

la courbe d'énergie de désintégration nulle; la courbe $\Delta E = -0,003$ conviendrait mieux que $\Delta E = 0$, mais étant données les approximations arbitrairement faites (masse du neutron égale à celle du proton, etc.), ce résultat ne peut pas être invoqué contre la validité de la formule (30).

On peut calculer de la même manière la différence d'énergie entre les états initial et final d'un processus β de désintégration :

$$(35) \quad \frac{\partial E}{\partial n_1} - \frac{\partial E}{\partial n_2} = -0,0399 + 0,02422 \frac{n_1}{n_2} + 0,01211 \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 - \left(6,04 - 0,477 \frac{n_1}{n_2}\right) n_2^2 \cdot 10^{-4}.$$

Les courbes d'énergie de désintégration constante (fig. 9) se trouvent ici à peu près parallèles à la limite supérieure des

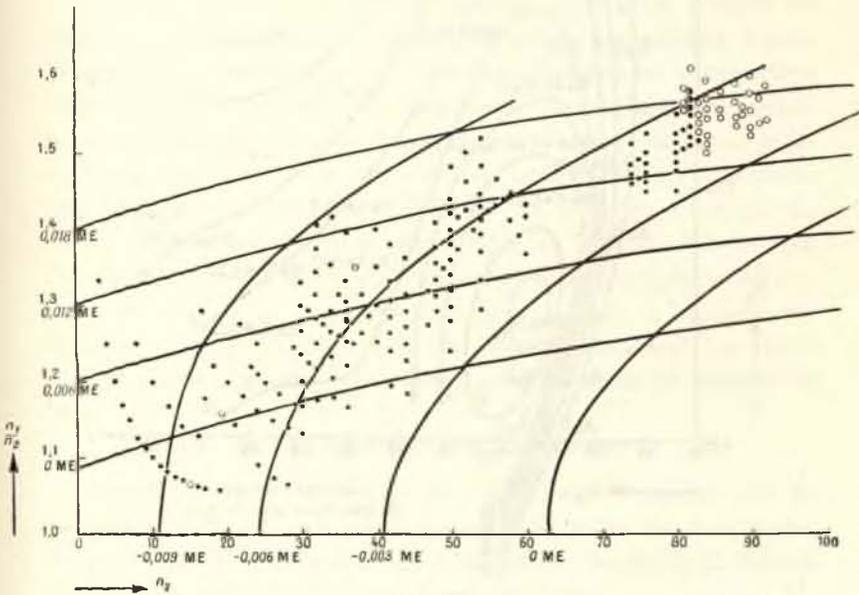


Fig. 9.

points qui correspondent aux noyaux atomiques stables, et ceci représente un argument en faveur d'un criterium énergétique de stabilité au point de vue d'une émission β . La courbe $\Delta E = 0$ se trouve encore ici sensiblement trop bas. On doit d'ailleurs remarquer que, aussi bien pour les désintégrations α que pour

les β , la courbe $\Delta E = 0$ ne doit pas représenter exactement la limite des noyaux atomiques expérimentalement instables. En effet, il résulte de la théorie de Gamow pour la désintégration, que les noyaux atomiques lourds, même lorsqu'ils peuvent émettre

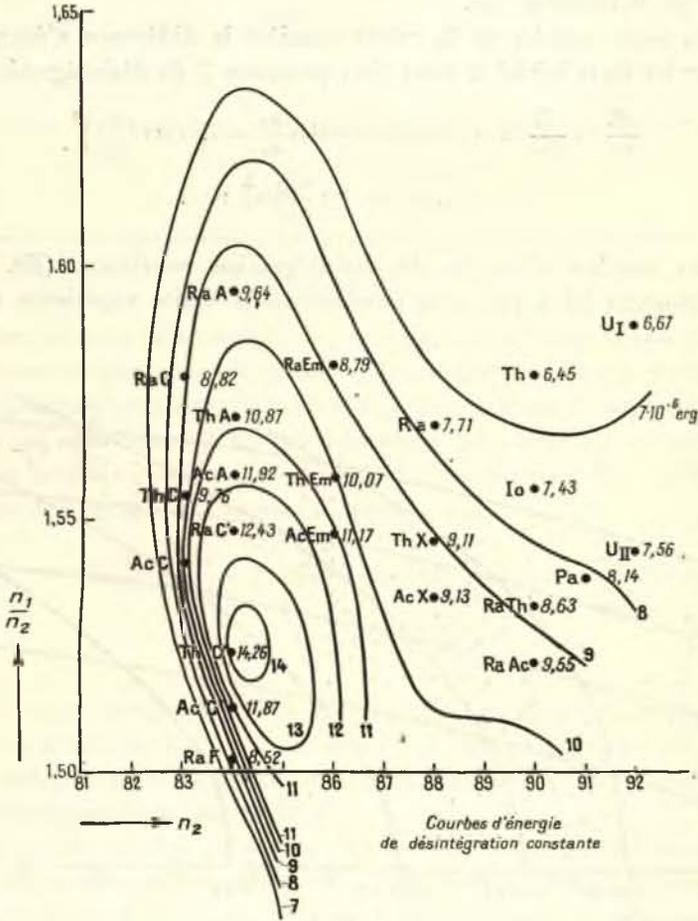


Fig. 10.

une particule α avec une énergie cinétique de $5 \cdot 10^{-6}$ erg se comporteront comme pratiquement stables en raison de leur longue vie moyenne; des circonstances analogues se présentent probablement dans le cas des émissions β (1).

(1) Voir la Note à la fin de ce rapport.

La figure 9 montre clairement pourquoi il n'existe plus de noyau stable au-dessus d'une certaine charge nucléaire déterminée par l'intersection des deux courbes de stabilité. On doit d'ailleurs rappeler ici qu'une méthode de calcul aussi approximative que celle de Thomas-Fermi ne peut pas rendre compte des particularités présentées par les familles radioactives. Pour mettre ce fait en évidence, on a tracé dans la figure 10 les courbes d'énergie de désintégration α constante dans le domaine de ces séries radioactives, à partir des données expérimentales. On constate immédiatement certaines particularités (maximum de l'énergie de désintégration pour ThC') dont ne peut pas rendre compte une théorie sommaire de la structure du noyau. C'est seulement l'allure générale de la variation d'énergie que peut donner la méthode de Thomas-Fermi.

Nous ne disposons jusqu'ici que d'un très petit nombre de données théoriques sur le défaut de masse des noyaux légers. Wigner (1) a examiné dans quelle mesure l'hypothèse d'une action ordinaire (pas une action d'échange) entre le neutron et le proton peut rendre compte du fait que le défaut de masse de l'isotope ${}^3\text{H}$ est quinze fois plus petit que celui du noyau d'hélium. Il trouve que, pour une certaine forme de la loi d'action, l'énergie du noyau ${}^3\text{H}$ est notablement plus faible en valeur absolue que l'énergie potentielle moyenne ou que l'énergie cinétique moyenne des particules dans ce noyau. S'il en est ainsi, le rapport des défauts de masse de ${}^4\text{He}$ et de ${}^3\text{H}$ devient très grand. Les résultats de Wigner peuvent s'étendre immédiatement au modèle de Majorana.

b. — Diffusion et désintégration.

L'hypothèse que les noyaux sont composés de neutrons et de protons et qu'une loi simple d'action existe entre ces deux sortes de particules permet aussi des applications faciles à la théorie des chocs entre noyaux et particules α , protons et neutrons. En particulier, on peut déduire facilement de la loi d'action entre protons et neutrons celle de la diffusion des neutrons par des protons; inversement les résultats expérimentaux concernant cette diffusion permettent d'atteindre directement la loi d'action

(1) E. WIGNER, *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 252.

supposée inconnue. Malheureusement le matériel expérimental actuellement disponible ne permet pas une détermination précise de cette loi d'action. Comme la théorie de la diffusion et de la désintégration est traitée dans le rapport de M. Gamow, il ne sera examiné ici que certains points concernant plus particulièrement l'hypothèse du neutron.

Iwanenko ⁽¹⁾ a interprété de la manière suivante, en s'appuyant sur l'hypothèse du neutron, le fait que la désintégration des noyaux du béryllium sous l'action des rayons α n'émet que des neutrons et des rayons γ sans aucun proton : le noyau de béryllium de masse 9 se compose, dans l'hypothèse admise ici, de deux particules α et d'un neutron ; tant que l'énergie de la particule α incidente ne suffit pas pour désintégrer les particules α elles-mêmes, le noyau ne peut émettre que des neutrons. Si l'on poursuit les conséquences de cette conception, l'on prévoit également une émission de neutrons dans le bombardement du carbone par les particules α ($^{12}_6\text{C}$ ne peut pas être désintégré, mais les mêmes considérations que pour ^9_4Be s'appliquent à l'isotope rare $^{13}_6\text{C}$) ; on prévoit au contraire l'émission d'un mélange de neutrons et de protons avec Li, B, N et O. Si l'on utilise avec Cockroft et Walton ⁽²⁾ des protons pour produire les désintégrations, le rayonnement émis peut se composer de particules α et de neutrons. On doit en particulier prévoir l'apparition de neutrons avec des noyaux plus lourds ($^{37}_{17}\text{Cl}$ par exemple) qui contiennent plusieurs neutrons à côté des particules α .

Un résultat particulièrement significatif des expériences de Cockroft et Walton ⁽³⁾ montre que les protons peuvent également produire la désintégration des noyaux lourds (Co, Pb, U) quoique avec un très faible rendement. Ce résultat paraît incompréhensible si l'on considère une pénétration du proton dans le noyau comme condition préalable nécessaire à la désintégration. En fait,

⁽¹⁾ IWANENKO, *loc. cit.*

⁽²⁾ COCKROFT et WALTON, *Proc. Roy. Soc., A*, t. 137, 1932, p. 229.

⁽³⁾ Les recherches récentes de Rutherford et Oliphant semblent montrer que les résultats de Cockroft et Walton sur la désintégration d'éléments très lourds sont dus en réalité à des effets secondaires (*cf.* rapport de Cockroft). Les considérations de Teller auxquelles il vient d'être fait allusion peuvent néanmoins conserver leur importance pour la discussion des désintégrations d'éléments plus légers.

la probabilité pour qu'un proton d'énergie 500 000 électron-volts puisse pénétrer dans un noyau d'uranium est infiniment faible. Teller (1) a fait remarquer à ce sujet que l'hypothèse d'action d'échange entre neutrons et protons rend possibles des processus dans lesquels un échange a lieu entre le proton incident et un neutron du noyau rencontré. Le neutron ainsi produit a ensuite la possibilité de pénétrer dans le noyau sans avoir à franchir la barrière de Gamow due à l'action des forces de Coulomb. Il en résulte que la diminution de la probabilité de désintégration, quand le nombre atomique augmente, n'est pas représenté de manière générale par le facteur exponentiel de Gamow, et que la partie correspondant à l'action d'échange diminue à peu près comme $|J(r_{\min})|^2$, où r_{\min} représente la distance jusqu'à laquelle le proton peut s'approcher du noyau selon la théorie classique :

$$\frac{Ze^2}{r_{\min}} = E_{\text{cin.}}$$

Si donc $J(r)$ ne diminue pas trop rapidement quand le rayon augmente, la diminution de probabilité peut être beaucoup plus faible que ne l'indique le facteur de Gamow. Les données expérimentales correspondant à $J = ae^{-br}$, $b = 1,25 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1}$, conduisent à une diminution relativement lente de J lorsque r augmente. Il reste d'ailleurs douteux que ces considérations suffisent pour interpréter les résultats de Cockroft et Walton sur les noyaux lourds.

NOTE AJOUTÉE SUR LES ÉPREUVES (le 30-6-1934). — La découverte de la radioactivité avec émission de positrons (Joliot-Curie) oblige à modifier un peu les considérations précédentes (p. 320). A l'approximation grossière, qui est à la base des équations (30) à (35), les seuls noyaux stables devraient être en fait ceux pour lesquels $\left| \frac{\partial E}{\partial n_1} - \frac{\partial E}{\partial n_2} \right| \leq mc^2$. Les noyaux stables devraient se distribuer dans la figure 9 symétriquement de part et d'autre de la courbe $\frac{\partial E}{\partial n_1} - \frac{\partial E}{\partial n_2} = 0$. La largeur de la bande des éléments stables de part et d'autre de cette courbe ne sera cependant pas donnée par la condition $\frac{\partial E}{\partial n_1} - \frac{\partial E}{\partial n_2} \leq mc^2$; au contraire, la différence énergétique entre noyaux de charge paire et impaire a pour effet de donner à cette bande, dans le cas des noyaux de masse paire, une largeur notablement plus grande que ne le ferait prévoir la condition précédente. On trouvera des détails sur ce sujet dans W. HEISENBERG, *loc. cit.*, II.

(1) Je suis très obligé à M. Teller pour une intéressante discussion sur ces questions.

DISCUSSION DU RAPPORT DE M. HEISENBERG.

M. PAULI. — La difficulté provenant de l'existence du spectre continu des rayons β consiste, comme on sait, en ce que la durée moyenne de vie des noyaux qui émettent ces rayons, comme celle des noyaux des corps radioactifs qui en résultent, possède des valeurs bien déterminées. On en conclut nécessairement que l'état, ainsi que l'énergie et la masse du noyau qui reste après l'expulsion de la particule β sont aussi bien déterminés. Je n'insiste pas sur les efforts qu'on pourrait tenter pour échapper à cette conclusion, mais je crois, conformément à l'opinion de M. Bohr, qu'on se heurtera toujours à des difficultés insurmontables dans l'explication des faits expérimentaux.

Dans cet ordre d'idées, deux interprétations des expériences se présentent. Celle que défend M. Bohr admet que les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion sont en défaut quand il s'agit d'un processus nucléaire où des particules légères jouent un rôle essentiel. Cette hypothèse ne me paraît pas satisfaisante, ni même plausible. D'abord, la charge électrique est conservée dans le processus, et je ne vois pas pourquoi la conservation de la charge serait plus fondamentale que celle de l'énergie et de l'impulsion. Ensuite, ce sont précisément des relations énergétiques qui règlent plusieurs propriétés caractéristiques des spectres β (existence d'une limite supérieure et rapport avec les spectres γ , critère de stabilité de Heisenberg). Si les lois de conservation n'étaient pas valables, il faudrait bien conclure de ces relations qu'une désintégration β est toujours accompagnée d'une perte d'énergie et jamais d'un gain; cette conclusion implique une irréversibilité des processus à l'égard du temps, qui ne me paraît guère acceptable.

En juin 1931, à l'occasion d'une conférence à Pasadena, j'ai proposé l'interprétation suivante : les lois de conservation restent valables, l'expulsion des particules β étant accompagnée d'une radiation très pénétrante de particules neutres, qui n'a pas été

observée jusqu'ici. La somme des énergies de la particule β et de la particule neutre (ou des particules neutres, puisqu'on ne sait pas s'il n'y en a qu'une ou s'il y en a plusieurs) émises par le noyau dans un seul processus, sera égale à l'énergie qui correspond à la limite supérieure du spectre β . Il va sans dire que nous n'admettons pas seulement la conservation de l'énergie, mais aussi celle de l'impulsion, celle de l'impulsion angulaire et celle du caractère de la statistique dans tous les processus élémentaires.

Quant aux propriétés de ces particules neutres, les poids atomiques des éléments radioactifs nous apprennent tout d'abord que leur masse ne peut pas dépasser beaucoup celle de l'électron. Pour les distinguer des neutrons lourds, M. Fermi a proposé le nom « neutrino ». Il est possible que la masse propre des neutrinos soit égale à zéro, de sorte qu'ils devraient se propager avec la vitesse de la lumière, comme les photons. Toutefois leur pouvoir pénétrant dépasserait de beaucoup celui des photons de même énergie. Il me paraît admissible que les neutrinos possèdent un spin $\frac{1}{2}$ et qu'ils obéissent à la statistique de Fermi, bien que les expériences ne nous fournissent aucune preuve directe de cette hypothèse. Nous ne savons rien de l'interaction des neutrinos avec les autres particules matérielles et avec les photons : l'hypothèse qu'ils possèdent un moment magnétique, comme je l'avais proposé autrefois (la théorie de Dirac conduit à prévoir la possibilité de l'existence de particules neutres magnétiques), ne me paraît du tout fondée.

Dans cet ordre d'idées, l'étude expérimentale du bilan de l'impulsion dans les désintégrations β constitue un problème de la plus haute importance; on peut prévoir que les difficultés seront très grandes à cause de la petitesse de l'énergie du noyau de recul.

M. CHADWICK. — Je voudrais faire mention d'une expérience que M. Lea et moi nous avons faite dans le but de voir s'il y a production de neutrinos dans les désintégrations radioactives. Nous avons examiné la désintégration du radium E, qui émet des particules β avec des énergies variant depuis une valeur très faible jusqu'à un million d'électron-volts environ. Si cette

variation doit être compensée par l'émission de neutrinos, l'énergie moyenne du neutrino doit être d'environ 600 000 électron-volts (en admettant l'émission d'un neutrino par désintégration). Ce rayonnement de neutrinos, s'il existe, doit être très pénétrant, puisque l'énergie moyenne par désintégration, mesurée calorimétriquement, concorde avec la valeur moyenne déduite de la distribution de l'énergie des rayons β . M. Lea et moi nous avons employé une source de 100 millicuries de radium (D + E) et nous avons cherché un rayonnement plus pénétrant que les rayons γ du radium E, en employant une chambre à haute pression pour mesurer l'ionisation. Nous n'avons pu trouver aucune preuve de l'existence d'un tel rayonnement. De nos résultats nous déduisons que le neutrino ne peut produire plus d'une paire d'ions sur un trajet de 150^{km} dans l'air, en admettant l'émission d'un neutrino pour chaque atome de radium E désintégré. On peut, en s'appuyant sur les calculs de Carlson et Oppenheimer, évaluer le moment magnétique du neutrino. Donnant au neutrino une masse égale à celle d'un électron, on trouve que le moment magnétique ne peut pas être plus grand qu'un millième à peu près du magnéton de Bohr.

Il est certain que le neutrino, s'il existe, sera excessivement difficile à déceler.

M^{lle} MEITNER. — Pour décider si le rayonnement β est accompagné d'une émission de neutrinos, M. Frisch a proposé une expérience basée sur l'observation d'un rayon β de recul. On produit par la méthode de Stern un faisceau de rayons atomiques de Ra E qui passe à côté d'un compteur à pointe. Lorsqu'un rayon β pénètre dans le compteur, le rayon de recul doit pénétrer, en vertu de la conservation de l'impulsion, dans un second compteur situé en face du premier, pour autant qu'il y ait émission de rayons β seulement et non de neutrinos. Pour donner au rayon β de recul l'énergie nécessaire pour traverser la fenêtre du compteur, on l'accélère par un champ électrique de 30 000 volts. Donc, s'il n'y a pas de neutrinos, on doit observer des coïncidences; dans le cas contraire, où il y a émission simultanée de neutrinos, les coïncidences doivent, en général, faire défaut,

parce que le rayon β de recul n'est plus lancé dans la direction opposée au rayon β primitif.

M. F. PERRIN. — La forme de la distribution d'intensité dans les spectres continus β permet de faire sur la masse du neutrino une hypothèse raisonnable. On peut en effet, au lieu d'expliquer la position du maximum par l'émission simultanée de l'électron et de plusieurs neutrinos de même masse que l'électron comme l'a proposé M. Mott, l'expliquer en admettant qu'un seul neutrino est émis à chaque désintégration, mais en supposant que la masse du neutrino est inférieure à celle de l'électron, et que ces deux particules partent en moyenne avec des *impulsions* égales. Cette égalité d'impulsion serait toujours réalisée si l'électron et le neutrino se séparaient sans interaction avec d'autres corps, et l'on peut penser qu'elle se retrouvera en moyenne à peu près en présence du reste du noyau. Dans ces conditions, l'électron, particule la plus massive, partira en moyenne avec une énergie moindre que le neutrino. En dynamique classique le partage de l'énergie, pour des impulsions égales, se ferait proportionnellement à l'inverse des masses et l'on obtiendrait un maximum d'intensité dans le spectre β pour le tiers de l'énergie limite si le neutrino avait une masse moitié de celle de l'électron. Mais il faut évidemment appliquer à ces particules la dynamique relativiste. On trouve alors ⁽¹⁾ que, pour rendre approximativement compte de la position du maximum ou plutôt de la valeur moyenne de l'énergie de l'électron, dans le cas le mieux connu (radium E), il faut admettre que le neutrino a une *masse intrinsèque nulle*, comme le photon.

M. BOHR. — En discutant le problème des rayons β , MM. Heisenberg et Pauli s'efforcent d'appliquer jusqu'au bout les lois connues de la théorie des quanta, et je suis parfaitement d'accord avec cette tendance.

Dans le même ordre d'idées, il n'est pas inutile, peut-être, de remarquer que tout effort pour établir une relation entre le

⁽¹⁾ Remarque ajoutée sur les épreuves (cf. F. PERRIN, *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 1625).

spectre continu des rayons β et le principe d'incertitude de Heisenberg est basé sur un malentendu. En effet, ce principe exige un défaut de précision en ce qui concerne la valeur de l'énergie d'une particule, si l'expérience nous permet de constater la présence de cette particule à un instant bien déterminé; ce manque de précision est la conséquence d'une interaction incontrôlable de la particule et de l'appareil qui nous permet de déterminer cet instant. Dans ces conditions, la loi de conservation de l'énergie n'est pas violée; mais elle échappe au contrôle de l'expérience. Or, dans le cas de l'expulsion d'une particule β , la situation est toute différente; on mesure son énergie d'une façon bien définie, et la question du bilan de l'énergie s'impose nécessairement.

Étant données les difficultés théoriques que soulève la solution de ce problème, c'est peut-être une question de goût que de savoir quel point de vue l'on préfère. Aussi longtemps que nous n'aurons pas de nouvelles données expérimentales, il est sage de ne pas abandonner les lois de conservation, mais, d'autre part, personne ne sait quelles surprises nous attendent encore.

M. DIRAC. — Je pense qu'il n'y a aucune preuve décisive contraire à l'hypothèse que des électrons possédant un spin et auxquels la statistique de Fermi serait applicable, pourraient entrer comme particules élémentaires dans la constitution de certains noyaux. Si nous considérons les protons et les neutrons comme des particules élémentaires, nous aurions ainsi trois espèces de particules élémentaires à partir desquelles les noyaux seraient formés. Ce nombre peut paraître grand, mais, de ce point de vue, deux est déjà un grand nombre.

Dans la plupart des noyaux, il y aurait un nombre pair d'électrons, de sorte que leur influence sur le spin et la statistique, passerait inaperçue. Mais quelques noyaux auraient un nombre impair d'électrons. Si, par exemple, nous admettons que des noyaux comme ${}_{17}^{37}\text{Cl}$ et ${}_{19}^{41}\text{K}$ contiennent un électron, nous pouvons former une particule α de plus que si nous les constituons uniquement de protons et neutrons et, par conséquent, nous augmentons leur stabilité. Ces noyaux obéiraient alors à la

statistique de Bose et auraient un spin entier, alors que d'après M. Heisenberg ce serait exactement le contraire.

M. HEISENBERG. — M. Dirac préfère considérer les noyaux de ${}_{17}^{37}\text{Cl}$ et ${}_{19}^{41}\text{K}$ comme composés, en dehors d'un certain nombre de particules α , d'un neutron et d'un électron; en conséquence, il prévoit pour ces noyaux un nombre quantique de spin entier et une statistique du type Bose-Einstein. Je me demande si ses arguments ne s'appliqueraient pas tout aussi bien au cas du ${}_{37}^{87}\text{Rb}$, et n'exigeraient pas la présence dans ce noyau, à côté des particules α , de onze neutrons et d'un seul électron. Or, ce serait en contradiction avec la valeur du spin de ce noyau, pour laquelle on a trouvé $\frac{3}{2}$. D'ailleurs je ne vois pas pourquoi M. Dirac admet la présence d'un seul électron dans un noyau comme ${}_{19}^{41}\text{K}$; pourquoi ne pourrait-on pas se figurer que ${}_{19}^{41}\text{K}$ contient dix particules α , un proton et deux électrons ?

M. BOHR. — La question de la radioactivité du K et du Rb est loin d'être éclaircie. A cause de la longue durée de vie de ces éléments, les idées de M. Beck ne sont guère applicables ici. M. Jacobsen, à Copenhague, est en train de chercher à l'aide de la méthode des coïncidences, si dans ces corps deux particules ne sont pas parfois émises en même temps. Reste aussi la question de savoir si le K et le Rb n'émettent pas de particules positives.

M^{lle} MEITNER. — M. Stefan Meyer a constaté, par la méthode de la déviation dans un champ magnétique, la présence d'un rayonnement négatif. Mais la présence de particules positives n'est pas exclue pour cela.

M. CHADWICK. — Il y a quelques mois M. Occhialini a examiné s'il y avait une émission d'électrons positifs par le potassium, mais il n'en trouva pas la moindre indication.

M. BOHR. — M. Hevesy, qui a effectué une séparation partielle des isotopes du potassium et a pu conclure que la radioactivité

est due à l'isotope lourd, m'a dit que les expériences sont tellement difficiles, qu'on ne pourrait affirmer avec certitude que c'est l'isotope ^{41}K , et non pas un isotope ^{42}K ou ^{43}K qui est radioactif.

M. HEISENBERG. — Que ce soit un pareil isotope ou non qui soit la cause de l'activité du potassium, ma théorie prévoit en tout cas l'expulsion d'électrons négatifs et non pas de positrons.

M. CHADWICK. — Je ne pense pas que le spin de l'isotope rare du potassium puisse être déduit de l'observation du spectre de bande du potassium ordinaire. M. Oliphant a projeté au laboratoire Cavendish une expérience par laquelle il serait capable de séparer les isotopes du potassium et d'obtenir à peu près 1^{mg} de ^{41}K par jour. Cela lui permettrait non seulement de décider quel est celui des deux isotopes qui est radioactif, mais encore d'obtenir le spectre d'absorption de ^{41}K et de déterminer son spin.

M. PAULI. — Je m'intéresse beaucoup au moment magnétique du noyau du lithium. La structure fine du spectre atomique de ^7Li a été étudiée par M. Güttinger et moi. Quant au ^6Li , une structure fine n'a pas été observée pour cet isotope, mais cela ne prouve pas que son spin soit nul. En effet, la situation pourrait être assez analogue à celle du ^{14}N , où le spin est 1, tandis que le moment magnétique semble être négligeable (absence de structure fine dans le spectre atomique). Il importe donc d'étudier expérimentalement le spectre de bandes dû à la molécule $^6\text{Li} - ^7\text{Li}$, afin de connaître la grandeur du spin et le type de la statistique.

M. DIRAC. — Je ne pense pas que les résultats de M. Heisenberg fussent modifiés considérablement s'il y avait des électrons dans les noyaux. En effet, ces électrons seraient toujours fort peu nombreux, et nous pourrions considérer les noyaux comme constitués essentiellement par des protons et des neutrons.

Je voudrais présenter maintenant quelques remarques sur le type d'interaction entre proton et neutron que M. Heisenberg a discuté dans son rapport. On peut dire que cette interaction

est du type de l'échange, mais je ne pense pas qu'on puisse l'interpréter comme due à une action d'échange. Les interactions du type de l'échange sont caractérisées par le fait qu'elles entrent en jeu seulement quand les fonctions d'onde des particules agissantes se superposent.

Comparons une pareille interaction avec l'interaction entre électrons et photons. Cette dernière aussi ne se produit que lorsqu'il y a superposition de l'onde électromagnétique et de l'onde électronique de de Broglie. A première vue l'analogie ne paraît pas très étroite à cause du caractère différent des deux ondes considérées; mais il se peut que cette différence ne provienne que des imperfections de l'électrodynamique actuelle. L'analogie pourrait donc être réelle, et dans ce cas elle serait un argument en faveur du type d'interaction de Majorana, plutôt que du type de Heisenberg.

Les interactions par échange représentent un type d'action tout à fait fondamental qu'il n'est pas possible de décrire dans la théorie classique. Si les protons et les neutrons sont tous deux des particules élémentaires, il est logique que leur interaction soit de ce type fondamental.

M. PEIERLS. — Pour quelle raison M. Heisenberg pense-t-il devoir conclure que le neutron est une particule vraiment élémentaire; pourquoi ne pas constater simplement que le neutron ne se désintègre jamais en un proton et un électron ?

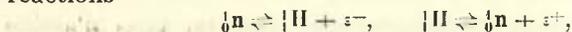
M. HEISENBERG. — C'est une impression; le défaut de masse du neutron semble être tellement petit, qu'on devrait pouvoir observer expérimentalement de pareilles désintégrations si le neutron était complexe.

M. BOHR. — A mon avis, le sens qu'on doit attacher à la distinction entre particules élémentaires et particules complexes ne peut pas être indiqué sans ambiguïté.

M. F. PERRIN. — Il me semble difficile de dire que l'une des particules neutron et proton est simple et l'autre complexe, car si par exemple le neutron peut être décomposé en un proton

et un électron négatif (${}^0_1\text{n} \rightarrow {}^1_1\text{H} + \varepsilon^-$) et reconstitué inversement par l'union de ces particules (complexité du neutron), on pourra, après avoir matérialisé une paire d'électrons près d'un proton (avec l'apport énergétique d'un photon par exemple), unir au proton l'électron négatif pour former un neutron en laissant libre l'électron positif. On aura ainsi « décomposé » un proton en un neutron et un électron positif (${}^1_1\text{H} + h\nu \rightarrow {}^1_1\text{H} + \varepsilon^- + \varepsilon^+ \rightarrow {}^0_1\text{n} + \varepsilon^+$) et inversement on pourra unir un neutron et un électron positif pour former un proton, en décomposant d'abord le neutron en un proton et un électron négatif, puis en dématérialisant ensemble cet électron négatif et l'électron positif.

Si l'on peut dire que le neutron est composé d'un proton et d'un électron négatif, on pourra donc aussi bien dire que le proton est constitué d'un neutron et d'un électron positif, les deux réactions



étant nécessairement toutes deux possibles ou toutes deux impossibles.

Il y a donc sans doute une symétrie complète au point de vue de la complexité entre le neutron et le proton, ces deux particules étant ou bien toutes deux élémentaires et indépendantes, ou bien toutes deux complexes.

M. HEISENBERG. — Suivant ma théorie, l'énergie disponible pour l'expulsion d'une seconde particule β par un noyau dépasse de beaucoup celle qui était disponible avant l'expulsion de la première. Or, ceci semble être d'accord avec le fait que les spectres γ qui correspondent à de grandes différences d'énergie, sont émis précisément par les noyaux qui restent après l'expulsion du second électron.

Nous avons discuté mercredi la question de savoir si le noyau peut émettre des radiations dipolaires. Or, si les forces entre protons et neutrons sont du type ordinaire, il n'y a aucune raison d'exclure ces transitions, quoique leur probabilité puisse être assez petite à cause du grand nombre de particules. Si, d'autre part, ces forces sont de pures actions d'échange de l'un des deux types envisagés dans mon rapport, les niveaux seront

caractérisés par certaines propriétés de symétrie; une étude approfondie nous montre que dans ce cas les transitions dipolaires entre les divers niveaux du noyau peuvent être exclues à la rigueur (le cas du noyau ${}^2\text{H}$ fournit un exemple simple).

Du moment que l'on ne néglige plus les forces exercées par les protons entre eux (et les forces entre les neutrons), la symétrie dont je viens de parler n'est plus réalisée que d'une façon approximative, et l'exclusion théorique des transitions dipolaires ne se justifie plus.

M. FERMI. — Il va sans dire, qu'avec une loi du type ae^{-br} , et avec l'hypothèse $m_{\text{proton}} = m_{\text{neutron}}$, on n'a pas le droit d'espérer que l'ensemble des faits expérimentaux trouve son explication théorique. Toutefois, la valeur de $b = 1,25 \cdot 10^{12}$, calculée par Heisenberg à l'aide des données sur le défaut de masse, me paraît trop petite, parce qu'elle conduit à une densité moyenne trop faible des noyaux. En m'appuyant sur la densité expérimentale et en m'arrangeant de façon à être d'accord avec la première partie de la courbe du défaut de masse, je trouve $a = 1,46 \cdot 10^{-4}$, $b = 6,8 \cdot 10^{12}$. Ce résultat correspond à un rayon d'action beaucoup plus petit ($\frac{1}{b} = 1,5 \cdot 10^{-13}$ cm environ) que chez Heisenberg; Au point de vue des autres faits (chocs entre proton et neutron, par exemple), j'espère que cette petite valeur ne soulève pas de difficultés réelles.

M. COCKCROFT. — Le nombre de désintégrations produites par un nombre donné de protons de 500 kilovolts, bombardant du fluor, est d'environ un dixième du nombre correspondant pour le lithium, alors que la formule de Gamow fait prévoir que la probabilité relative de pénétration est à peu près un millième. Est-il possible que les forces d'interaction entre un proton qui s'approche du noyau et les neutrons de l'intérieur soient suffisamment grandes pour affecter de façon appréciable la probabilité de passage du proton à travers la barrière de potentiel et augmenter ainsi le nombre de désintégrations prévues pour les éléments lourds ?

M. FERMI. — J'éprouve de grandes difficultés, quand je m'efforce de mettre d'accord les diverses considérations théoriques à l'aide desquelles on essaie de comprendre les propriétés des noyaux. D'une part, on compare le noyau à une agglomération de particules (modèle de la goutte), d'autre part, on introduit l'idée d'états individuels d'une particule qui se meut dans un champ intra-nucléaire.

Si je veux considérer le noyau principalement comme un agrégat de particules α , la densité constante des noyaux nous conduit à admettre que ces particules se comportent plus ou moins comme des globules impénétrables. Même s'il était permis de penser qu'il reste encore assez d'espace libre entre ces particules, il me semble que cette manière de voir nous défend d'introduire les états individuels et d'appliquer la statistique de Bose.

M. BOHR. — La comparaison d'un noyau avec une gouttelette liquide, faite par Gamow, est très schématique à cause du nombre relativement petit de particules α entrant dans la constitution des noyaux. Même dans les noyaux les plus lourds, ce nombre ne dépasse pas la cinquantaine, et si l'on imagine réalisé l'entassement le plus dense possible, on trouve qu'il ne peut y avoir qu'une dizaine de particules à l'intérieur du noyau, les autres formant la surface. Pour cette même raison un modèle tel que celui qu'a proposé M. Delbrück, où le noyau est considéré comme un cristal, n'a pas un caractère bien défini.

Mais toutes les représentations de ce genre ne jouent d'ailleurs qu'un rôle secondaire pour l'interprétation donnée par la mécanique quantique de la relation de Geiger-Nuttall; car cette interprétation est déterminée essentiellement par le comportement énergétique de tout le système et sa charge électrique totale.

M. FERMI. — Si je préfère considérer avec MM. Heisenberg et Majorana le noyau comme composé de neutrons et de protons, la possibilité d'introduire des états individuels dans un champ efficace du noyau entier me paraît encore douteuse. Pour cela il faudrait que l'énergie cinétique moyenne d'une particule dépassât de beaucoup l'énergie avec laquelle une particule est liée à ses voisines. Or cette énergie de liaison doit être de l'ordre de gran-

deur de l'énergie qui lie les particules dans le noyau de He (quelques millions de volts); elle n'est pas petite par rapport aux différences d'énergie qui jouent un rôle dans les spectres γ .

Peut-être les difficultés que j'ai soulevées ne sont-elles pas aussi graves que je le crois; toutefois je n'entrevois pas leur solution.

Dans la discussion sur ce sujet, MM. HEISENBERG, MOTT et GAMOW prennent la parole.

M. HEISENBERG suggère que, si l'on ne regarde un noyau comme formé principalement de particules α , il est peut-être permis d'admettre que les neutrons en excès se trouvent dans des états individuels correspondant à un même champ efficace, sans qu'en se heurte aux objections de M. Fermi.

M. DEBYE. — J'ai l'impression que si nous avons à l'intérieur du noyau une structure comparable à celle d'un cristal ou même à celle d'un liquide, des expériences de diffusion effectuées avec des rayons α d'énergie suffisamment élevée pour pénétrer dans le noyau, devraient donner des interférences comparables à celles que l'on obtient avec des rayons X dans les cristaux ou les liquides par suite de leur structure moléculaire. Jusqu'à présent les expériences de diffusion faites au Cavendish Laboratory n'ont apporté aucun appui à une pareille idée; mais peut-être n'ont-elles pas été faites avec une précision suffisante.

M. DE DONDER. — Sur la mécanique statistique générale.

Extension en phase et quanta h . — Considérons un modèle électromécanique atomique et moléculaire, relativiste ou non, ayant l degrés de liberté. Désignons par q_1, \dots, q_l les variables de configuration et par p_1, \dots, p_l les moments (ou quantités de mouvement généralisées) associés respectivement à q_1, \dots, q_l . Nous dirons, d'après W. Gibbs, que les variables q_λ, p_λ ($\lambda = 1, \dots, l$) définissent la phase du système (moléculaire) considérée à l'instant t , si la dynamique du modèle moléculaire est régie par les équations canoniques ou hamiltoniennes

$$(1) \quad \frac{dq_\lambda}{dt} = \frac{\partial \Pi}{\partial p_\lambda}, \quad \frac{dp_\lambda}{dt} = - \frac{\partial \Pi}{\partial q_\lambda} \quad (\lambda = 1, \dots, l).$$

où H représente l'énergie *totale* du modèle moléculaire à l'instant t .

Le théorème de Liouville-Poincaré nous apprend que l'élément intégral $2l$ -uple

$$(2) \quad \delta q_1 \dots \delta q_l \delta p_1 \dots \delta p_l$$

est un invariant intégral du système canonique (1). C'est la raison pour laquelle on considère cet élément (2) comme étant l'*extension en phase élémentaire*.

Au lieu de considérer cette extension (2) de multiplicité $2l$, il est commode de considérer comme *extension en phase* (effective) l'élément infinitésimal

$$(3) \quad \delta\Omega = \int_{n\text{-uple}} \delta q_1 \dots \delta q_l \delta p_1 \dots \delta p_l,$$

où l'intégration n -uple est étendue à toutes les phases qui, dans la statistique à effectuer, joueraient *le même rôle* et, par conséquent, ne devront pas être considérées séparément. De (3), il résulte que $\delta\Omega$ n'est plus que de l'ordre $(2l - n)$.

Introduisons maintenant la *constante* $h (= 6,55 \times 10^{27} \text{ erg} \times \text{sec})$ de Planck et posons

$$(4) \quad \delta\omega = \frac{\delta\Omega}{h^l},$$

où l représente comme ci-dessus le degré de liberté du modèle électromécanique (relativiste ou non). Nous désignerons h^l sous le nom de *quanta d'action de degré l* ou, plus simplement, sous le nom de *quanta*. Il est important de remarquer que $\delta\Omega$ et h^l ont les mêmes dimensions; par conséquent $\delta\omega$ est un *nombre* (indépendant des unités physiques choisies).

Rappelons que ce nombre est un infiniment petit d'ordre $(2l - n)$. Nous dirons que $\delta\omega$ représente *le nombre de quanta* contenus dans l'extension en phase $\delta\Omega$.

Pour simplifier le langage, nous désignerons le modèle électromécanique sous le nom de *particule*.

L'entropie S' par particule. — Désignons par ω le nombre

de particules contenues dans l'extension en phase $\delta\Omega$; alors

$$(4') \quad \frac{\delta n}{\delta\Omega}$$

sera le nombre de particules (ou de points-phases) par unité d'extension en phase; c'est le facteur de probabilité des particules dans l'extension en phase $\delta\Omega$.

Posons

$$(5) \quad n^* = \frac{\delta n}{\left(\frac{\delta\Omega}{h^i}\right)}$$

ou, en vertu de (4),

$$(6) \quad \boxed{n^* = \frac{\delta n}{\delta\omega}}$$

On voit que n^* est le rapport du nombre de particules δn au nombre des quanta $\delta\omega$ y afférant. (Dans la suite de cet exposé, l'astérisque désignera toujours une opération de dérivation fonctionnelle par rapport à $\delta\omega$). Le rapport inverse de celui qui figure au second membre de (6) sera désigné comme suit :

$$(7) \quad \boxed{\omega' = \frac{\delta\omega}{\delta n}}$$

On voit que le symbole ω' représente le nombre de quanta (h^i) possédés par chacune des δn particules. (Dans la suite de cet exposé, l'accent désignera toujours une opération de dérivation fonctionnelle par rapport à δn .)

Rapprochons (6) de (7); d'où

$$(8) \quad n^* = \frac{1}{\omega'}$$

En résumé, l'astérisque indique une réduction à l'unité de quanta (h^i) et l'accent indique une réduction à l'unité de particule.

En nous inspirant des travaux de Boltzmann, introduisons ici la fonction

$$(9) \quad \boxed{\eta_1^* = -k \log n^*}$$

où k est la constante de Boltzmann ($k \equiv \frac{R}{N} \equiv 1,37 \times 10^{-16}$ erg-degré).

Conformément à la signification générale de l'astérisque et de l'accent, nous écrivons :

$$(10) \quad \eta^* \equiv \frac{\delta \eta}{\delta \omega},$$

$$(11) \quad \eta' \equiv \frac{\delta \eta}{\delta n}.$$

On aura identiquement :

$$(12) \quad \eta' = \frac{\delta \eta}{\delta \omega} \frac{\delta \omega}{\delta n} = \eta^* \omega'.$$

De (11) et (12), on déduit immédiatement la fonction fondamentale de toute statistique :

$$(13) \quad \boxed{\eta' = + k \omega' \log \omega'},$$

où tout est exprimé par particule, à savoir η' , ω' et $\log \omega'$.

Conformément aux notations précédentes, posons

$$(14) \quad \boxed{S' \equiv \frac{\delta S}{\delta n}},$$

où δS est l'entropie élémentaire possédée par les δn particules. Dans la mécanique statistique générale, ces entropies élémentaires δS ont la propriété d'additivité; autrement dit, l'entropie S du système macroscopique vaudra, à l'instant t ,

$$(15) \quad S = \int S' \delta n.$$

Les intégrales qui figurent dans (15) sont évidemment étendues à toutes les particules n ou à tous les quanta étudiés.

Quelle relation y a-t-il entre S' et η' ? L'hypothèse fondamentale de la Mécanique statistique générale consiste à poser

$$(16) \quad \boxed{S' = \frac{\Delta \eta'}{\Delta \omega}},$$

où le symbole Δ indique une différence finie; d'une manière plus

explicite, on a posé

$$(17) \quad \Delta\eta' \equiv \eta'(\omega' + \Delta\omega') - \eta'(\omega')$$

ou, en vertu de (13),

$$(17') \quad \Delta\eta' \equiv k(\omega' + \Delta\omega') \log(\omega' + \Delta\omega') - k\omega' \log \omega'.$$

Le symbole $\Delta\omega'$ représente un accroissement fini donné à ω' . Pour fixer les idées, supposons que cet accroissement soit respectivement égal, par particule, à un quanta (h') positif ou un quanta ($-h'$) négatif. Nous obtiendrons alors les mécaniques statistiques suivantes :

$\Delta\omega' = +1$ (mécanique statistique de Bose-Einstein générale),

$\Delta\omega' = -1$ (mécanique statistique de Fermi-Dirac générale).

Enfin, étant donnée la petitesse de h par rapport à l'erg \times sec, assimilons h , et a fortiori h' , à un infiniment petit. Si $\Delta\omega$ tend vers zéro (par valeurs positives ou négatives), on aura à la limite, en vertu de (16),

$$(18) \quad S' = \frac{d\eta'}{d\omega'}$$

où l'on voit figurer dans le second membre de (18) la dérivée de η' par rapport à ω' . Nous dirons que (18) fournira une mécanique statistique générale et limite; c'est la généralisation de la mécanique (dite classique) de Sackur et Tetrode.

En résumé, les trois cas les plus simples :

$$(19) \quad \begin{cases} \Delta\omega' = +1, \\ \Delta\omega' = -1, \\ \Delta\omega' \rightarrow 0 \end{cases}$$

nous fournissent la généralisation de toutes les mécaniques statistiques utilisées dans la Physique actuelle.

Conformément aux notations utilisées précédemment, posons

$$(20) \quad S^* \equiv \frac{\delta S}{\delta \omega}$$

ou, en vertu de (14),

$$(20') \quad S^* \equiv S' n^*.$$

Reportons-nous à (16) et (17'); d'où

$$(21) \quad S^* = \frac{k}{\Delta\omega'} \left[\left(\frac{1}{n^*} + \Delta\omega' \right) \log \left(\frac{1}{n^*} + \Delta\omega' \right) - \frac{1}{n^*} \log \frac{1}{n^*} \right] n^*.$$

L'énergie libre F par quanta.* — Introduisons l'énergie libre F* par quanta h', en posant

$$(24) \quad \boxed{F^* \equiv U^* - TS^*},$$

où

$$(25) \quad F^* \equiv \frac{\delta F}{\delta \omega},$$

$$(26) \quad U^* \equiv \frac{\delta U}{\delta \omega} \equiv \frac{\delta U}{\delta n} n^* \equiv H n^*.$$

Dans (24), figure l'énergie totale

$$(24') \quad \boxed{U^* \equiv \frac{\delta U}{\delta n} = H}$$

par particule; cette énergie n'est autre que H qui figure dans les équations canoniques (1) du modèle moléculaire.

L'affinité A' par particule. — Posons

$$(25) \quad A' \equiv \frac{\delta A}{\delta n}.$$

C'est l'affinité par particule; cette affinité s'exerce entre les particules δn considérées (afférant à $\delta \omega$) et les autres particules du système, et, réciproquement, entre celles-ci et les particules δn . Cette affinité A' pourra donc être considérée comme résultant de deux affinités antagonistes; nous poserons

$$(26) \quad A' \equiv \overset{\rightarrow}{A'} - \overset{\leftarrow}{A'}.$$

L'affinité $\overset{\rightarrow}{A'}$ aura pour effet de provoquer une vitesse

$$\frac{\vec{d}(\delta n)}{dt}$$

faisant sortir de l'extension $\delta\omega$ (afférant à δn) un certain nombre de particules; au contraire, l'affinité $\overset{\leftarrow}{A}'$ provoque la vitesse

$$\frac{\overleftarrow{d(\delta n)}}{dt}$$

qui accroît ce nombre δn (afférant à $\delta\omega$). On peut aussi écrire, en vertu de l'invariance de la forme intégrale (21),

$$(27) \quad \frac{dn^*}{dt} = \frac{\overrightarrow{dn^*}}{dt} - \frac{\overleftarrow{dn^*}}{dt}$$

Dans le cas particulier où

$$(28) \quad A' = 0,$$

quelle que soit la configuration $\delta\omega$ considérée, nous dirons que le système (macroscopique) considéré est en équilibre.

Dans un système quelconque (en équilibre ou non), nous poserons ⁽¹⁾

$$(29) \quad \boxed{\vec{A}' \equiv - \left(\frac{\partial F^*}{\partial n^*} \right)_{v,T}}$$

Substituons (22) dans (29); d'où, en tenant compte de (24) et (24'),

$$(29') \quad \vec{A}' = T \left(\frac{\partial S^*}{\partial n^*} \right)_{v,T} - H.$$

Remplaçons maintenant S^* par sa valeur (21) dans (29'); pour cela remarquons d'abord qu'on a

$$(30) \quad \left(\frac{\partial S^*}{\partial n^*} \right)_{v,T} = k \log \left(\Delta\omega' + \frac{1}{n^*} \right).$$

D'où, enfin,

$$(31) \quad \frac{A'}{kT} = \log \left(\Delta\omega' + \frac{1}{n^*} \right) - \frac{A}{kT}.$$

⁽¹⁾ La justification de (29) a été donnée dans (25) et (26) de mon traité *Affinité* (seconde Partie, Paris, Gauthier-Villars, 1931).

On en tire immédiatement

$$(32) \quad n^* = \frac{1}{\frac{\hbar + A'}{e \hbar \Gamma} - \Delta \omega'}$$

Rappelons qu'en faisant $\Delta \omega' = 1$, ou -1 , ou zéro, on trouve, par (34), les généralisations de toutes les mécaniques statistiques utilisées actuellement.

Dans le cas particulier de l'équilibre, on aura $A' = 0$, d'où en vertu de (26), on n'aura qu'à remplacer dans (32), le A' par le A' .

Cas du point matériel électrisé dans un champ gravifique et électromagnétique quelconque. — Considérons un système atomique qui se réduit à un point et se mouvant dans un champ gravifique et électromagnétique quelconque. En utilisant les équations relativistes générales (1)

$$(33) \quad \frac{dx_\lambda}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_\lambda} \quad (\lambda = 1, 2, 3),$$

$$(34) \quad \frac{dp_\lambda}{dt} = \pi \frac{\partial H}{\partial x_\lambda} \quad (\lambda = 1, 2, 3),$$

où

$$(35) \quad p_\lambda = -m_0 \frac{dt}{\left(\frac{ds}{c}\right)} \sum_{\alpha=1}^4 g_{\alpha\lambda} \frac{dx^\alpha}{dt} - e_0 \frac{\Phi_\lambda}{c},$$

$$(36) \quad H = +m_0 \frac{dt}{\left(\frac{ds}{c}\right)} \sum_{\alpha=1}^4 g_{\alpha\lambda} \frac{dx^\alpha}{dt} + e_0 \frac{\Phi_\lambda}{c}.$$

Rappelons que les potentiels einsteiniens $g_{\alpha\beta}$ figurant dans

$$(37) \quad (ds)^2 = \sum_{\alpha} \sum_{\beta} g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad (\alpha, \beta = 1, \dots, 4)$$

(*) TH. DE DONDER, *Théorie des champs gravifiques* (Memorial des Sciences mathématiques, fasc. XIV. Paris, [Gauthier-Villars, 1936. Voir spéc. éq. (267)].

et les Φ_a sont les quatre composantes du potentiel électromagnétique.

Dans le cas particulier du *champ de Minkowski*, on aura

$$(38) \quad (ds)^2 = -(dx_1)^2 - (dx_2)^2 - (dx_3)^2 + c^2(dt)^2,$$

alors (35) et (36) deviennent

$$(39) \quad p_\lambda = +m \frac{dx_\lambda}{dt} - e_0 \frac{\Phi_\lambda}{c}$$

et

$$(40) \quad \boxed{H = +mc^2 + e_0 \frac{\Phi_4}{c}},$$

où m représente la *masse en mouvement*, à savoir

$$(41) \quad m = m_0 \frac{dt}{\left(\frac{ds}{c}\right)} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

Remplaçons (40) dans (32); d'où

$$(42) \quad n^* = \frac{1}{\frac{mc^2 + e_0 \frac{\Phi_4}{c} + \hat{A}'}{c} - kT} = \Delta\omega'$$

En vertu de (41), on a, en *première approximation*.

$$(43) \quad mc^2 = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2.$$

Alors (42) devient :

$$(44) \quad \boxed{n^* = \frac{1}{e^{\alpha + \beta \frac{1}{2} m_0 v^2 + e_0 \frac{\Phi_4}{c}} - \Delta\omega'}}$$

où l'on a posé

$$(45) \quad \alpha = \frac{1}{kT} (m_0 c^2 + \hat{A}'),$$

$$(46) \quad \beta = \frac{1}{kT}.$$

Pour passer au système *macroscopique*, on effectuera, à partir de (44) aux intégrales $(2l - n)$ -uple ou $(6 - 5)$ -uple; donc une simple intégration. On trouvera de même l'entropie S de ce système, son équation d'état, etc.

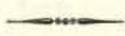
ALLOCUTION DU PRÉSIDENT.

Mes chers Collègues, nous voici arrivés à la fin de ces journées que nous avons eu la joie de passer ensemble et qui ont été si bien remplies, à la fois par l'apport de résultats expérimentaux tout à fait intéressants et impressionnants et aussi par la confiance que nous ont apportée les théoriciens. Un caractère essentiel de nos réunions a été l'entente parfaite entre représentants de nationalités aussi diverses. C'est un excellent exemple de la facilité avec laquelle des hommes d'origines différentes peuvent s'accorder lorsqu'ils sont animés d'un idéal commun. Nous avons eu en particulier dans le chapitre du neutron qui nous a été exposé et que nous avons discuté, un exemple, je dirai même un symbole de cette collaboration internationale, puisque trois pays y ont contribué par les découvertes expérimentales de MM. Bothe et Becker d'une part, de M. et M^{me} Joliot d'autre part, et par l'interprétation si profonde qu'en a donnée M. Chadwick. Je tiens à exprimer la certitude que nous partirons tous d'ici influencés par l'harmonie de ces réunions. Nous n'aurons, naturellement, pas résolu les difficultés, mais nous en aurons une conscience plus claire et surtout plus vivante à cause du contact humain que nous avons trouvé ici. Personnellement, je tiens à vous remercier tous de la façon dont vous avez facilité ma tâche au point qu'elle est devenue à peu près inexistante. Je remercie nos rapporteurs et je remercie surtout le secrétariat, parce que, ayant réussi comme nous le désirions tous à consacrer la plus grande partie de notre temps aux discussions, nous avons augmenté par là la tâche de nos secrétaires, dans l'intérêt de la publication à laquelle nous allons maintenant travailler. Nous avons l'espérance que, dans le délai d'un mois, nous pourrons adresser à tous une copie de nos discussions. Elles seront ensuite traduites et

publiées. Je prierai ceux d'entre vous qui auront présenté des documents, des clichés ou des figures, de vouloir bien en adresser soit à M. Verschaffelt, soit à moi-même la reproduction de manière qu'elle puisse figurer dans notre volume, et en augmenter l'intérêt. Maintenant, une question importante est celle des notations que j'ai eu la malheureuse idée de soulever ici. Mais il est tout de même indispensable que, au moins dans ce volume, il y ait unité de notation. Sans préjuger de ce qui pourra être décidé, ultérieurement, on m'a donné mission de maintenir le contact entre les intéressés, et d'introduire dans notre publication un système de notation et de présentation, de manière à augmenter l'unité et l'harmonie de ce volume.

Maintenant, avec ce septième Congrès, qui certainement aura été un des plus importants, nous en aurons d'autres à préparer, un autre en particulier pour dans trois ans. C'est le rôle du Comité scientifique de choisir le sujet et de désigner les participants. Pour remplacer M. Charles-Eugène Guye qui, pour raison de santé, ne peut pas continuer à faire partie de notre Comité, le Conseil d'administration, sur la proposition du Comité scientifique, a choisi M. Fermi, à qui je suis heureux d'adresser nos félicitations. (*Applaudissements.*)

Il ne me reste plus qu'à vous remercier encore une fois de la très grande joie que j'ai éprouvée à me trouver au milieu de vous.



INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

STATUTS

Les premiers Statuts ont été élaborés, en 1912, par
MM. H. A. LORENTZ et P. HEGER et approuvés au *Deuxième
Conseil de Physique* de 1913

par le Comité scientifique

M. H. A. LORENTZ, *président*, professeur à l'Université de Leyde;
M^{me} Pierre CURIE, professeur à la Sorbonne, Paris;

MM. M. BRILLOUIN, professeur au Collège de France, Paris;

H. KAMERLINGH ONNES, professeur à l'Université de Leyde;

M. KNUDSEN, professeur à la Polyteknisk Laereanstalt,
Copenhague;

W. NERNST, professeur à l'Université de Berlin;

E. RUTHERFORD, professeur à l'Université de Manchester;

E. WARBURG, directeur de la Physikalisch-Technische
Reichsanstalt à Charlottenburg.

R. B. GOLDSCHMIDT, *secrétaire*, agrégé de l'Université libre
de Bruxelles;

et la Commission administrative

MM. P. HEGER, administrateur de l'Université libre de Bruxelles,
désigné par S. M. le Roi;

E. TASSEL, professeur à l'Université libre de Bruxelles,
désigné par M. Ernest SOLVAY.

Les Statuts actuels ont été arrêtés en 1930 après modifications
en 1920 et 1923.

ARTICLE PREMIER. — Il a été fondé, à Bruxelles, à l'initiative de M. Ernest Solvay et pour une période de trente années, à partir du 1^{er} mai 1912, un *Institut international de Physique*.

La durée avait été prorogée jusqu'en 1949. Après le décès de M. Ernest Solvay, survenu le 26 mai 1922, M^{me} Ernest Solvay et ses Enfants ont désiré assurer l'avenir de l'Institut pour un temps plus long que celui qui avait été prévu. Dans ce but une convention a été conclue entre les prénommés et l'Université de Bruxelles; en vertu de cette convention l'avoir actuel de l'Institut est remis à l'Université en même temps que la somme nécessaire pour qu'à l'échéance prévue de 1949 le capital d'un million primitivement consacré par M. Ernest Solvay à l'Institut international de Physique se trouve reconstitué.

L'Université assumera la gestion de cette somme en se conformant à toutes les dispositions des présents statuts.

ART. 2. — Le but de l'Institut est d'encourager des recherches qui soient de nature à étendre et surtout à approfondir la connaissance des phénomènes naturels à laquelle M. Ernest Solvay n'a cessé de s'intéresser.

L'Institut a principalement en vue les progrès de la Physique, sans exclure cependant les problèmes appartenant à d'autres branches des sciences naturelles, pour autant, bien entendu, que ces problèmes se rattachent à la Physique.

ART. 3. — L'Institut international de Physique a son siège social à l'Université libre de Bruxelles, qui met à la disposition de l'Institut les locaux nécessaires à la tenue des *Conseils de Physique*.

ART. 4. — L'Institut est régi par une *Commission administrative* comprenant cinq membres, belges de préférence, et par un *Comité scientifique* international comprenant huit membres ordinaires auxquels peut être ajouté un membre extraordinaire ayant les mêmes droits qu'un membre ordinaire.

ART. 5. — Les cinq membres de la Commission administrative sont :

- 1^o Un membre désigné par S. M. le Roi des Belges;
- 2^o Deux membres appartenant à la famille de M. Ernest Solvay ou désignés par elle;
- 3^o Deux membres désignés par le Conseil d'administration de l'Université libre de Bruxelles.

ART. 6. — La durée normale du mandat des *membres ordinaires* du Comité scientifique est de douze ans.

Le remplacement des membres sortants, des membres décédés ou démissionnaires se fait à l'issue des réunions des *Conseils de Physique*, qui ont lieu, en principe, tous les trois ans.

ART. 7. — Le *Comité scientifique* élit son *Président*, — dont le mandat se continue pendant six ans, à partir du jour où il cesse d'être membre ordinaire. A dater de ce jour et jusqu'au moment où il quitte la présidence, il devient *membre extraordinaire* du Comité scientifique.

Le Président est rééligible.

ART. 8. — Chaque fois que des vacances se produiront dans le Comité, soit par expiration de mandat, soit pour toute autre cause, le Comité désignera deux candidats pour chaque place vacante.

La nomination des nouveaux membres du Comité est faite ensuite par la Commission administrative, qui est tenue de limiter son choix aux candidats désignés par le Comité scientifique.

Un membre sortant du Comité ne peut être réélu immédiatement.

ART. 9. — Le Fondateur a manifesté le désir qu'avant tout l'Institut fasse preuve dans tous ses actes d'une parfaite impartialité; qu'il encourage les recherches entreprises dans un véritable esprit scientifique, et d'autant plus que, à valeur égale, ces recherches auront un caractère plus objectif. Il lui a semblé désirable que cette tendance se reflétât dans la composition du *Comité scientifique*. Par conséquent, s'il y avait des savants qui, sans occuper une haute position officielle, pourraient être considérés en raison de leur talent comme de dignes représentants

de la Science, ils ne devront pas être oubliés par ceux qui désigneront les candidats aux places vacantes.

ART. 10. — Le *Comité scientifique* se réunit sur convocation du Président, de préférence de manière que les réunions se rattachent à celles des *Conseils de Physique* dont il est question à l'article 11.

Le Comité devra être convoqué lorsque trois membres en feront la demande.

Les réunions se tiennent à Bruxelles.

ART. 11. — A des époques déterminées par le Comité scientifique, de concert avec la Commission administrative, se réunira à Bruxelles un *Conseil de Physique* analogue à celui qui a été convoqué par M. Ernest Solvay en octobre 1911, dans le but d'examiner d'importants problèmes de Physique.

Le nombre total de participants aux Conseils de Physique est de vingt environ, sans dépasser trente.

Le texte des Comptes rendus des travaux des Conseils de Physique, arrêté par le Président et les Secrétaires du Conseil, sera publié en langue française par les soins de la Commission administrative de l'Institut.

ART. 12. — Le Comité scientifique choisit les sujets dont le *Conseil de Physique* devra s'occuper; il propose à la Commission administrative les noms des personnalités qui le composeront. Ces savants sont invités par la Commission administrative qui organise la partie matérielle de la réunion.

Le Président et les Secrétaires du *Conseil de Physique* sont désignés par le Comité scientifique.

Le Président du *Conseil de Physique* adresse à quelques-uns de ses membres la demande de préparer les rapports qui serviront de base aux discussions.

ART. 13. — Le revenu annuel de l'Institut sera affecté par les soins de la Commission administrative :

1° En ordre principal à l'organisation des *Conseils de Physique* mentionnés à l'article 11;

2^o A des *Subsides* attribués à des savants belges en vue d'encourager les recherches de Physique pure et appliquée et la production de travaux originaux;

3^o A des *Bourses d'études* à conférer à des jeunes gens belges ayant donné la preuve de leurs aptitudes et de leur désir de se vouer à l'étude de la Physique;

4^o A des *Subsides extraordinaires*, dont le montant et la destination seront fixés par le Comité scientifique et qui seront attribués à des savants belges ou étrangers pour des travaux présentant une importance ou un intérêt exceptionnels;

5^o Aux frais généraux de l'Institut.

ART. 14. — Les *Subsides et Bourses d'études* prévus aux paragraphes 2^o et 3^o de l'article précédent sont accordés par la Commission administrative qui pourra faire appel, pour se guider dans le choix qu'elle devra faire des titulaires, soit à l'opinion de savants belges, soit à l'avis de ceux des membres du Comité scientifique qu'elle jugera le mieux à même de la renseigner sur le mérite des candidats.

Les *Subsides extraordinaires* prévus par le paragraphe 4^o seront accordés par la Commission administrative sur la proposition du Comité scientifique, aux indications duquel elle sera tenue de se conformer pour autant que l'état des finances le permettra. Une réserve spéciale sera créée à cet effet.

ART. 15. — Les savants auxquels un subside aura été accordé seront tenus d'en faire mention dans la publication des résultats de leurs recherches.

Le titulaire d'une bourse sera tenu de remettre à la Commission administrative un rapport annuel sur ses travaux.

ART. 16. — Les frais généraux comprennent entre autres : les menues dépenses de chauffage, d'entretien des locaux et de garde des objets appartenant à l'Institut; les frais du secrétariat administratif et les frais de bureau du Secrétaire du Comité scientifique; les frais d'impression, pour la publication des Comptes rendus et éventuellement pour la publication de recherches qui auraient été favorisées par l'Institut. Ils comprennent encore les

dépenses, notamment les frais de voyage et de séjour, occasionnées par les réunions à Bruxelles du Comité scientifique, par celles des Conseils de Physique et par les conférences que des savants pourront éventuellement être priés de venir faire à Bruxelles.

ART. 17. — La Commission administrative prendra les mesures nécessaires pour assurer le fonctionnement de l'Institut au delà de la date précédemment prévue de 1949.

En cas de liquidation, celle-ci devra se terminer dans un délai de trois années au plus par le transfert à l'Université de Bruxelles de tout ce qui se trouverait encore dans la possession de l'Institut, et par la dissolution du Comité scientifique et de la Commission administrative.

Si, pendant la période de liquidation, il venait à se produire des vacances dans le Comité scientifique ou dans la Commission administrative, il ne serait pas pourvu au remplacement des membres démissionnaires ou décédés.

ART. 18. — Toute modification aux présents Statuts fera l'objet d'une délibération en commun du Comité scientifique et de la Commission administrative.

ART. 19. — Dans le cas où les dispositions de ces Statuts donneraient lieu à des difficultés d'interprétation qu'on ne pourrait résoudre d'une autre manière, la Commission administrative priera S. M. le Roi des Belges d'indiquer la décision à prendre.

Ainsi modifié, le 21 octobre 1930, par

Le Comité scientifique :

- MM. P. LANGEVIN, professeur au Collège de France, à Paris,
Président;
M. KNUDSEN, professeur à l'Institut Polytechnique de
Copenhague, *Secrétaire;*
M^{me} P. CURIE, professeur à la Sorbonne, à Paris;
MM. N. BOHR, professeur à l'Université de Copenhague;
Th. DE DONDER, professeur à l'Université libre de Bruxelles;
A. EINSTEIN, professeur à l'Université de Berlin;
Ch.-E. GUYE, professeur à l'Université de Genève;
O. W. RICHARDSON, professeur à l'Université de Londres.

La Commission administrative :

- MM. J. BORDET, professeur à l'Université de Bruxelles, directeur
de l'Institut Pasteur, *désigné par S. M. le Roi des Belges;*
Ernest-John SOLVAY, gérant de la Société Solvay et C^{ie};
F. HÉGER, professeur et administrateur de l'Université
libre de Bruxelles;
E. HENRIOT, professeur à l'Université libre de Bruxelles;
Ch. LEFEBURE, ingénieur, *Secrétaire administratif*, désigné
par la famille SOLVAY.

Siège social : UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES.

Secrétariat administratif : MAISON D'ERNEST SOLVAY,
43, rue des Champs-Élysées, Bruxelles.

LES
CONSEILS DE PHYSIQUE
1911 à 1933

INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

PREMIER CONSEIL DE PHYSIQUE SOLVAY

BRUXELLES, 29 OCTOBRE - 3 NOVEMBRE 1911

à l'Hôtel Métropole.

MEMBRES DU CONSEIL.

- M. H.-A. LORENTZ, *président*, professeur à l'Université de Leyde;
M^{me} Pierre CURIE, professeur à la Sorbonne, Paris;
MM. M. BRILLOUIN, professeur au Collège de France, Paris;
M. DE BROGLIE, *secrétaire du Conseil*, à Paris;
A. EINSTEIN, professeur à l'Université de Prague;
F. HASENOEHL, professeur à l'Université de Vienne;
J. H. JEANS, professeur à l'Université de Cambridge;
M. KNUDSEN, professeur à la Polyteknisk Laereanstalt, Copenhague;
P. LANGEVIN, professeur au Collège de France, Paris;
F.-A. LINDEMANN, *secrétaire du Conseil*, professeur à l'Université de Berlin;
W. NERNST, professeur à l'Université de Berlin;
H. KAMERLINGH ONNES, professeur à l'Université de Leyde;
J. PERRIN, professeur à la Sorbonne, Paris;
M. PLANCK, professeur à l'Université de Berlin;
H. POINCARÉ, membre de l'Institut, Paris;
H. RUBENS, professeur à l'Université de Berlin;
E. RUTHERFORD, professeur à l'Université de Manchester;
A. SOMMERFELD, professeur à l'Université de Münster;
E. WARBURG, directeur de la Physikalisch Technische Reichsanstalt à Charlottenburg;
W. WIEN, professeur à l'Université de Würzburg;
R. GOLDSCHMIDT, *secrétaire du Conseil*, agrégé de l'Université libre de Bruxelles.

MEMBRES ADHÉRENTS.

- Lord RAYLEIGH, Royal Institution, Londres;
M. J.-D. Van der WAALS, professeur à l'Université d'Amsterdam.
-

Les rapports et les discussions du *Premier Conseil* de Physique Solvay ont été publiés à Paris, chez Gauthier-Villars, sous le titre

LA THÉORIE DU RAYONNEMENT ET LES QUANTA.

INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

DEUXIÈME CONSEIL DE PHYSIQUE SOLVAY

BRUXELLES, 27-31 OCTOBRE 1913

à l'Institut de Physiologie Solvay, Parc Léopold.

MEMBRES DU COMITÉ SCIENTIFIQUE.

- M. H.-A. LORENTZ, *président*, à Haarlem;
M^{me} Pierre CURIE, professeur à la Sorbonne, Paris;
MM. M. BRILLOUIN, professeur au Collège de France, Paris;
R. B. GOLDSCHMIDT, *secrétaire*, agrégé de l'Université libre de Bruxelles;
H. KAMERLINGH ONNES, professeur à l'Université de Leyde;
M. KNUDSEN, professeur à la Polyteknisk Laereanstalt, Copenhague;
W. NERNST, professeur à l'Université de Berlin;
E. RUTHERFORD, professeur à l'Université de Manchester;
E. WARBURG, à Charlottenburg.

MEMBRES INVITÉS.

- MM. W. BARLOW, Stanmore, Angleterre;
W. H. BRAGG, professeur à l'Université de Leeds;
M. DE BROGLIE, à Paris;
A. EINSTEIN, professeur à l'Université de Zurich;
G. GOUY, professeur à l'Université de Lyon;
E. GRÜNEISEN, professeur à l'Université de Berlin;
F. HASENOEHL, professeur à l'Université de Vienne;
J. H. JEANS, professeur à l'Université de Londres;
P. LANGEVIN, professeur au Collège de France, Paris;
M. v. LAUE, professeur à l'Université de Zurich;
F.-A. LINDEMANN, à Berlin;
W. J. POPE, professeur à l'Université de Cambridge;
H. RUBENS, professeur à l'Université de Berlin;
A. SOMMERFELD, professeur à l'Université de Munich;
Sir J. J. THOMSON, professeur à l'Université de Cambridge;
MM. W. VOIGT, professeur à l'Université de Göttingen;
P. WEISS, professeur à l'Université de Zurich;
W. WIEN, professeur à l'Université de Würzburg;
R. W. WOOD, professeur à l'Université de Baltimore, U. S.

Les rapports et les discussions du *Deuxième Conseil* de Physique Solvay ont été publiés à Paris, chez Gauthier-Villars, sous le titre

LA STRUCTURE DE LA MATIÈRE.

INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

TROISIÈME CONSEIL DE PHYSIQUE SOLVAY

BRUXELLES, 6 AVRIL 1921

à l'Institut de Physiologie Solvay, Parc Léopold.

MEMBRES DU COMITÉ SCIENTIFIQUE.

- M. H.-A. LORENTZ, *président*, à Haarlem;
M^{me} Pierre CURIE, professeur à la Sorbonne, Paris;
M. H. KAMERLINGH ONNES, professeur à l'Université de Leyde;
M. M. BRILLOUIN, professeur au Collège de France, Paris;
Sir E. RUTHERFORD, professeur à l'Université de Cambridge;
Sir W. H. BRAGG, professeur à l'University College, Londres;
M. E. VAN AUBEL, professeur à l'Université de Gand;
M. M. KNUDSEN, *secrétaire*, professeur au Polyteknisk Laereanstalt, à Copenhague.

MEMBRES INVITÉS.

- MM. C. G. BARKLA, professeur à l'Université d'Édimbourg;
N. BOHR, professeur à l'Université de Copenhague
W. L. BRAGG, professeur à l'Université de Manchester;
L. BRILLOUIN, docteur ès Sciences, Paris;
M. DE BROGLIE, à Paris;
W.-J. DE HAAS, professeur à l'Université de Delft;
P. EHRENFEST, professeur à l'Université de Leyde;
A. EINSTEIN, à Berlin;
J. H. JEANS, professeur à l'Owens College, Université de Manchester;
P. LANGEVIN, professeur au Collège de France, Paris;
Sir J. LARMOR, professeur au St. John's College, Cambridge;
MM. A. A. MICHELSON, professeur à l'Université de Chicago;
R. A. MILLIKAN, professeur à l'Université de Chicago;
J. PERRIN, professeur à la Faculté des Sciences, Paris;
O. W. RICHARDSON, professeur à l'Université de Londres;
M. SIEGBAHN, professeur à l'Université de Lund (Suède);
P. WEISS, professeur à l'Université de Strasbourg;
P. ZEEMAN, professeur à l'Université d'Amsterdam;
J.-E. VERSCHAFFELT, *secrétaire* des Conseils de Physique Solvay,
professeur à l'Université de Gand.
-

Les rapports et les discussions du *Troisième Conseil* de Physique Solvay ont été publiés à Paris, chez Gauthier-Villars, sous le titre

ATOMES ET ÉLECTRONS.

INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

QUATRIÈME CONSEIL DE PHYSIQUE SOLVAY

BRUXELLES, 24-28 AVRIL 1924

à l'Institut de Physiologie Solvay, Parc Léopold.

MEMBRES DU COMITÉ SCIENTIFIQUE.

- M. H.-A. LORENTZ, *président*, à Haarlem;
M^{me} Pierre CURIE, professeur à la Sorbonne, Paris;
Sir W. H. BRAGG, Royal Institution, Londres;
MM. M. BRILLOUIN, professeur au Collège de France, Paris;
H. KAMERLINGH ONNES, professeur à l'Université de Leyde;
M. KNUDSEN, *secrétaire*, professeur à la Polyteknisk Laereanstalt, Copenhague;
P. LANGEVIN, professeur au Collège de France, Paris;
Sir E. RUTHERFORD, professeur à l'Université de Cambridge.
M. E. VAN AUBEL, professeur à l'Université de Gand;

MEMBRES INVITÉS.

- MM. E. BAUER, maître de conférences à l'Université de Strasbourg;
P. W. BRIDGMAN, professeur à l'Université de Cambridge, (Mass), U. S. ;
L. BRILLOUIN, docteur ès Sciences, Paris;
W. BRONIEWSKI, professeur à l'École Polytechnique, Laboratoire de Métallurgie, Varsovie;
O.-M. CORBINO, professeur au Real Istituto Fisico, Rome;
P. DEBYE, professeur à l'Institut de Physique de l'École Polytechnique, Zurich;
G. DE HEVESY, professeur à l'Institut de Physique théorique, Copenhague;
E. H. HALL, professeur à l'Université de Cambridge, (Mass), U. S. ;
A. JOFFÉ, professeur à l'Institut Polytechnique de Leningrad, Russie;
W.-H. KEESOM, professeur à l'Université de Leyde;
J. C. Mc LENNAN, professeur à l'Université de Toronto, Canada;
F. A. LINDEMANN, professeur à l'Université d'Oxford;
O. W. RICHARDSON, professeur à l'Université de Londres;
W. ROSENHAIN, National Physical Laboratory, Teddington;
E. SCHROEDINGER, professeur à l'Université de Zurich;
J.-E. VERSCHAFFELT, *secrétaire* des Conseils de Physique Solvay, professeur à l'Université de Gand.
-

Les rapports et les discussions du *Quatrième Conseil* de Physique Solvay ont été publiés à Paris, chez Gauthier-Villars, sous le titre

CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DES MÉTAUX.

INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

CINQUIÈME CONSEIL DE PHYSIQUE SOLVAY

BRUXELLES, 24-29 OCTOBRE 1927

à l'Institut de Physiologie Solvay, Parc Léopold.

MEMBRES DU CONSEIL SCIENTIFIQUE.

- M. H.-A. LORENTZ, *président*, professeur à l'Université de Haarlem;
M^{me} Pierre CURIE, professeur à la Sorbonne, Paris;
M. E. VAN AUBEL, professeur à l'Université de Gand;
M. B. CABRERA, professeur à l'Université de Madrid;
MM. A. EINSTEIN, Berlin;
Ch.-E. GUYE, professeur à l'Université de Genève;
M. KNUDSEN, *secrétaire*, professeur à la Polyteknisk Laereanstalt,
Copenhague;
P. LANGEVIN, professeur au Collège de France, Paris;
O. W. RICHARDSON, professeur à l'Université de Londres.

MEMBRES INVITÉS.

- MM. N. BOHR, professeur à l'Institut de Physique théorique, Copenhague;
M. BORN, professeur à l'Université de Göttingen;
W. L. BRAGG, professeur à l'Université de Manchester;
L. BRILLOUIN, docteur ès Sciences, Paris;
L.-V. DE BROGLIE, docteur ès Sciences, Paris;
A. H. COMPTON, professeur à l'Université de Chicago;
P. DEBYE, professeur à l'Université de Leipzig;
H. DESLANDRES, directeur de l'Observatoire de Meudon;
P. A. M. DIRAC, St. John's College, Cambridge;
P. EHRENFEST, professeur à l'Université de Leyde;
R. H. FOWLER, professeur à l'Université de Cambridge;
W. HEISENBERG, Institut de Physique théorique, Copenhague;
H.-A. KRAMERS, professeur à l'Université d'Utrecht;
I. LANGMUIR, Schenectady (U. S.);
W. PAULI, professeur à l'Université de Hambourg;
M. PLANCK, professeur à l'Université de Berlin;
E. SCHROEDINGER, professeur à l'Université de Zurich;
C. T. R. WILSON, Cavendish Laboratory, Université de Cambridge;
J.-E. VERSCHAFFELT, *secrétaire* des Conseils de Physique Solvay,
professeur à l'Université de Gand.
-

Les rapports et les discussions du *Cinquième Conseil* de Physique Solvay ont été publiés à Paris, chez Gauthier-Villars, sous le titre

ÉLECTRONS ET PHOTONS.

INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

SIXIÈME CONSEIL DE PHYSIQUE SOLVAY

BRUXELLES, 20-26 OCTOBRE 1930
à l'Université libre de Bruxelles.

MEMBRES DU COMITÉ SCIENTIFIQUE.

- M. P. LANGEVIN, *président*, professeur au Collège de France, Paris;
M^{me} Pierre CURIE, professeur à la Sorbonne, Paris;
MM. N. BOHR, professeur à l'Université de Copenhague;
B. CABRERA, professeur à l'Université de Madrid;
Th. DE DONDER, professeur à l'Université libre de Bruxelles;
A. EINSTEIN, Berlin;
Ch.-E. GUYE, professeur à l'Université de Genève;
M. KNUDSEN, *secrétaire*, professeur à la Polyteknisk Laereanstalt, Copenhague;
O. W. RICHARDSON, professeur à l'Université de Londres.

MEMBRES INVITÉS.

- MM. A. COTTON, professeur à la Faculté des Sciences de Paris;
C. G. DARWIN, professeur à l'Université d'Édimbourg;
P. DEBYE, professeur à l'Université de Leipzig;
W.-J. DE HAAS, professeur à l'Université de Leyde;
P. A. M. DIRAC, professeur au St. John's College, Cambridge;
J. DORFMAN, Institut Physico Technique, Leningrad;
E. FERMI, professeur à l'Istituto Fisco dell'Universita, Rome;
W. GERLACH, professeur à l'Université de Munich;
W. HEISENBERG, professeur à l'Université de Leipzig;
P. KAPITZA, Cavendish Laboratory, Cambridge;
H.-A. KRAMERS, professeur à l'Université d'Utrecht;
W. PAULI, professeur à l'École Polytechnique de Zurich;
A. SOMMERFELD, professeur à l'Université de Munich;
O. STERN, professeur à l'Université de Hambourg;
J. H. VAN VLECK, professeur à l'Université de Madison (Wisc.), U. S.;
P. WEISS, directeur de l'Institut de Physique de l'Université, Strasbourg;
P. ZEEMAN, professeur à l'Université d'Amsterdam.

SECRETARIAT.

- MM. J.-E. VERSCHAFFELT, *secrétaire*, professeur à l'Université de Gand;
E. BAUER, Collège de France, Paris;
L. BRILLOUIN, professeur à la Faculté des Sciences, Paris;
J. ERRERA, professeur à l'Université libre de Bruxelles;
C. MANNEBACK, professeur à l'Université catholique de Louvain.

Les rapports et les discussions du *Sixième Conseil* de Physique Solvay ont été publiés à Paris, chez Gauthier-Villars, sous le titre

LE MAGNÉTISME.

INSTITUT INTERNATIONAL DE PHYSIQUE SOLVAY

SEPTIÈME CONSEIL DE PHYSIQUE SOLVAY

BRUXELLES, 22-29 OCTOBRE 1933

à l'Université libre de Bruxelles.

MEMBRES DU COMITÉ SCIENTIFIQUE.

- MM. Paul **LANGEVIN**, *président*, professeur au Collège de France, Paris;
N. **BOHR**, professeur à l'Université de Copenhague;
B. **CABRERA**, professeur à l'Université de Madrid;
P. **DEBYE**, professeur à l'Université de Leipzig;
Th. **DE DONDER**, professeur à l'Université de Bruxelles;
A. **EINSTEIN**, Le Coq-sur-Mer, Belgique;
Ch.-E. **GUYE**, professeur à l'Université de Genève;
A. **JOFFÉ**, professeur à l'Université de Physique et de Mécanique,
Leningrad;
O. W. **RICHARDSON**, professeur à l'Université de Londres.

MEMBRES INVITÉS.

- MM. P. **BLACKETT**, professeur à l'Université de Londres;
W. **BOTHE**, professeur à l'Université de Heidelberg;
J. **CHADWICK**, Cavendish Laboratory, Université de Cambridge;
J. D. **COCKCROFT**, Cavendish Laboratory, Université de Cambridge;
M^{me} Pierre **CURIE**, professeur à la Faculté des Sciences, Paris;
MM. L. **DE BROGLIE**, professeur à la Faculté des Sciences, Paris;
M. **DE BROGLIE**, membre de l'Institut, Paris;
P. A. M. **DIRAC**, St. John's College, Cambridge;
C. D. **ELLIS**, Cavendish Laboratory, Université de Cambridge;
E. **FERMI**, professeur à l'Istituto Fisico del l'Universita à Rome;
G. **GAMOW**, Institut physico-mathématique, Académie des Sciences,
Leningrad;
W. **HEISENBERG**, professeur à l'Université de Leipzig;
F. **JOLIOT**, Institut du Radium, Paris;
M^{me} I. **JOLIOT-CURIE**, Institut du Radium, Paris;
M. E. O. **LAWRENCE**, professeur à l'Université de Berkeley (Calif.), U. S. ;
M^{lle} L. **MEITNER**, professeur à l'Institut Kaiser Wilhelm, Berlin;
MM. N. F. **MOTT**, professeur à l'Université de Bristol;
W. **PAULI**, professeur à l'École Polytechnique de Zurich;
R. **PEIERLS**, Cavendish Laboratory, Cambridge;
F. **PERRIN**, maître de Conférences à la Faculté des Sciences, Paris;
M. S. **ROSENBLUM**, Institut du Radium, Paris;
Lord **RUTHERFORD** of **NELSON**, directeur du Cavendish Laboratory, Cambridge.
M. E. **SCHROEDINGER**, professeur à l'Université de Berlin.

SECRETARIAT.

- MM. J.-E. VERSCHAFFELT, *secrétaire* des Conseils de Physique Solvay, professeur à l'Université de Gand;
Ed. BAUER, Collège de France, Paris;
H. A. KRAMERS, professeur à l'Université d'Utrecht;
L. ROSENFELD, professeur à l'Université de Liège;
E. T. S. WALTON, Cavendish Laboratory, Cambridge.

INVITÉS DU COMITÉ SCIENTIFIQUE.

- MM. E. HENRIOT, professeur à l'Université de Bruxelles;
Aug. PICCARD, professeur à l'Université de Bruxelles;
E. STAHEL, professeur à l'Université de Bruxelles;
M. COSYNS, Bruxelles.

REPRÉSENTANT DE LA FAMILLE SOLVAY.

- M. Ed. HERZEN, professeur à l'École des Hautes Etudes de Bruxelles.
- MM. A. EINSTEIN et Ch. E. GUYE, membres du Comité scientifique, s'étaient fait excuser.
-

Les rapports et les discussions du *Septième Conseil* de Physique Solvay sont publiés dans le présent Volume :

STRUCTURE ET PROPRIÉTÉS DES NOYAUX
ATOMIQUES.

