

**INTERACTION ENTRE LE NOYAU
ET
SON CORTÈGE ÉLECTRONIQUE**

COLLECTION DES RÉUNIONS ET MISES AU POINT

tenues sous la présidence de Mr Louis DE BROGLIE

1944. **Le Méson**, aspects théoriques et expérimentaux (Louis DE BROGLIE, Louis LEPRINCE-RINGUET, Marie-Antoinette TONNELAT, Robert RICHARD-FOY, André FRÉON, Serge GORODETZKY, Jean-Louis DESTOUCHES, Jean DAUDIN). *Édité en 1945. Épuisé.*
1945. **L'Optique électronique** (Louis DE BROGLIE, Claude MAGNAN, André LALLEMAND, Emmanuel FAURÉ-FREMIET, Paul CHANSON, André ERTAUD, Pierre GRIVET, Gaston DUPOUY, L. LÉAUTÉ). *Édité en 1946.*
1946. **La Mésomérie** (Charles DUFRAISSE, Paul RUMPF, A. PACAULT, Paul MEUNIER, Raymond DAUDEL, Jean CABANNES, Alberté PULLMAN, Jean GUY, Jean-Louis DESTOUCHES). *Édité en 1947.*
1947. **Les ondes électromagnétiques centimétriques** (André ANGOT, André BLANC-LAPIERRE, Robert WARNECKE, Pierre GUÉNARD, Colette FAUVE, Marc JOUGUET, Jean BERNIER, Raymond CABESSA, Georges GOUDET, Jean VOGÉ, Raymond JOUAUST, Théo KAHAN). *Édité en 1948.*
1948. **Interaction entre le noyau et son cortège électronique.**
Le présent volume.
1949. **Accélérateurs de particules** (Stanislas WINTER, Jean de BEAUREGARD, Eugène NAGEOTTE, Pierre LAPOSTOLLE, Bernard KWAL, Pierre DEBRAINE, André BARIAUD, Roger JOUTY, Théo KAHAN, Claude MAGNAN, Paul CHANSON). *En préparation.*

Raymond DAUDEL. — Paul CHANSON. — Jean SURUGUE.
Jean RATIER. — M^{me} P. BENOIST et R. BOUCHEZ.
M. HAÏSSINSKY. — Maurice JEAN.

INTERACTION ENTRE LE NOYAU ET SON CORTÈGE ÉLECTRONIQUE

RÉUNIONS D'ÉTUDES ET DE MISES AU POINT
tenues sous la présidence de

LOUIS DE BROGLIE

SECRÉTAIRE PERPÉTUEL DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
MEMBRE DE L'ACADÉMIE FRANÇAISE
PRIX NOBEL
PROFESSEUR A LA SORBONNE



ÉDITIONS DE LA *REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE
ET INSTRUMENTALE*

165, RUE DE SÈVRES — 3 ET 5, BOULEVARD PASTEUR
PARIS (15^e)

—
1949

INTERACTION ENTRE LE NOYAU ET SON CORTÈGE ÉLECTRONIQUE

RÉUNIONS D'ÉTUDES ET DE MISES AU POINT
tenues en avril-juin 1948 sous la présidence de

Mr Louis DE BROGLIE
Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences
Membre de l'Académie Française
Prix Nobel
Professeur à la Sorbonne

PRÉAMBULE

L'interaction entre le noyau et son cortège électronique est un phénomène de la plus haute importance.

On pense d'abord à l'attraction coulombienne, qui maintient les électrons négatifs au voisinage du noyau positif. Mais en dehors de ce phénomène tout à fait fondamental et classique, que nous n'étudierons pas ici, il résulte de l'interaction noyau-cortège des effets plus curieux qui feront l'objet des exposés groupés ci-après.

Il y a lieu de se souvenir tout d'abord que l'interaction noyau-cortège se fait, au moins, par l'intermédiaire de deux champs de forces : le champ électromagnétique à grand rayon d'action (dû à ce qu'électrons et noyau sont électriquement chargés) et le champ plus spécifiquement nucléaire (ou champ de Fermi), à court rayon d'action.

Les manifestations auxquelles donnent lieu ces deux champs sont assez diverses.

Si l'on envisage par exemple un noyau dans un état excité, c'est-à-dire possédant un excès d'énergie, celui-ci peut disparaître, rayonné sous forme de photons : c'est la classique émission de photons γ par les noyaux d'atomes. Mais il se peut aussi que, par l'intermédiaire du champ électromagnétique, cette énergie soit communiquée à un élec-

tron du cortège et provoque l'éjection de cet électron hors de l'atome : c'est le phénomène de conversion interne, qui sera étudié par MMrs Surugue et Ratier.

Cet effet est surtout important lorsque le noyau possède une vie assez longue dans son état excité. On dit alors que ce noyau excité est isomère du noyau dans son état fondamental. L'étude de la conversion interne ne peut donc pas se dissocier de celle de l'isométrie nucléaire, objet de l'exposé de Mr Chanson.

Ainsi la conversion interne donne un exemple de transfert d'énergie depuis le noyau jusqu'au cortège — et ce phénomène se produit grâce à l'interaction électromagnétique.

Afin de donner un exemple de phénomène résultant de l'interaction de Fermi, Mr Bouchez et Mme Benoist analyseront la capture d'électrons périphériques par les noyaux d'atomes.

Certains noyaux d'atomes possèdent en effet la singulière propriété d'absorber un de leurs électrons périphériques. A la suite de cette absorption, la charge du noyau diminue d'une unité et par conséquent le noyau change de nature chimique.

C'est ainsi que le glucinium 7 se transforme spontanément en lithium 7 en absorbant un de ses électrons périphériques. La période de cette radioactivité est de l'ordre de 50 jours.

Le phénomène inverse, appelé création θ , n'a pas encore été observé. Bien étudié théoriquement, il fera cependant l'objet de la communication de Mr Jean. Il s'agit d'un noyau d'atome qui spontanément provoquerait la formation d'un nouvel électron dans son cortège.

Le cas le plus simple serait celui d'un neutron se transformant en atome d'hydrogène.

Tous ces exemples montrent que l'interaction noyau-cortège n'est pas seulement statique, mais que des modifications produites dans le noyau (telle une excitation) peuvent avoir des répercussions sur le cortège¹.

Lorsque le noyau perturbé appartient à une molécule, le cortège perturbé est celui de la molécule.

Celle-ci peut subir alors des modifications profondes, telles qu'une

1. Il sera montré qu'inversement, et contrairement à une opinion courante, des modifications produites dans le cortège (telle l'ionisation) peuvent avoir des répercussions sur le noyau.

rupture. De tels exemples seront donnés par Mr Haïssinsky, qui résumera l'état de nos connaissances sur l'effet Szilard et Chalmers.

Enfin en conclusion Mr Perrin montre comment des expériences récentes paraissent en contradiction avec la forme habituellement donnée à la théorie de l'interaction électromagnétique noyau-cortège et qu'il y a probablement lieu de revenir une fois de plus sur cette question, qu'on aurait tort de croire être à jamais résolue.

LA DESCRIPTION DES ATOMES PAR LA MÉCANIQUE ONDULATOIRE

1) *L'Onde broglienne et les idées de base de la Mécanique Ondulatoire.*

A) *La Notion d'Onde broglienne.*

Il est universellement acquis actuellement que la Mécanique Ondulatoire est la seule doctrine qui permette de décrire et de prévoir le comportement des corpuscules élémentaires.

Cette Mécanique repose sur la notion d'onde associée à tout corpuscule, notion qui a été introduite en 1923 par Louis de Broglie.

L'idée de base de Louis de Broglie consiste à admettre qu'à tout corpuscule, qu'il soit photon, électron, proton, etc., on peut associer une onde, intermédiaire de calcul indispensable en vue de la prévision et de l'interprétation des phénomènes auxquels participe ce corpuscule.

La découverte de la diffraction des électrons par Davison et Germer en 1928 fut une des plus brillantes confirmations expérimentales des idées de Louis de Broglie, car comparablement à ce qui se passe en optique, la notion d'onde est fort commode pour l'interprétation des phénomènes de diffraction électronique.

Pendant quelque temps on chercha à savoir si cette onde possédait un caractère physique directement observable. Il semble qu'à la suite des idées d'Einstein notamment il soit sage de renoncer à accorder à cette onde un caractère physique effectif. Il est plus raisonnable d'envisager cette onde comme un simple être mathématique, intermédiaire de calcul du plus haut intérêt.

Analytiquement l'onde broglienne est représentable par une fonction d'onde $\Psi(x, y, z, t)$ qui dépend des coordonnées d'espace x, y, z et du temps.

Toutes les grandeurs fondamentales associées à un corpuscule peuvent être calculées quand on connaît la fonction d'onde.

C'est ainsi que si l'on cherche à connaître la probabilité de présence dP d'un corpuscule au temps t et dans un certain petit volume élémentaire $d\nu$ entourant un point M , on admet que cette probabilité est donnée par la relation :

$$dP = |\Psi(M, t)|^2 d\nu.$$

Ce principe dit des interférences est la transposition dans le domaine corpusculaire de ce que l'on était accoutumé de faire dans le domaine de l'optique de Fresnel où « l'intensité » était proportionnelle au carré de « l'amplitude » de l'onde lumineuse.

Il y a lieu d'attirer tout de suite l'attention sur le caractère « probabiliste » de la nouvelle mécanique.

Nous venons de voir comment on peut évaluer la probabilité de présence. Nous verrons ultérieurement la façon dont s'évaluent d'autres probabilités.

Il est en fait très rare que l'on puisse en Mécanique Ondulatoire évaluer autre chose que des probabilités.

Toutes ces probabilités s'évaluent d'ailleurs à partir de la fonction d'onde et cela souligne l'intérêt et l'importance de cette notion. On peut dire que tous les problèmes concernant un corpuscule se ramènent à l'évaluation de la fonction d'onde de celui-ci.

Cette fonction obéit à une équation dite « de Schrödinger », qui a la forme suivante ¹ :

$$(I) \quad \frac{1}{m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) - \frac{8\pi^2}{h^2} F(x, y, z) \Psi = \frac{4\pi i}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial t},$$

où m est la masse de l'électron, h la constante de Planck et $F(x, y, z)$ le potentiel des forces auxquelles est soumis le corpuscule.

Si l'on étudie un phénomène stationnaire, c'est-à-dire tel que les probabilités de présence soient indépendantes du temps, on peut mettre la solution de l'équation précédente sous la forme :

$$(II) \quad \Psi(x, y, z, t) = a(x, y, z) e^{\frac{2\pi i}{h} Et},$$

E étant l'énergie du corpuscule.

1. Voir Louis de Broglie : Introduction à l'étude de la Mécanique Ondulatoire (Hermann).

On remarque bien en effet que d'une part :

$$|\Psi|^2 = a^2(x, y, z) \text{ (le module de } e^{\frac{2\pi i}{h} Et} \text{ étant égal à 1),}$$

ce qui traduit le fait que la probabilité de présence ne dépend pas du temps ; et que d'autre part :

$$e^{\frac{2\pi i}{h} Et} = \cos \frac{2\pi}{h} Et + i \sin \frac{2\pi}{h} Et.$$

Si on identifie à la forme habituelle d'un mouvement périodique, on en tire :

$$\cos 2\pi\nu t = \cos \frac{2\pi}{h} Et,$$

d'où :

$$E = h\nu.$$

L'onde fluctue avec une fréquence ν telle que :

$$E = h\nu,$$

ce qui est bien en accord avec les idées de quanta.

En reportant (II) dans (I), on obtient :

$$\frac{1}{m} \left(\frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} \right) - \frac{8\pi^2}{h^2} F(x, y, z) a = - \frac{8\pi^2}{h^2} E a,$$

ou encore :

$$(III) \quad \frac{h^2}{8\pi^2 m} \left(\frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} \right) + [E - F(x, y, z)] a = 0.$$

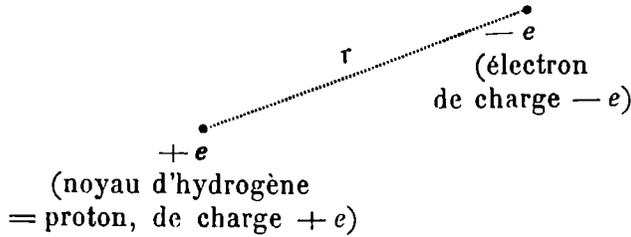
B) *La Quantification.*

Si l'on cherche à résoudre cette équation dans le cas de la fonction d'onde de l'électron d'un atome d'hydrogène, on obtient des résultats extrêmement remarquables :

Le potentiel d'interaction s'écrit alors simplement sous la forme :

$$-\frac{e^2}{r} \text{ (} r = \text{distance électron-proton)}$$

et l'équation (III) devient :



$$\frac{h^2}{8\pi^2 m} \Delta a + \left(E - \frac{e^2}{r} \right) a = 0.$$

On résout cette nouvelle équation en passant dans un système de coordonnées polaires r, θ, φ et on réussit à mettre la solution

$$a(x, y, z) = a(r, \theta, \varphi)$$

sous la forme d'une série qui ne converge que si ¹

$$(IV) \quad E = - \frac{8\pi^2 m e^4}{n^2 h^2},$$

n étant un nombre entier.

Ainsi l'équation n'admet de solutions acceptables et non identiquement nulles ($a(x, y, z) \equiv 0$ est toujours solution) que si l'énergie de l'électron de l'hydrogène possède l'une des valeurs définies par (IV).

Il est clair que la solution $a(x, y, z) \equiv 0$ n'est pas intéressante ; elle signifie que la probabilité de présence de l'électron de l'hydrogène est nulle partout, c'est-à-dire qu'il n'y a aucune chance de le rencontrer en quelque endroit qu'on le cherche.

En conclusion, on peut dire que de deux choses l'une : ou l'électron de l'hydrogène possède l'une des énergies définies par la formule (IV), ou il n'existe pas.

Son énergie est *quantifiée*, elle ne peut prendre qu'une série discrète de valeurs privilégiées.

Ainsi la Mécanique Ondulatoire donne une interprétation quantita-

1. Louis de Broglie : Théorie de la Quantification dans la Nouvelle Mécanique Hermann).

tive très claire et très précise de la quantification. Les niveaux spectraux $\frac{E}{h}$ introduits expérimentalement par l'étude des spectres ont en effet exactement les valeurs :

$$\frac{E}{h} = -\frac{8\pi^2 me^4}{n^2 h^3}$$

et coïncident ainsi rigoureusement avec ceux auxquels conduit la Mécanique Ondulatoire.

C) *Les Incertitudes.*

Passons maintenant à une question qui va souligner encore le caractère probabiliste de la nouvelle mécanique : celle des indéterminations. La mécanique ondulatoire, qui, comme nous venons de le voir, rend compte des postulats introduits par la mécanique des quanta, permet d'aller plus loin et notamment d'introduire des idées nouvelles sur la question de la mesure simultanée de plusieurs grandeurs.

On peut notamment montrer qu'il est impossible de mesurer simultanément et avec précision certains couples de grandeurs.

C'est, par exemple, le cas de la position et de la vitesse d'un corpuscule. On peut en effet établir que le produit de l'erreur Δq que l'on commet en déterminant la position d'un corpuscule par l'erreur Δp qui entache la mesure de sa quantité de mouvement est tel que :

$$\Delta p \cdot \Delta q \geq \frac{h}{2\pi}$$

si les deux mesures sont effectuées au même instant. Les conséquences de cette relation, dite relation d'indétermination de Heisenberg, sont d'une très grande portée.

On en déduit immédiatement, par exemple, que, si l'on connaît avec certitude la position d'un corpuscule (c'est-à-dire si $\Delta q = 0$), l'incertitude sur la vitesse devient totale (il faut en effet que $\Delta p = \infty$), et vice-versa, de sorte qu'il devient tout à fait impossible de connaître avec précision *la trajectoire* d'un corpuscule : en mécanique ondulatoire la notion de trajectoire s'évanouit. La seule grandeur importante analogue que l'on peut à chaque instant connaître est la proba-

bilité que l'on a de rencontrer un corpuscule dans un certain petit volume.

A l'inflexible rigueur des équations de la mécanique rationnelle se sont substituées les notions de probabilité et d'incertitude.

Ainsi la pensée scientifique devenue plus nuancée, perdant une partie de son absolu, gagne en souplesse et en fécondité.

D) *Le corpuscule en Mécanique Ondulatoire.*

En résumé, il n'est pas possible de déterminer en toute rigueur la trajectoire d'un corpuscule. La seule chose qui reste possible est de connaître à chaque instant la chance que l'on a de rencontrer le corpuscule considéré dans un petit volume dv entourant un point M. Cette chance est la probabilité de présence du corpuscule.

Cette probabilité de présence est une fonction du point M où l'on fait la mesure et de l'instant où l'on fait la détermination ; elle est de plus proportionnelle au volume dv . On peut donc la noter :

$$dP = \Pi(x, y, z, t) dv.$$

La quantité dP/dv représente la densité de la probabilité de présence du corpuscule au point et à l'instant considérés. On a :

$$\frac{dP}{dv} = \Pi(x, y, z, t).$$

Remarquons que la probabilité Π est une quantité positive. En conséquence, on peut poser :

$$\Pi = |\Psi|^2 = \Psi\Psi^*.$$

La fonction Ψ ainsi définie, qui peut être complexe, représente par définition une fonction d'onde attachée au corpuscule. Cette fonction est solution de l'équation fondamentale de la mécanique ondulatoire.

Quand, en un point, Ψ est nulle, la probabilité d'y rencontrer le corpuscule est nulle. A un instant donné, si nous sommes sûrs que le corpuscule se trouve dans une certaine région de l'espace, la fonction Ψ est nulle en dehors de cette région.

La fonction Ψ définit alors à chaque instant un domaine de localisation du corpuscule : c'est la région de l'espace où elle n'est pas nulle.

Lorsque le temps varie, ce domaine se déplace en se transformant et enveloppe une région de l'espace que le corpuscule a traversée. C'est cette région non linéaire qu'il faut substituer à l'idée de trajectoire.

II) *Les solutions de l'équation de Schrödinger.*

A) *Cas du spectre discontinu.*

Revenant à l'équation qui définit la fonction associée à l'électron d'un atome d'hydrogène, nous allons montrer avec plus de précision sur cet exemple comment la mécanique ondulatoire permet la description d'un corpuscule.

Cette équation est :

$$(V) \quad \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \Delta a + \left(E - \frac{e^2}{r} \right) a = 0,$$

avec :

$$\Psi(x, y, z, t) = a(x, y, z) e^{\frac{2\pi i}{\hbar} Et}$$

et nous avons rappelé qu'elle n'admet de solution convenable que lorsque :

$$E = - \frac{8\pi^2 m e^4}{n^2 \hbar^2},$$

n étant un nombre entier.

Pour être complet il faut signaler que ce résultat ne s'applique qu'à des électrons appartenant au cortège électronique de l'atome d'hydrogène, c'est-à-dire possédant une énergie négative.

Nous verrons ultérieurement ce qui se passe dans le cas où E peut devenir positif.

Si nous restons dans le domaine des énergies négatives définies par (IV), nous observons que, puisque n est entier, l'ensemble de ces énergies forme un ensemble discontinu — ce que l'on appelle couramment un spectre discontinu —, car le saut d'un électron d'un des niveaux d'énergie sur un autre engendrera l'émission ou l'absorption de photons de longueurs d'onde bien déterminées et non susceptibles de variation continue.

La valeur de la fréquence de ces photons est en effet donnée par une relation de la forme :

$$\nu = \frac{E_{\text{photon}}}{h} = \frac{E_n - E_p}{h} = -\frac{8\pi^2 m e^4}{n^2 h^3} + \frac{8\pi^2 m e^4}{p^2 h^3} = \frac{8\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

si l'émission ou l'absorption envisagée correspond pour l'électron au passage de l'état d'énergie défini par l'entier n à celui défini par l'entier p .

Ce nombre entier n porte le nom de *premier nombre quantique* associé à l'électron.

La fonction $a(x, y, z) = a(r, \theta, \varphi)$ solution de l'équation (V) est de la forme :

$$a(r, \theta, \varphi) = R(r) Y(\theta, \varphi)$$

avec :

$$Y(\theta, \varphi) = e^{+im\varphi} \sin^{m\theta} \frac{d^{l+m}(1 - \cos^2 \theta)^l}{d \cos \theta^{l+m}},$$

l et m étant deux nouveaux nombres entiers ou nombres quantiques reliés à n par les deux relations :

$$\begin{cases} 0 \leq l \leq n - 1, \\ -1 \leq m \leq +1. \end{cases}$$

n définit ce qu'on appelle la couche à laquelle appartient l'électron dans l'atome :

pour $n = 1$ la couche K
 — $n = 2$ — L
 — $n = 3$ — M
 etc.

l définit l'état :

pour $l = 0$ l'état s
 — $l = 1$ — p
 — $l = 2$ — d
 — $l = 3$ — f
 — $l = 4$ — g
 etc.

m définit la case :

pour $m = 0$	la case σ
— $m = \pm 1$	— π
— $m = \pm 2$	— δ
— $m = \pm 3$	— ψ
etc.	

La fonction radiale $R(r)$ s'écrit :

$$R(r) = e^{-\frac{\rho}{2}} v(\rho),$$

avec :

$$\rho = \frac{4\pi}{h} \sqrt{-2mE} r$$

et

$$v(\rho) = \sum_{\nu} a_{\nu} \rho^{1+\nu},$$

les coefficients a_{ν} étant donnés par la relation de récurrence suivante :
 $[(\nu + 1 + 1)(\nu + 1) + 2(\nu + 1 + 1) - l(l + 1)]a_{\nu+1} = [\nu + 1 + 1 - n]a_{\nu}$.

En résumé la fonction d'onde Ψ dépend d'un certain nombre de nombres quantiques : les trois entiers n , l et m sont reliés entre eux par certaines relations, et il n'est pas inutile de donner les formes explicites de Ψ pour différents cas simples.

Pour la couche K ($n = 1$), l'état s ($l = 0$) et la case σ ($m = 0$) :

$$\Psi_{100} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} (\alpha)^{3/2} e^{-\alpha r} e^{\frac{2\pi i}{h} Et}$$

avec

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{h^2 c^2}.$$

On voit que la densité de probabilité de présence :

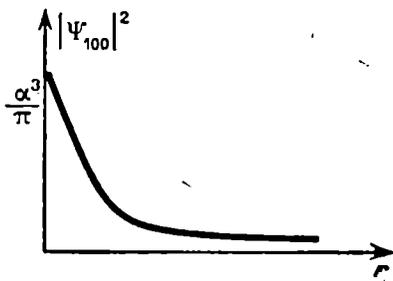


Fig. 1.

$$|\Psi_{100}|^2 = \frac{\alpha^3}{\pi} e^{-\alpha r}$$

ne dépend pas des coordonnées angulaires. La répartition du nuage électronique autour de l'atome est donc à symétrie sphérique pour cette couche K et décroît exponentiellement avec la distance r .

Elle atteint son maximum $\frac{\alpha^3}{\pi}$ au centre du noyau (pour $r = 0$). Cette

conception est franchement différente de la conception de Bohr, selon laquelle on admettait que l'électron tournait sur un cercle concentrique au noyau et par là même ne pouvait jamais se trouver dans le noyau.

L'existence du phénomène de capture K montre que le noyau peut absorber son électron K et que par conséquent il existe bien une certaine probabilité pour l'électron K de pénétrer dans le noyau. Le phénomène de capture K souligne l'exactitude du résultat de la Mécanique Ondulatoire.

Pour retrouver l'idée de l'orbite de Bohr, ou plutôt quelque chose s'en rapprochant, il faut calculer non plus la densité de probabilité en un point particulier situé à une distance r du noyau, mais bien la densité totale sur toute la sphère de rayon r .

Cette densité est bien évidemment :

$$4\pi r^2 |\Psi_{100}|^2 = 4\alpha^3 r^2 e^{-2\alpha r},$$

puisque la sphère de rayon r a pour surface $4\pi r^2$.

Cette densité passe par un maximum pour

$$r = \frac{1}{\alpha}$$

et c'est précisément le rayon de l'orbite de Bohr.

L'électron K de l'hydrogène ne tourne donc pas sur un cercle concentrique au noyau et de rayon $\frac{1}{\alpha}$, mais la sphère concentrique au noyau possédant ce rayon est de toutes les sphères concentriques celle au voisinage de laquelle *il est le plus probable* de rencontrer l'électron K.

Pour la couche L ($n = 2$), l'état s ($l = 0$) et la case σ ($m = 0$):

$$\Psi_{200} = \frac{(\alpha)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}} (2 - \alpha r) e^{-\frac{\alpha r}{2}}.$$

On voit qu'il s'agit encore d'une distribution sphérique. D'ailleurs le fait est général et se reproduit pour tous les électrons s.

Pour la couche L ($n = 2$), l'état p ($l = 1$) et la case σ ($m = 0$):

$$\Psi_{210} = \frac{(\alpha)^{5/2}}{4\sqrt{2\pi}} r e^{-\frac{\alpha r}{2}}.$$

Pour la couche L ($n = 2$), l'état p ($l = 1$) et les cases π ($m = \pm 1$):

$$\Psi_{21\pm 1} = \frac{\alpha^{5/2}}{8\sqrt{\pi}} \sin \theta e^{\pm i\varphi} r e^{-\frac{\alpha r}{2}}.$$

B) Cas du spectre continu.

Nous avons ainsi noté l'essentiel de ce qu'il faut retenir concernant un électron appartenant au cortège périphérique d'un atome d'hydrogène et montré par conséquent le correspondant en mécanique ondulatoire des trajectoires elliptiques classiques du problème d'un point matériel se mouvant dans un champ de force central en $\frac{1}{r^2}$.

Il nous reste à traiter le correspondant des trajectoires hyperboliques de ce même problème, c'est-à-dire celui d'un électron possédant une énergie suffisante pour quitter le champ de l'atome, une énergie E positive.

On montre que dans ce cas l'équation (V) qui définit $a(x, y, z)$ admet toujours des solutions convenables. Autrement dit le spectre des énergies est continu. Lorsqu'un électron β est émis par un noyau d'atome, par exemple, il peut passer, en quittant le noyau, d'un de ces états continus d'énergie à un autre en émettant un rayonnement susceptible d'une longueur d'onde quelconque (c'est le rayonnement de freinage ou *Bremstrahlung*). Un autre aspect de ce phénomène correspond au cas où un électron en mouvement pénètre dans le champ d'un noyau d'atome et où il peut aussi émettre différents photons de ce type.

La fonction Ψ solution de l'équation (IV) ressemble à celle du spectre discontinu. Cependant la partie radiale devient :

$$R(r) = e^{-1\frac{r}{2}} v(\rho)$$

avec

$$v(\rho) = \sum_{\nu} a_{\nu} \rho^{1+\nu}.$$

L'exponentielle devenue complexe ne modifie plus le module de la fonction. La somme \sum_v va maintenant jusqu'à l'infini, car les a_v ne s'annulent jamais plus. Au lieu d'être un simple polynôme, la fonction $v(\rho)$ est maintenant une série.

C) *L'interaction électronique.*

Tout ce que nous avons dit jusqu'à présent ne s'applique en toute rigueur qu'à l'atome d'hydrogène.

On peut aisément étendre ces résultats au cas d'un électron qui se mouvrait seul dans le champ d'un noyau de charge Z . Un tel problème se rencontre assez rarement. Il correspond à l'étude des ions He^+ , Li^{++} , Be^{+++} , ... etc. par exemple. On montre sans peine que dans ce cas tous les résultats précédemment énoncés restent valables à condition qu'on remplace dans les fonctions d'onde la quantité α par la quantité αZ .

Mais le cas qui se rencontre pratiquement le plus couramment est celui de l'étude d'un atome ou d'un ion possédant plusieurs électrons dans son cortège. Le problème se complique alors sérieusement, car on a affaire à une question de mécanique ondulatoire des systèmes.

On peut échapper à cette difficulté à l'aide de procédés un peu empiriques, tels que la méthode de Slates.

Cette méthode consiste à admettre que les résultats hydrogénoïdes sont encore valables à condition qu'on remplace Z et n par des grandeurs appropriées, afin de tenir compte des interactions qui naissent entre les électrons.

Si on considère, par exemple, un électron d'une couche L, il est en moyenne situé bien plus loin du noyau qu'un électron de la couche K.

Les électrons de la couche K masquent donc partiellement le noyau vu de la couche L.

Tout se passe comme si le noyau vu de la couche L ne possédait plus qu'une charge plus petite Z_L .

Cette diminution de la « charge apparente » du noyau vu d'une couche déterminée s'appelle « l'effet d'écran » dû aux couches ou électrons plus internes.

En fait, les électrons d'une certaine couche font aussi écran vis-à-

vis de l'un d'entre eux. Mais cet effet est plus faible que quand il s'agit d'électrons plus internes. On montre que, pour évaluer quantitativement l'effet d'écran sur un électron donné dû aux autres électrons, on peut appliquer les règles suivantes.

1° Les électrons sont classés en différents groupes :

$$(1s); (2s, p); (3s, p); (3d); (4s, p); (4d); (4f)...$$

2° L'effet d'écran sur un électron d'un groupe donné dû aux électrons des groupes suivants est nul.

3° L'effet d'écran sur un électron donné dû à un autre électron du même groupe est 0,35 (ce nombre se réduit à 0,30 dans la couche K).

4° L'effet d'écran sur un électron s ou p de nombre quantique principal n dû à un électron d'un groupe caractérisé par le nombre quantique appartenant à un groupe plus intérieur est 0,85 si le nombre quantique de ce dernier groupe est $n - 1$ et 1 si ce nombre est plus faible.

5° L'effet d'écran sur un électron d dû à un électron plus intérieur est 1.

Soit, par exemple, à étudier l'atome de béryllium qui possède 2 électrons K et deux électrons L. Si l'on étudie

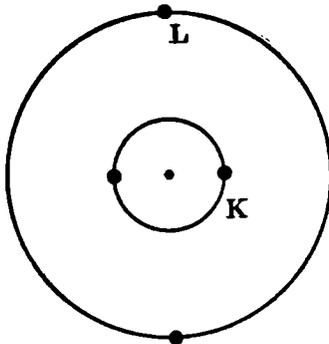


Fig 2.

un électron de la couche K, d'après ce que nous venons de voir, l'effet de la couche L est négligeable, tandis que cet électron est soumis de la part de l'autre électron K à un effet d'écran de 0,30. Le noyau vu de la couche K a donc la charge $Z_K = 4 - 0,3 = 3,7$ et c'est cette valeur Z_K que l'on introduira dans la fonction d'onde hydrogénoïde pour représenter un électron K. Si l'on veut maintenant représenter un des électrons L, on remarquera qu'ils sont dans l'état s. Par conséquent l'effet d'écran dû aux 2 électrons K est $0,85 \times 2 = 1,70$. L'effet d'écran dû à l'autre électron L est 0,35. Au total la charge apparente du noyau vu de la couche L est :

$$Z_L = 4 - 1,70 - 0,35 = 1,95.$$

En plus de cette correction sur Z , Slater conseille de corriger aussi n lorsque celui-ci dépasse la valeur 3.

On remplacera ainsi $n = 4$ par 3,7
 5 par 4
 6 par 4,2.

Telle est la méthode de Slater. Il ne faut pas en attendre des résultats d'une extrême précision. Cependant elle est très commode, car elle est très simple, et conduit à des ordres de grandeur souvent bien raisonnables.

Il existe des méthodes plus précises d'évaluation des fonctions d'ondes atomiques. Parmi celles-ci nous citerons celle de Thomas-Fermi et celle de Hartree-Fock-Dirac, sans pouvoir insister davantage sur ce problème de l'interaction électronique.

III) *Les solutions des équations de Dirac.*

A) *Généralités.*

L'équation de Schrödinger ne représente qu'une forme non relativiste de mécanique ondulatoire. Quand on désire décrire des phénomènes où des vitesses considérables entrent en jeu (émission d'électrons, électrons des atomes lourds), il devient incorrect de négliger les effets de relativité. La fonction d'onde des corpuscules élémentaires (tels l'électron, le proton, le neutron, le neutrino), ou plus exactement les fonctions d'onde, sont alors fournies par les équations de Dirac¹.

Le corpuscule doit être décrit par quatre fonctions

$$\Psi_1(x, y, z), \quad \Psi_2(x, y, z), \quad \Psi_3(x, y, z), \quad \Psi_4(x, y, z),$$

formant les quatre composantes d'un spineur.

La probabilité de présence du corpuscule dans un volume dv entourant le point $M(x, y, z)$ devient :

$$dP = (|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + |\Psi_3|^2 + |\Psi_4|^2)dv.$$

1. Louis de Broglie : L'électron magnétique (Hermann, Benoist, Daudel, Fabre, Jacques, Jean et Ratler). *Journal de Physique*, 1948.

Le système d'équations auquel obéissent ces quatre fonctions est :

$$\begin{aligned} i[W + 1 + eV]\Psi_1 + \left[\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right] \Psi_4 + \frac{\partial}{\partial z} \Psi_3 &= 0 \\ i[W + 1 + eV]\Psi_2 + \left[\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right] \Psi_3 - \frac{\partial}{\partial z} \Psi_4 &= 0 \\ i[W - 1 + eV]\Psi_3 + \left[\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right] \Psi_2 + \frac{\partial}{\partial z} \Psi_1 &= 0 \\ i[W - 1 + eV]\Psi_4 + \left[\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right] \Psi_1 - \frac{\partial}{\partial z} \Psi_2 &= 0 \end{aligned}$$

Dans ces équations W représente l'énergie totale du corpuscule, y compris l'énergie au repos m_0c^2 ; V représente le potentiel des forces qui agissent sur le corpuscule de charge e .

Pour simplifier, on a posé : $m = 1$, $h = 1$ et $c = 1$.

Nous avons déjà dit que la densité de probabilité de présence ρ est :

$$\rho = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + |\Psi_3|^2 + |\Psi_4|^2.$$

On peut montrer que si l'on pose :

$$\begin{aligned} \rho v_x &= -(\Psi_1^* \Psi_4 + \Psi_2^* \Psi_3 + \Psi_3^* \Psi_2 + \Psi_4^* \Psi_1) \\ \rho v_y &= -(i\Psi_1^* \Psi_4 - i\Psi_2^* \Psi_3 + i\Psi_3^* \Psi_2 - i\Psi_4^* \Psi_1) \\ \rho v_z &= -(\Psi_1^* \Psi_3 - \Psi_2^* \Psi_4 + \Psi_3^* \Psi_1 - \Psi_4^* \Psi_2) \end{aligned}$$

on observe que :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{v} = 0.$$

Cette équation de continuité montre que les quantités v_x , v_y et v_z peuvent être interprétées comme les trois composantes de la vitesse du corpuscule.

Si nous envisageons les 4 matrices :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}; & \alpha_2 &= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & +i \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & +i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}; \\ \alpha_3 &= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{vmatrix} & \text{et} & \alpha_4 &= \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \end{aligned}$$

nous pouvons noter :

$$\rho = \sum_{i=1}^{i=4} \Psi_i^* \alpha_4 \Psi_i \qquad \rho v_x = - \sum_{i=1}^{i=4} \Psi_i^* \alpha_1 \Psi_i$$

$$\rho v_y = - \sum_{i=1}^{i=4} \Psi_i^* \alpha_2 \Psi_i \qquad \rho v_z = - \sum_{i=1}^{i=4} \Psi_i^* \alpha_3 \Psi_i$$

et nous voyons là un autre exemple montrant comment on peut évaluer une autre grandeur que la probabilité de présence (en l'occurrence la vitesse) à l'aide des fonctions d'onde.

On montre, en suivant une voie analogue, que :

les quantités (où e est la charge électrique du corpuscule).

$$\left\{ \begin{array}{l} I_x = \frac{ie}{2} \sum_{k=1}^{k=4} \Psi_k^* \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4 \Psi_k \\ I_y = \frac{ie}{2} \sum_{k=1}^{k=4} \Psi_k^* \alpha_3 \alpha_1 \alpha_4 \Psi_k \\ I_z = \frac{ie}{2} \sum_{k=1}^{k=4} \Psi_k^* \alpha_1 \alpha_2 \alpha_4 \Psi_k \end{array} \right\} \text{représentent la densité du moment magnétique du corpuscule ;}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} J_x = \frac{ie}{2} \sum_{k=1}^4 \Psi_k^* \alpha_1 \alpha_4 \Psi_k \\ J_y = \frac{ie}{2} \sum_{k=1}^4 \Psi_k^* \alpha_2 \alpha_4 \Psi_k \\ J_z = \frac{ie}{2} \sum_{k=1}^4 \Psi_k^* \alpha_3 \alpha_4 \Psi_k \end{array} \right\} \text{représentent la densité du moment électrique du corpuscule ;}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_x = \frac{i}{2} \sum_{k=1}^4 \Psi_k^* \alpha_2 \alpha_3 \Psi_k \\ \sigma_y = \frac{i}{2} \sum_{k=1}^4 \Psi_k^* \alpha_3 \alpha_1 \Psi_k \\ \sigma_z = \frac{i}{2} \sum_{k=1}^4 \Psi_k^* \alpha_1 \alpha_2 \Psi_k \end{array} \right\} \text{représentent la densité du spin du corpuscule.}$$

B) *Cas du spectre discontinu.*

Reprenant maintenant le plan que nous avons suivi pour l'étude des solutions de l'équation de Schrödinger, nous allons étudier les solutions des équations de Dirac représentant les électrons du cortège électronique d'un atome (spectre discontinu) et celles représentant un corpuscule traversant le champ d'un noyau avec suffisamment d'énergie W pour ne pas s'y arrêter (spectre continu)¹.

Quel que soit W , les solutions des équations de Dirac prennent la forme suivante :

$$\text{type I} \left\{ \begin{array}{l} \Psi_1 = i \left(\frac{1-p+3/2}{2l+3} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{p-1/2} f_1 \\ \Psi_2 = i \left(\frac{1+p+3/2}{2l+3} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{p+1/2} f_1 \\ \Psi_3 = \left(\frac{1+p+1/2}{2l+1} \right)^{1/2} Y_l^{p-1/2} g_1 \\ \Psi_4 = \left(\frac{1-p+1/2}{2l+1} \right)^{1/2} Y_l^{p+1/2} g_1 \end{array} \right.$$

ou :

$$\text{type II} \left\{ \begin{array}{l} \Psi_1 = i \left(\frac{1+p-1/2}{2l-1} \right)^{1/2} Y_{l-1}^{p-1/2} f_{-l-1} \\ \Psi_2 = i \left(\frac{1-p-1/2}{2l-1} \right)^{1/2} Y_{l-1}^{p+1/2} f_{-l-1} \\ \Psi_3 = \left(\frac{1-p+1/2}{2l+1} \right)^{1/2} Y_l^{p-1/2} g_{-l-1} \\ \Psi_4 = \left(\frac{1+p+1/2}{2l+1} \right)^{1/2} Y_l^{p+1/2} g_{-l-1} \end{array} \right.$$

Les Y sont les fonctions déjà rencontrées lors de l'étude des fonctions de Schrödinger.

On voit que ces fonctions dépendent de deux nombres quantiques l et p et que de plus il existe deux groupes de solutions.

Le type I) fait intervenir les indices l et $l+1$. On pose :

$$j = \frac{l+(l+1)}{2} = l + 1/2.$$

1. Nous extrayons les résultats ci-après de l'article de mise au point de Benoist, Daudel, Fabre, Jacques, Jean et Ratier, *J. de Physique*, 1948, article auquel nous renvoyons le lecteur pour plus de détails.

Le type II) fait intervenir les indices l et $l - 1$. On pose :

$$j = \frac{l + (l - 1)}{2} = l - 1/2.$$

On introduit ainsi un troisième nombre quantique. On montre assez facilement que p est relié à j selon la relation :

$$-j \leq p \leq j.$$

En résumé, dans le cas général, les fonctions d'onde solutions des équations de Dirac font intervenir les trois nombres quantiques l , j et p .

l est un entier qui définit l'état :

$$\begin{aligned} s & \text{ pour } l = 0 \\ p & \text{ pour } l = 1 \\ d & \text{ pour } l = 2 \\ f & \text{ pour } l = 3, \dots \text{ etc.} \end{aligned}$$

j est un demi-entier qui peut prendre deux valeurs :

$$j = l + 1/2 \quad \text{ou} \quad j = l - 1/2$$

(pour $l = 0$ cette deuxième possibilité est interdite).

p est un demi-entier qui varie entre $-j$ et $+j$.

Si W est inférieure à 1, c'est-à-dire si l'énergie totale du corpuscule est inférieure à son énergie au repos, il s'agit d'un corpuscule appartenant au cortège d'un autre : c'est le cas d'un électron planétaire dans un atome.

On montre qu'alors le système des équations de Dirac n'admet de solutions convenables que si cette énergie W répond à la relation :

$$W = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\alpha Z}{n - |K| + \sqrt{K^2 - \alpha^2 Z^2}} \right)^2}}$$

avec : $K = -(l + 1)$ si $j = l + 1/2$

et . $K = l$ si $j = l - 1/2$

n étant un nombre entier positif et non nul relié à l par la relation déjà rencontrée lors de l'étude de l'équation de Schrödinger :

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1.$$

On retrouve bien une série de valeurs quantifiées correspondant à un spectre discontinu. Les fonctions f et g qui correspondent à la fonction radiale $R(r)$ s'écrivent alors sous la forme :

$$\left. \begin{array}{l} f \\ g \end{array} \right\} = - \frac{[\Gamma(2\gamma + n' + 1)]^{1/2}}{\Gamma(2\gamma + 1)\sqrt{n'!}} \left(\frac{1 \mp W}{4N(N-K)} \right)^{1/2} \left(\frac{2\alpha Z}{N} \right)^{3/2} e^{-\frac{\alpha Z r}{N}} \\ \times \left(\frac{2\alpha Z r}{N} \right)^{\gamma-1} \left[\pm n' \mathcal{F} \left(-n' + 1, 2\gamma + 1, \frac{2\alpha Z r}{N} \right) \right. \\ \left. + (N-K) \mathcal{F} \left(-n', 2\gamma + 1, \frac{2\alpha Z r}{N} \right) \right].$$

On a posé : $N = [n^2 - 2n'(|K| - \sqrt{K^2 - \alpha^2 Z^2})]^{1/2}$,

$$\gamma = (K^2 - \alpha^2 Z^2)^{1/2} \quad \text{et} \quad n' = n - (j + 1/2).$$

La fonction Γ est la fonction eulérienne.

La fonction \mathcal{F} est la fonction hypergéométrique :

$$\mathcal{F}(a, b, X) = 1 + \frac{a}{b} \frac{X}{1} + \frac{a(a+1)}{b(b+1)} \frac{X^2}{2!} + \dots$$

Elle se réduit ici à un polynôme en r .

C) Cas du spectre continu.

Si W est supérieur à 1, les équations de Dirac ont des solutions convenables quel que soit W . Le spectre des énergies devient donc continu. L'exponentielle des f et g devient complexe et les fonctions hypergéométriques des séries infinies.

IV) Le calcul des probabilités de transition.

Nous avons vu que toutes les grandeurs associées à un corpuscule se calculent à partir de certaines opérations effectuées sur les fonctions d'onde de ce corpuscule. C'est ainsi qu'en théorie de Dirac la vitesse se déduit des fonctions d'onde à l'aide des opérateurs : $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$.

De façon générale à chaque grandeur correspond ainsi un opérateur. On peut montrer qu'en théorie de Schrödinger la quantité de mouvement par exemple est représentable à partir des opérateurs :

$$(p_x)_{op} = i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x}$$

$$(p_y)_{op} = i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y}$$

$$(p_z)_{op} = i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z}$$

de sorte que l'équation de Schrödinger sous la forme (I) :

$$-\frac{h^2}{8\pi^2 m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + F(x, y, z) \Psi = -i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

peut s'écrire plus simplement.

En effet à l'énergie cinétique du corpuscule s'associe par analogie l'opérateur :

$$(1/2 mv^2)_{op} = 1/2 m (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = -\frac{h^2}{8\pi^2 m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$$

et le premier membre de l'équation (I) devient :

$$(1/2 mv^2)_{op} \Psi + F \cdot \Psi.$$

Il fait apparaître l'opérateur énergie cinétique et l'opérateur énergie potentielle si l'on pose :

$$F_{op} = \text{multiplier par } F.$$

Si on appelle H l'opérateur dit hamiltonien représentant l'énergie totale du corpuscule, somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle, il est normal de poser :

$$H = F_{op} + 1/2 mv_{op}^2$$

et l'équation de Schrödinger devient tout simplement :

$$H\Psi = -i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial \Psi}{\partial t}.$$

Sous cette forme l'équation est particulièrement commode pour l'étude des probabilités de transition.

Soit à évaluer¹, par exemple, la probabilité de capture d'un électron par un noyau d'atome.

On procède selon la méthode des perturbations. Soit H l'opérateur représentant l'énergie du système à l'exception de l'énergie d'interaction qui est responsable de la capture et que nous admettons faible devant H .

Le système est approximativement représentable par une équation du type² :

$$H\Psi = -i\frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial\Psi}{\partial t}.$$

On peut alors évaluer Ψ dans l'état initial, soit Ψ_i , et Ψ dans l'état final (après capture), soit Ψ_f .

Si on appelle alors : H_{int} l'opérateur représentant l'énergie d'interaction noyau-électron responsable de la capture, on montre que la probabilité de capture par unité de temps est donnée par la relation :

$$\frac{4\pi^2}{\hbar} |H_{int}^{if}|^2 \rho(E)^{(2)}, \quad \text{avec} \quad H_{int}^{if} = \int \Psi_f^* H_{int} \Psi_i dt,$$

$\rho(E)$ représentant la densité des états finaux.

1. Louis de Broglie. La mécanique ondulatoire des systèmes de corpuscules (Gauthier-Villars).

2. Louis de Broglie. Une nouvelle théorie de la lumière, tome II (Hermann).

RÉUNION DU MARDI 27 AVRIL

**INTRODUCTION THÉORIQUE A L'ÉTUDE
DE L'INTERACTION
ENTRE LE NOYAU ET SON CORTÈGE**

par Raymond DAUDEL
Secrétaire général du Centre de Chimie
Théorique de France

CHAPITRE PREMIER

**DESCRIPTION DES PHÉNOMÈNES
QUI PRENNENT NAISSANCE
DE CETTE INTERACTION**

L'interaction entre le noyau d'un atome et son cortège est, avant tout, responsable de l'existence même du cortège et on pourrait s'attendre à ce que les exposés qui vont suivre soient spécialement réservés à l'étude de la stabilité des électrons dans le champ coulombien du noyau et aux questions qui s'y rattachent directement.

En fait ce domaine, étant par trop vaste, ne sera pas exploré ici dans son ensemble et on s'occupera plus particulièrement des répercussions que toute perturbation au noyau d'un atome peut avoir dans le cadre de son cortège électronique et vice versa.

Le nombre des phénomènes que l'on peut imaginer comme résultant d'une interaction entre le noyau et son cortège est considérable et beaucoup d'entre eux sont peu étudiés ou même ne sont encore pas du tout étudiés.

Afin de montrer succinctement comment on peut prévoir en théorie l'existence d'un phénomène résultant d'une interaction entre le cortège et le noyau des atomes, nous donnerons d'abord une classification systématique de certains phénomènes intéressant seulement le cortège ou le noyau, d'où nous ferons dériver par transposition les phénomènes qui nous intéressent.

A. — PHÉNOMÈNES CONCERNANT UNIQUEMENT LE CORTÈGE

Nous grouperons quelques phénomènes qui mettent en jeu des transformations électroniques et photoniques et nous diviserons ceux-ci en phénomènes du premier ordre et phénomènes du deuxième ordre, selon qu'ils ne nécessitent pas ou nécessitent l'emploi des états « virtuels » dont nous préciserons la nature au moment opportun.

I. — *Phénomènes du premier ordre :*

Nous savons que dans le champ d'un noyau d'atome existent, pour les électrons, des états à énergie négative ¹ et des états à énergie positive. Dans un état à énergie négative, l'électron ne peut s'échapper du champ du noyau de l'atome, il fait partie du cortège. Dans un état à énergie positive, au contraire, il ne fait que passer dans le champ du noyau et est susceptible de s'en évader.

Par analogie avec l'image classique, nous représenterons symboliquement les premiers états par des ellipses, les autres par des hyperboles. Bien entendu, c'est là seulement une notation conventionnelle, qui ne signifie rien du point de vue physique. Nous parlerons parallèlement de niveaux O (ou elliptiques) et de niveaux H (ou hyperboliques). Rappelons encore, avant d'énumérer les phénomènes, que les niveaux O forment un spectre discret, tandis que les niveaux H forment un spectre continu.

1. L'énergie, prise ici en considération, est la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle. Elle ne contient pas la masse au repos de l'électron.

1° *Absorption de la lumière.* — Un photon est absorbé. Un électron change de niveau O.

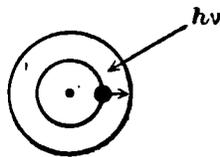


Fig. 1.

2° *Émission de la lumière.* — Un électron change de niveau O. Un photon est émis.

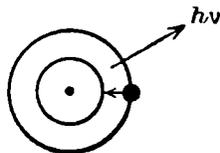


Fig. 2.

3° *Bramstrahlung positive.* — Un photon est absorbé. Un électron change de niveau H.

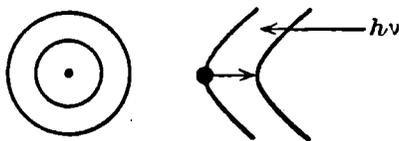


Fig. 3.

4° *Bramstrahlung négative.* — Un électron change de niveau H. Un photon est émis.



Fig. 4.

5° *Effet photoélectrique*. — Un photon est absorbé. Un électron passe d'un niveau O à un niveau H.

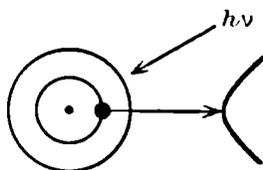


Fig. 5.

6° *Effet photoélectrique inverse*. — Un électron passe d'un niveau H à un niveau O. Un photon est émis.

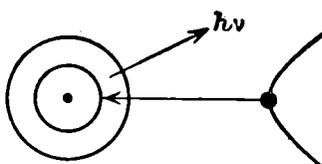


Fig. 6.

II. — Phénomènes du deuxième ordre :

10° *Diffusion Thomson* ². — Un photon est absorbé. Un électron passe « virtuellement » sur un niveau atomique, puis reprend sa place initiale. Un autre photon est émis, avec même fréquence.

Ce passage virtuel se fait sans conservation d'énergie ; il faut prendre en considération tous les états possibles ; la vie de cet état virtuel est très courte et l'état est inobservable. Le phénomène global conserve l'énergie.

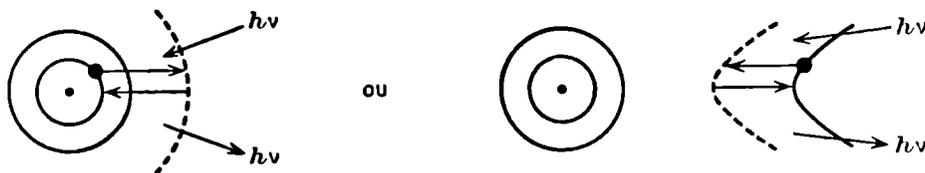


Fig. 7.

2. Les numéros des phénomènes sont ceux d'une classification qui nous est personnelle. Comme nous ne les relations pas tous ici on ne s'étonnera pas d'observer des manques dans la numérotation.

11° et 12° *Diffusion « genre » Raman.* — Un photon est absorbé. Un électron passe virtuellement d'un niveau O sur un autre niveau, puis revient réellement sur un autre niveau O. Un autre photon est émis, avec une fréquence différente.

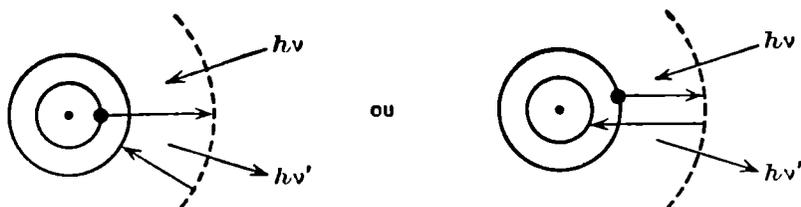


Fig. 8.

(On pourrait envisager le même phénomène sur les états H.)

13° et 14° *Effet Compton et son inverse.* — Un photon est absorbé. Un électron passe d'un niveau O à un niveau H (ou vice versa) par l'intermédiaire d'un état virtuel. Un autre photon est émis, avec une fréquence différente.

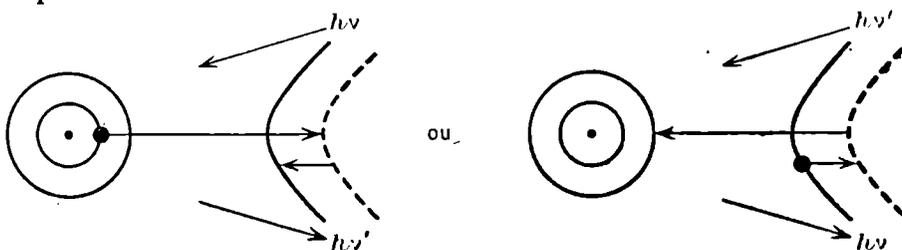


Fig. 9.

B. — PHÉNOMÈNES CONCERNANT UNIQUEMENT LE NOYAU

Nous ne rappellerons que ceux qui concernent l'émission ou l'absorption de photons ou d'électrons.

15° *Photoexcitation nucléaire.* — Un photon est absorbé. Le noyau passe dans un état excité.

$$\frac{w}{\bullet \downarrow} \leftarrow h\nu.$$

16° *Émission γ .* — Le noyau passe d'un état excité à un état moins excité. Il émet un photon.

$$\frac{w}{\bullet \downarrow} \nearrow h\nu.$$

17° *Absorption* β . — Le noyau absorbe un électron positif ou négatif. Il émet un neutrino.



18° *Émission* β . — Le noyau émet un électron positif ou négatif et un neutrino.

C. — PHÉNOMÈNES QUI NAISSENT DE L'INTERACTION ENTRE LE CORTÈGE ET LE NOYAU

A presque chacun des phénomènes que nous venons de décrire et à bien d'autres que nous n'avons pas décrits, on peut associer un phénomène d'interaction noyau-cortège.

Pour montrer cette correspondance, nous donnerons le même numéro au phénomène purement électronique ou nucléaire et à son équivalent mixte.

1. — *Phénomènes mettant en jeu une variation d'énergie nucléaire.*

Toute une série de ces phénomènes correspond à une variation de l'énergie nucléaire. Toute perte d'énergie du noyau peut avoir sur le cortège un effet analogue à l'absorption d'un photon. Toute augmentation d'énergie du noyau peut avoir sur le cortège un effet analogue à l'émission d'un photon.

En nous basant sur cette remarque, nous pouvons prévoir les phénomènes suivants :

1° *Absorption interne.* — Le noyau passe d'un état excité à un état moins excité. Un électron change de niveau O.

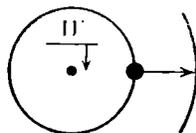


Fig. 40.

2° Un électron change de niveau O. Le noyau passe sur un état plus excité.

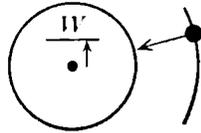


Fig. 11.

3° et 4° *Bramstrahlung interne positive et négative.* — Un électron change de niveau H. Le noyau change de niveau.

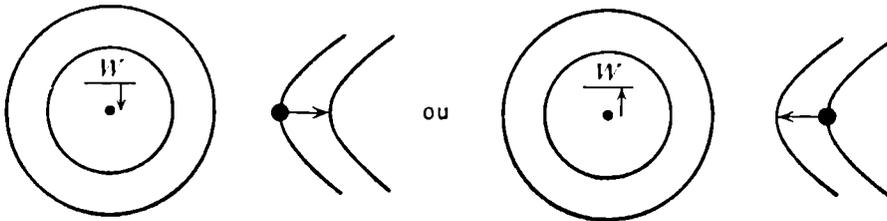


Fig. 12.

5° *Conversion interne.* — Le noyau passe sur un état moins excité. Un électron passe d'un niveau O à un niveau H.

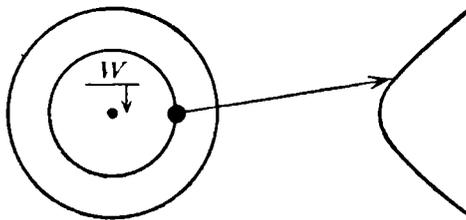


Fig. 13.

6° *Freinage électronique.* — Un électron passe d'un niveau H à un niveau O. Le noyau passe sur un état plus excité.

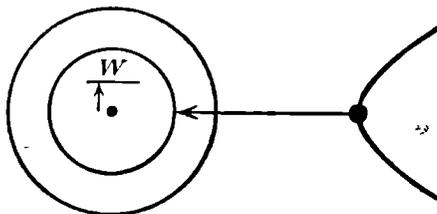


Fig. 14.

10° *Diffusion interne et inverse.* — Le noyau passe dans un état moins excité ou plus excité. Un électron passe sur un état virtuel, puis revient à son niveau de départ. Un photon est émis ou absorbé. Ce phénomène doit aider à l'absorption et à l'émission des photons par les noyaux.

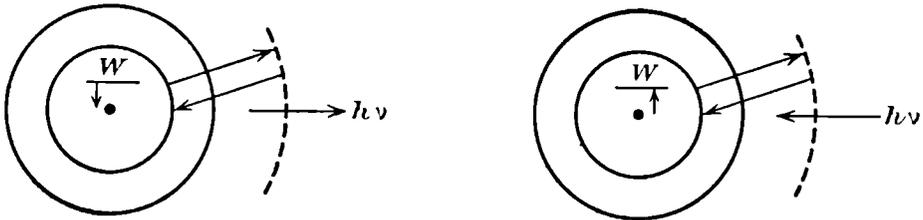


Fig. 15.

11° et 12° *Diffusion interne genre Raman et son inverse.* — Le noyau change d'état. Un électron change de niveau en passant par un état intermédiaire virtuel. Un photon est émis ou absorbé.

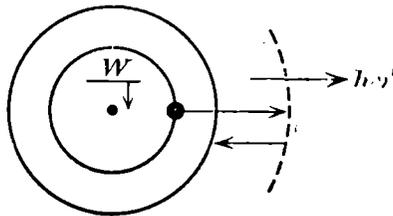


Fig. 16.

13° *Effet Compton interne.* — Le noyau perd de l'énergie. Un électron passe d'un niveau O à un niveau H par l'intermédiaire d'un niveau virtuel. Un photon est émis.

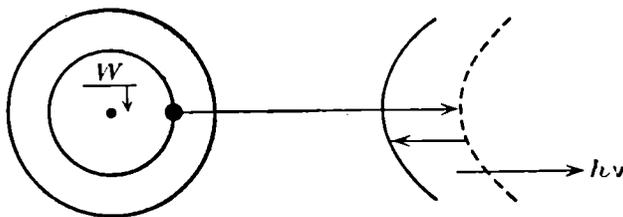


Fig. 17.

II. — *Phénomènes mettant en jeu une absorption ou une émission d'électron.*

17° *Capture e.* — Un électron du cortège est absorbé par le noyau, qui émet un neutrino.

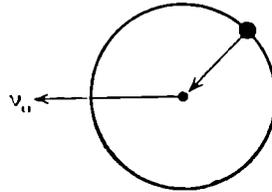


Fig. 18.

18° *Création e.* — Un électron est créé par le noyau au sein du cortège. Un neutrino est émis.

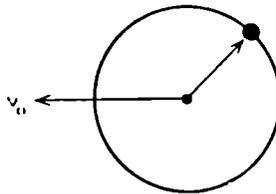


Fig. 19.

Tels sont quelques-uns des phénomènes dont on peut prévoir l'existence dans le schéma de correspondance que nous proposons. On pourrait en décrire un grand nombre, mais les exemples ici donnés mettent suffisamment en lumière l'esprit de la méthode.

Il est évident que le temps consacré à cette série d'exposés ne permettra pas de les étudier tous. D'ailleurs un certain nombre d'entre eux n'ont jamais fait l'objet d'études expérimentales ni même théoriques.

Seuls seront étudiés les mieux connus et les plus étudiés ; c'est-à-dire :

La conversion interne, qui ne peut se dissocier de l'émission γ , donc de l'étude de l'isométrie.

La capture d'électrons périphériques, ou capture e, et son inverse *la création e*, dont l'existence a été prévue théoriquement par R. Daudel, P. Benoist, R. Jacques et M. Jean [1], dont les caractéristiques essentielles ont été développées par R. Daudel, M. Jean et M. Lecoin [2] et dont M. Jean [3] a récemment complété l'étude, mais

dont l'observation expérimentale n'a pas encore été réalisée. La recherche de ce phénomène serait intéressante. Il doit, en effet, constituer le quatrième type de radioactivité naturelle et le cinquième type de radioactivité artificielle.

Notons enfin qu'on ne peut impunément perturber le cortège d'un atome sans perturber aussi la molécule à laquelle il appartient ; il a semblé nécessaire de parler des conséquences qui en résultent : l'étude de l'*effet Szilard et Chalmers* en donnera une idée.

CHAPITRE II

GÉNÉRALITÉ SUR LA THÉORIE DE L'INTERACTION NOYAU-CORTÈGE

On admet couramment que l'interaction entre le noyau et son cortège se fait par l'intermédiaire de deux types différents de messagers :

les photons, qui véhiculent l'interaction électromagnétique due aux propriétés électriques des noyaux (charge électrique, moment magnétique); les mésons, qui véhiculent l'interaction plus spécifiquement nucléaire.

Nous devons étudier successivement ces deux types d'interaction.

A. — L'INTERACTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

L'interaction électromagnétique entre le noyau et un électron du cortège peut être considérée comme le résultat d'un échange de deux types de photons entre le noyau et l'électron.

Louis de Broglie³ envisage, en effet, le photon comme un corpuscule doué d'une très faible masse au repos μ_0 et possédant un spin maximum $\frac{h}{2\pi}$ et pouvant, par conséquent, être dans trois états différents en ce qui concerne la composante de ce spin dans une direction

3. La nouvelle théorie de la lumière, Hermann, éditeur, Paris.

donnée : cette composante en effet peut être nulle, ou avoir l'une des deux valeurs $\pm \frac{h}{2\pi}$.

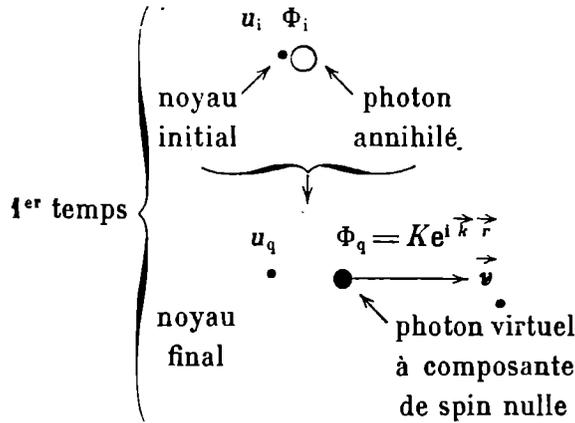
Dans le cas où la composante de spin est nulle, on peut symboliser le photon par le schéma suivant :

$$\frac{V \vec{A} \vec{E}}{\mu_0} \rightarrow v.$$

Il est, en effet, doué d'un potentiel scalaire V et le potentiel vecteur A ainsi que le champ électrique E sont collinéaires avec la vitesse \vec{v} .

Le photon, dans ce cas, ne transporte pas le champ magnétique. Il est surtout responsable de l'interaction coulombienne.

Celle-ci se produit en deux temps :

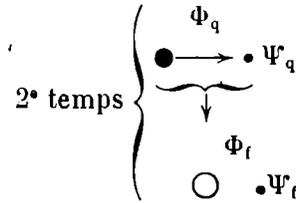


Louis de Broglie suppose que l'espace est plein de photons annihilés, décrits par des fonctions d'onde Φ_i , mais inobservables. Dans un premier temps, le noyau décrit par la fonction d'onde u_i pourra faire passer dans un état p non annihilé Φ_q un de ces photons. Le noyau perd alors une certaine quantité de mouvement, est décrit par u_q et communique cette quantité de mouvement au photon dont l'onde Φ_q peut se noter

$$\Phi_q = K e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}.$$

Dans un second temps le photon est absorbé par l'électron et redevient annihilé (fonction Φ_i). L'électron qui possédait d'abord la fonc-

tion d'onde Ψ_q devient alors Ψ_f :



Le résultat global de ce phénomène est le suivant :

Le noyau u_i est devenu u_q . L'électron Ψ_q est devenu Ψ_f . Autrement dit le noyau a changé d'état et a provoqué un changement d'état de l'électron. Le photon revenu dans l'état initial n'a servi que d'intermédiaire.

Louis de Broglie a montré que l'interaction ainsi transportée par les photons à composante de spin nulle, transporte l'interaction électrique coulombienne. Les photons à composante $\pm \frac{h}{2\pi}$ peuvent aussi passer du noyau à l'électron, ou vice-versa. Ils transportent l'interaction magnétique de Laplace.

La probabilité totale d'un phénomène de changement d'état analogue à celui que nous venons de décrire s'exprime à partir des opérateurs « énergie ». L'opérateur énergie associé au système noyau-photon s'écrit :

$$H = H_n + H_p + H_{np},$$

formule dans laquelle H_n est l'énergie du noyau, H_p celle du photon, H_{np} celle qui naît de l'interaction entre ces deux particules.

La quantité

$$H_{iq} = \int u_q^* \Phi_q^* H_{np} u_i \Phi_i d\tau$$

représente la tendance avec laquelle la transition $u_i \Phi_i \rightarrow u_q \Phi_q$ peut se réaliser.

L'énergie du système photon-électron s'écrit pareillement :

$$H_{pe} = H_p + H_e + H_{pe}$$

et la quantité :

$$H_{qf} = \int \Psi_f^* \Phi_f^* H_{pe} \Phi_q \Psi_q d\tau$$

exprime de même la tendance avec laquelle la transition peut se réaliser.

La probabilité du phénomène total s'écrit :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| \frac{H_{iq} H_{qf}}{E_i - E_q} \right|^2,$$

où E_i et E_q sont les énergies des états correspondants et où $\rho(E)$ dénombre les états finaux du système.

Cette forme rigoureuse conduit à des calculs assez longs et, usuellement, on écrit :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| \int u_q^* \Psi_f^* H_{ne} \Psi_i u_i d\tau \right|^2.$$

Cette façon d'agir revient à sous-entendre, sans l'explicitier, le rôle du photon : l'opérateur H_{ne} doit, en effet, être construit pour représenter l'interaction qui naît entre le noyau et l'électron sous l'influence de l'échange des photons précédemment décrit.

Quand on désire ne décrire que l'interaction coulombienne, on prend :

$$H_{ne} = e \cdot V,$$

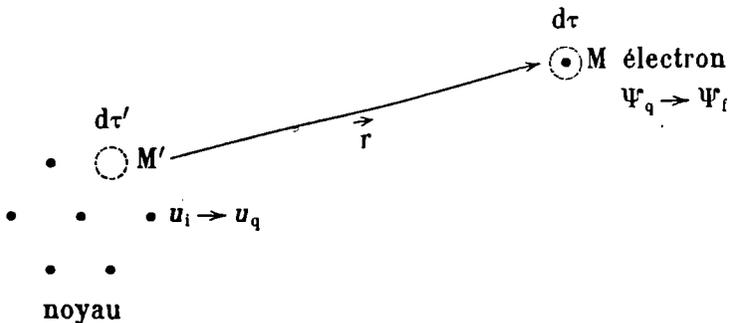
où e représente la charge de l'électron et où V représente le potentiel scalaire photonique créé par le noyau au cours de la transition

$$u_i \rightarrow u_q.$$

La probabilité devient :

$$(1) P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| \int_{\text{espace}} d\tau \Psi_f^*(Me) \Psi_i(M) \int_{\text{noyau}} e u_q(M') \frac{e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} u_i(M') d\tau' \right|^2$$

L'exponentielle $e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}$ peut être considérée comme une trace de l'existence du photon $\mathbf{K} e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}$ qui transmet l'interaction et $\frac{1}{r}$ représente la décroissance coulombienne de l'interaction en fonction de la distance :



En fait, dans la théorie de Louis de Broglie, l'interaction coulombienne n'est pas tout à fait en $\frac{1}{r}$, mais en

$$\frac{1}{r} e^{-\frac{2\pi}{\hbar} \mu_0 c r},$$

dans laquelle μ_0 est la masse du photon. Mais comme cette masse est très petite, l'exponentielle vaut sensiblement 1 et peut être négligée.

B. — L'INTERACTION MÉSIQUE

L'interaction par mésons est très analogue à l'interaction par photons, mais elle est plus complexe.

Tous les photons appartiennent à la même classe de particules, qu'on appelle vectorielle, car les grandeurs qui les caractérisent dérivent d'un vecteur. De plus, les photons ont une charge nulle et un spin unité et une très faible masse. Au contraire, les mésons semblent se diviser en 4 classes :

- la classe vectorielle;
- pseudovectorielle;
- scalaire;
- pseudoscalaire.

Ils peuvent posséder un spin entier ou nul, une charge nulle, positive ou négative, enfin différentes masses, assez élevées.

Le méson ne désigne pas une particule, mais tout un monde de particules différentes.

Si on prend le cas d'un méson vectoriel, on est conduit à un formalisme très voisin de celui du cas du photon.

Pour représenter ce qui correspond à l'interaction coulombienne, on pourra utiliser un opérateur d'interaction entre noyau et électron de la forme :

$$H_{ne} = g^0 \psi$$

g désignant la « charge mésique » de l'électron vis-à-vis des mésons, un peu comme e représente la « charge électrique » des électrons vis-à-vis des photons.

ψ représente le potentiel scalaire mésique créé par le noyau.

Ce potentiel conduit à écrire :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| \int_{\text{espace}} d\tau \Psi_r^*(M) g \Psi_q(M) \int_{\text{noyau}} g' u_q(M') \frac{e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} e^{-\frac{2\pi}{h} \mu cr} d\tau' \right|^2,$$

car cette fois, il n'est plus possible de négliger le terme $e^{-\frac{2\pi}{h} \mu cr}$ puisque la masse μ d'un méson n'est pas très petite.

On peut encore noter :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| \int_{\text{noyau}} d\tau' u_q^*(M') g' u_i(M') \int_{\text{espace}} \Psi_r^*(M) g \Psi_r^*(M) g \Psi_q(M) \frac{e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} e^{-\frac{2\pi}{h} \mu cr} d\tau \right|^2.$$

Comme la longueur d'onde de Ψ est grande devant celle du méson, qui est considéré, le plus souvent, comme beaucoup plus lourd que l'électron, on peut admettre que les Ψ sont constants dans la zone où l'exponentielle $e^{-\frac{2\pi}{h} \mu cr}$ n'est pas nulle, de sorte que :

$$\int \Psi g \Psi \frac{e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} e^{-\frac{2\pi}{h} \mu cr} d\tau' = a \Psi g \Psi,$$

a étant une constante.

Et la probabilité P devient :

$$(II) \quad P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| a \Psi g \Psi \int_{\text{noyau}} u g' u d\tau \right|^2.$$

Cette formule, qui représente la partie « coulombienne » du phénomène, représente donc « l'essentiel » de celui-ci. On peut montrer, et c'est là une remarque très importante, que l'on peut obtenir, à une constante près, des formules à peu près analogues avec toutes les autres classes de mésons dans le même cadre d'approximation.

Il pourra, cependant, en plus, subsister dans P des opérateurs α et α' permutant certains des indices des fonctions sur lesquelles ils opèrent :

$$(II') \quad P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| a \Psi g \alpha \Psi \int u g' \alpha' u d\tau \right|^2$$

représente donc, quel que soit le méson choisi pour transporter l'interaction, la *partie principale* du phénomène.

Dans le cas du méson vectoriel, $\alpha = 1$. En général, l'influence de l'opérateur α sur les Ψ n'est pas, en général, bien importante, de sorte que la plus grande partie des propriétés du phénomène subsiste, quelle que soit la classe de méson choisie : variation de P avec le numéro atomique du noyau, l'énergie de la transition, etc.

Cette remarque apporte un grand réconfort, car on connaît très mal la nature des mésons responsables de l'interaction, il est difficile de construire une théorie précise : on peut cependant être assuré qu'en prenant la plus simple des formules, c'est-à-dire la formule (II), on représentera correctement la partie principale du phénomène.

Quand nous parlons de partie principale, nous sommes un peu trop optimistes. En effet, si, par exemple, l'élément de matrice :

$$\int ug'ud\tau \quad \text{est nul,}$$

le terme calculé pour P est nul : il est alors nécessaire de recourir à une meilleure approximation pour évaluer P . On dit dans ce cas que la transition est interdite. Produite, en effet, par des interactions en première approximation négligeables, elle sera nécessairement d'un ordre de grandeur plus faible que si $\int ug'ud\tau$ n'est pas nul, auquel cas on parlera de transition permise.

En fait, rappelons qu'il faut en toute rigueur discuter sur la formule (II'). Autrement dit, si

$$\int ug'\alpha'ud\tau' \quad \text{n'est pas nul,}$$

la transition est permise ;

si

$$\int ug'\alpha'ud\tau \quad \text{est nul,}$$

la transition est interdite.

On voit que la notion d'interdiction va dépendre du type de méson utilisé, puisque la nullité de l'intégrale en question va dépendre de l'opérateur α .

A fortiori, tous les calculs de détails vont dépendre de ce choix et

de nombreux auteurs ont discuté et vanté les mérites de tel ou tel opérateur α .

En fait, ces discussions risquent fort d'être sans issue. Il est vraisemblable que tous les types de mésons agissent simultanément, avec des importances variables sans doute, de sorte que tous les types d'opérateurs doivent intervenir simultanément, ce qui ne conduit pas à une simplification des choses.

La conclusion nous paraît être la suivante. Tandis que les faits essentiels gouvernant la phénoménologie des transitions permises peuvent être établies avec une sécurité assez bonne, particulièrement dans la mesure où ils ont surtout pour cause les propriétés des électrons; les faits concernant les transitions interdites et, en particulier, l'analyse précise des cas particuliers ne peut être que très décevante dans l'état actuel de la théorie.

La théorie actuelle permet d'analyser les grandes lignes de la physiologie générale des phénomènes d'interaction cortège-noyau. Il faut parfaire cette théorie avant de pouvoir en tirer d'utiles enseignements sur tout point de détail.

A titre d'exemple, nous montrerons comment, par des calculs très simples, on peut, sans hypothèses précises, obtenir d'importantes conclusions.

CHAPITRE III

CARACTÉRISTIQUES ESSENTIELLES DE LA CAPTURE D'ÉLECTRONS PÉRIPHÉRIQUES PAR LE NOYAU

Puisque nous venons de parler des interactions mésiques, nous donnerons un exemple où cette interaction est responsable du phénomène. Il s'agit de la capture K et des captures analogues, L, M, N, etc., que nous groupons sous le nom de captures.

Pour l'étude des transitions permises, nous utilisons la formule (II) :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| a \Psi_{\text{final}}^* g \Psi_{\text{initial}} \int u_{\text{final}}^* g' u_{\text{initial}} d\tau \right|^2.$$

Ici, il faut encore tenir compte du fait qu'après capture de l'électron il y a émission d'un neutrino. Autrement dit, si les [u initial] et [u final] décrivent bien le noyau, l'onde [Ψ initiale] doit être identifiée à celle [Ψ niveau] qui décrit l'électron sur son orbite, avant la capture (multipliée par l'onde d'un neutrino annihilé que nous négligeons) et l'onde [Ψ final] doit être identifiée à celle Φ qui décrit le neutrino émis (multipliée par l'onde de l'électron annihilé que nous négligeons).

On en tire :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| a \Phi^* g \Psi_{\text{niveau}} \int u_i^* g' u_i d\tau \right|^2.$$

Pour plus de simplicité, nous poserons⁴ :

$$G = \int u_i^* g u_i d\tau.$$

La quantité ρ de la formule fondamentale dénombre les états finaux possibles ; plus précisément, c'est la densité énergétique des états finaux. Si nous prenons le cas où le noyau aboutit à un état final unique (ce qui est général), on voit que le nombre des états finaux égale le nombre des états du neutrino éjecté.

Soit m_0 la masse de l'électron et ϵ l'énergie du niveau considéré. L'énergie que l'électron apporte au noyau est $\epsilon + m_0 c^2$. Soit $\Delta\omega$ la différence d'énergie entre le noyau initial et le noyau final, le neutrino devra emporter une énergie :

$$E = \Delta\omega + \epsilon + m_0 c^2$$

parfaitement définie.

La quantité de mouvement p entraînée par le neutrino est alors fixée et l'état de celui-ci ne dépend plus que de la direction de sa vitesse.

Pour dénombrer les états possibles, on utilise le raisonnement suivant :

Plaçons-nous dans l'espace des p et évaluons le nombre des états relatifs à des neutrinos de quantité de mouvement comprise entre p et $p + dp$.

4. La question est alors développée selon la présentation de R. Daudel, R. Jacques, M. Jean, J. Ratier et P. Benoist. *J. Physique*, 8, p. 257 (1947).

L'espace sphérique compris entre la sphère de rayon p et celle de rayon $p + dp$ est

$$4\pi p^2 dp.$$

Elle renferme

$$\frac{4\pi p^2 dp}{h^3}$$

cases quantiques de volume h^3 .

Comme le spin peut prendre deux valeurs différentes, il y a

$$\frac{8\pi p^2 dp}{h^3}$$

états possibles.

Si l'on néglige la masse du neutrino, on a :

$$p = \frac{E}{c}, \quad dp = \frac{dE}{c},$$

en sorte que le nombre des états s'écrit :

$$\frac{8\pi E^2 dE}{h^3 c^3}$$

et la densité cherchée

$$\rho = \frac{8\pi E^2}{h^3 c^3}.$$

En rassemblant ces résultats et en groupant dans le terme K toutes les constantes y compris le module de l'onde plane Φ qui décrit le neutrino, on obtient pour la probabilité de capture θ la valeur :

$$\begin{aligned} P &= KE^2 |\Psi_{\text{niveau}}|^2_{\text{noyau}} G^2, \\ &= K[\Delta\omega + \epsilon + mc^2]^2 |\Psi_{\text{niveau}}|^2_{\text{noyau}} G^2. \end{aligned}$$

Comme généralement ϵ est petit devant $\Delta\omega + mc^2$, on peut, à partir de cette formule, énoncer la première loi de la capture θ . *La probabilité de capture θ est à peu près proportionnelle au carré de l'énergie de la transition nucléaire, augmentée de l'énergie au repos de l'électron.*

La forme de Ψ_{niveau} dépend évidemment du niveau considéré. Si l'on utilise la mécanique ondulatoire non relativiste, on trouve que les parties radiales des fonctions Ψ et, par conséquent, les valeurs de ψ^2_{noyau} sont les suivantes, en admettant que dans le noyau le rayon

vecteur peut être pris égal à zéro :

$$\begin{array}{lll}
 n = 1 \text{ (niveau K)} & \Psi^r & |\Psi^r_{\text{niveau}}|^2_{\text{noyau}} \\
 l = 0 & \rightarrow \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} 2e^{-\frac{\rho}{2}} & \rightarrow 4\left(\frac{Z}{a_0}\right)^3 \\
 n = 2 \text{ (niveau L)} & \bullet & \cdot \\
 l = 0 & \rightarrow \frac{\left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}}}{2\sqrt{2}} (2 - \rho)e^{-\frac{\rho}{2}} & \rightarrow 4\left(\frac{Z}{a_0}\right)^3 \frac{1}{8} \\
 l = 1 & \rightarrow \frac{\left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}}}{2\sqrt{6}} \rho e^{-\frac{\rho}{2}} & \rightarrow 0 \\
 n = 3 \text{ (niveau M)} & & \\
 l = 0 & \rightarrow \frac{\left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}}}{9\sqrt{3}} (6 - 6\rho + \rho^2)e^{-\frac{\rho}{2}} & \rightarrow 4\left(\frac{Z}{a_0}\right)^3 \frac{1}{27}
 \end{array}$$

avec $\rho = \frac{2Z}{na_0} r$; Z , numéro atomique effectif;

$$a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}; \quad r, \text{ rayon polaire.}$$

Pour la couche K, on voit que Ψ^2_{noyau} varie comme Z^3 . *La probabilité de capture K varie sensiblement comme le cube du numéro atomique de l'atome.* En fait, comme nous l'avons dit, Z est le numéro atomique effectif du noyau vu de la couche étudiée, c'est-à-dire la charge apparente en unités e de ce noyau vu de la couche considérée et compte tenu de l'effet d'écran.

Peu importante pour la couche K, cette correction le devient pour les autres couches.

On voit encore, pour un état donné, qu'en passant d'une couche donnée à une couche de nombre quantique plus élevé, la probabilité de capture diminue.

Dans une même couche, la probabilité diminue lorsque croît le nombre caractérisant l'état. Les états s sont très favorisés par rapport aux états p.

CHAPITRE IV

**CARACTÉRISTIQUES ESSENTIELLES
DE LA CRÉATION $\bar{\nu}$**

La création $\bar{\nu}$ est le phénomène inverse de la capture ν . Son existence n'a pas encore été prouvée expérimentalement. L'étude théorique de ce phénomène, entreprise récemment⁵, peut être calquée sur celle de la capture ν .

Dans l'état initial, le noyau peut être décrit par une fonction U_m . Puis ce noyau devient U_n en éjectant :

1° Un électron qui devient périphérique et que l'on peut décrire par la fonction Ψ_{niveau} qui dépend du niveau sur lequel l'électron vient se placer ;

2° Un neutrino, que l'on peut décrire par la fonction Φ .

De sorte que, avec les approximations faites récemment, la probabilité de transition s'écrit :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| a \Phi^* g \Psi_{\text{niveau}}^* \int u_i^* g' u_i d\tau \right|^2.$$

La densité ρ est ici, comme dans le cas de la capture, proportionnelle au carré de l'énergie emportée par le neutrino, soit, avec les mêmes notations :

$$E = \Delta\omega - \varepsilon - m_0c^2.$$

La probabilité de création $\bar{\nu}$ s'écrit donc :

$$P = K |\Delta\omega - \varepsilon - m_0c^2|^2 |\Psi_{\text{niveau}}|^2_{\text{noyau}} G^2.$$

Comme généralement ε est petit devant $\Delta\omega + mc^2$, on peut, à partir de cette formule, énoncer la première loi de création $\bar{\nu}$: *La probabilité de création $\bar{\nu}$ est à peu près proportionnelle au carré de l'énergie de la transition nucléaire diminuée de l'énergie au repos de l'électron.*

⁵ R. Daudel, P. Benoist, R. Jacques et M. Jean. *C. R.*, **224**, p. 1427 (1947).
R. Daudel, M. Jean et M. Lecoïn. *C. R.*, **225**, p. 290 (1947) et *J. de Physique*, **8**, p. 238 (1947).
M. Jean. *C. R.* (sous presse).

En procédant comme nous l'avons fait dans le cas de la capture ϵ , on montre aisément les autres lois approximatives suivantes :

La probabilité de création K varie comme le cube du numéro atomique de l'atome.

Pour un état donné, quand on passe d'une couche donnée à une couche de nombre quantique plus élevé, la probabilité de création diminue.

Dans une même couche, la probabilité diminue lorsque croît le nombre caractérisant l'état.

CHAPITRE V

INFLUENCE DE L'IONISATION DES ATOMES SUR LES PÉRIODES RADIOACTIVES

Il est usuel de dire que les périodes radioactives sont des constantes absolument spécifiques des noyaux des atomes et qu'aucun effet extérieur ne peut les perturber.

Cette façon de voir est trop exclusive et souffre théoriquement des exceptions, particulièrement importantes dans le cas des types de radioactivité qui mettent en jeu l'interaction cortège-noyau ⁶.

Il devient quasi évident a priori que dans ce cas toute perturbation apportée au cortège doit se répercuter sur le noyau et, en particulier, les périodes radioactives envisagées doivent dépendre de la nature chimique de la molécule dans laquelle l'atome est engagé.

On peut montrer ces faits dans le cas de la conversion interne, de la capture ϵ et de la création ϵ , à titre d'exemple.

La probabilité P de désintégration d'un noyau par conversion interne est la somme des probabilités de conversion K , L , M , etc. :

$$P = P_K + P_L + P_M.$$

Dans ces conditions, si on ionise l'atome en enlevant, par exemple, les électrons M , la probabilité totale P diminue et devient :

$$P' = P_K + P_L.$$

6. R. Daudel, *Revue Scientifique*, **85**, p. 162 (1947); E. Segré, *Physical Review*, **71**, p. 274 (1947).

La durée de l'isomère augmente donc si l'on provoque cette ionisation.

Le seul fait de passer, par exemple, d'une molécule AB à une molécule AC, où B et C ont des électronégativités différentes, suffit à créer une différence dans la vie de l'isomère nucléaire A. Si, en effet, B est beaucoup moins électronégatif que C, l'atome A sera plus riche en électrons dans AB que dans AC. La vie du noyau de A sera donc plus grande dans le cas où A formera la molécule AC que dans le cas où il formera la molécule AB.

Que se passerait-il si on retirait tous les électrons de l'atome A ? La conversion deviendrait nulle. Est-ce à dire que l'isomère A deviendrait stable ? En fait, on observerait une augmentation de sa durée de vie d'autant plus considérable que le rayonnement γ serait plus converti.

On admet, en effet, que la probabilité totale P de désintégration d'un noyau tel que A est la somme de la probabilité d'émission d'un photon P_{ph} et de celle d'émission d'un électron P_e :

$$P = P_{ph} + P_e.$$

Si on enlève les électrons, il reste :

$$P = P_{ph},$$

le noyau n'est donc pas rendu stable, mais seulement moins fortement radioactif.

Il est important de faire observer que tous ces raisonnements ne sont valables que dans la mesure où l'on admet que l'isomère se désintègre par deux voies différentes : la voie photon et la voie électron.

Si on admettait, en effet, que le photon est toujours rayonné, mais que dans une partie des cas il est converti en électron avant de sortir de l'atome par choc contre un électron du cortège, par effet photo-électrique interne, le retrait des électrons K n'influencerait en rien

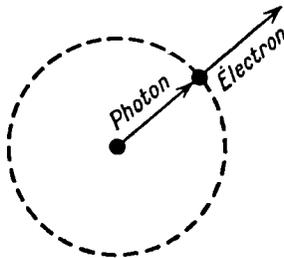


Fig. 20.

la période de désintégration du noyau, mais diminuerait seulement la probabilité de rencontre entre le photon émis et un électron, donc le rapport de conversion.

En fait, on admet actuellement qu'il n'y a pas à vrai dire conversion interne du photon. On admet que le photon dispose de deux méthodes tout à fait indépendantes pour abandonner son excès d'énergie — soit de la libérer sous forme d'un photon rayonné, qui a peu de chances de produire un effet photoélectrique interne, soit de communiquer directement cet excès d'énergie à un électron du cortège, qui en profite pour s'évader de l'atome. Bien sûr, c'est le champ électromagnétique qui sert à cette transmission d'énergie entre le noyau et l'électron et, par conséquent, en théorie Louis de Broglie, ce sont, en fin de compte, des photons, mais des photons virtuels et, par conséquent, d'essence bien différente de celle des photons rayonnés.

Puisque la modification de la période des isomères nucléaires sous l'influence de l'ionisation des atomes n'est évidente que dans la mesure où l'on accepte cette nouvelle hypothèse, l'étude expérimentale du phénomène, qui n'a pas encore été abordée à notre connaissance, apporterait une raison directe de choisir entre ces deux hypothèses.

Dans le cas de la capture θ , l'effet se présente d'une façon encore plus certaine. La probabilité totale de désintégration totale par capture θ est similairement :

$$P = P_K + P_L + P_M.$$

Si on retire les électrons L et M, par exemple, on obtient :

$$P = P_K$$

et la vie du noyau est augmentée.

Des expériences ont été tentées⁷ pour mettre en évidence ce phénomène. Les premiers résultats, insuffisamment précis pour permettre une conclusion définitive, donnent une indication en faveur de l'existence de cet effet.

Qu'advient-il dans le cas de la capture θ si on enlève tous les électrons de l'atome ? On interdit absolument la possibilité de réalisation

7. R. Bouchez, R. Daudel, P. Daudel et R. Muxart. *J. de Physique*, ..., p. 336 (1948).

du phénomène. Si le noyau n'était capable de se désintégrer que par capture K, il deviendrait stable.

C'est un exemple où une forte ionisation peut faire disparaître complètement la radioactivité d'un noyau.

La création θ obéit à des lois inverses.

Si les P désignent cette fois les probabilités de création, on a toujours :

$$P = P_K + P_L + P_M,$$

mais la création M n'est possible que dans la mesure où il y a de la place sur le niveau M.

On voit, par conséquent, que cette fois l'ionisation va favoriser la désintégration. Celle-ci va diminuer la période du noyau. Ainsi la période de création θ de l'hydrogène atomique doit être plus courte que celle de l'hydrogène moléculaire.

Que va-t-il se passer si l'on retire tous les électrons ? On diminuera dans des proportions très fortes la période de création θ .

Remarquons, à ce propos, qu'il existe des noyaux qui doivent ne pouvoir se désintégrer que par création θ . Des conditions énergétiques sont telles qu'il est possible d'envisager la possibilité pour un noyau de ne pouvoir se désintégrer que par création K par exemple. Si la couche K est occupée, la désintégration devient impossible. Le noyau reste stable. Si on enlève les électrons K, la radioactivité apparaît.

On voit donc que, dans ce cas, l'ionisation d'un atome peut rendre radioactif un noyau qui reste stable en présence de son cortège.

CONCLUSION

Ainsi quelques minutes de réflexion sur les radioactivités qui font intervenir l'interaction noyau-cortège nous ont conduits à reviser cette idée, qui attribue aux périodes radioactives un caractère de haute spécificité nucléaire.

De simples transformations chimiques doivent pouvoir augmenter ou diminuer certaines périodes des radioéléments.

Une ionisation profonde pourrait aller jusqu'à rendre stables des noyaux normalement radioactifs et rendre radioactifs des noyaux ordinairement stables.

La conclusion de cet exposé peut être qu'en dehors des vastes travaux auxquels tant de chercheurs pensent et qui restent à accomplir pour parfaire la théorie des interactions nucléaires, celle-ci ouvre actuellement deux domaines plus modestes, mais à peu près entièrement vierges : *la recherche d'un phénomène nouveau*, le cinquième type de radioactivité que représente *la création Θ* , d'une part, et d'autre part, *la mise en évidence de la variation des périodes radioactives sous l'influence de l'ionisation ou d'effets similaires* (changements de la nature chimique de la molécule dans laquelle se trouve l'atome radioactif, action de champs sur le cortège électronique ou autre perturbation de celui-ci).

Ce type d'étude

1° *menée dans le cas de la conversion interne pourrait permettre de choisir entre les deux mécanismes qui ont été proposés pour celle-ci et vraisemblablement confirmer directement le second : existence de deux « voies indépendantes » : la « voie électron » et la « voie photon » ;*

2° *menée dans le cas de la capture Θ , pourrait prouver l'existence de types de capture autres que la capture K ;*

3° *dans le cas de l'émission β , pourrait prouver l'existence de la création Θ .*

BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. R., **224**, p. 1427 (1947).
- [2] C. R., **225**, p. 290 (1947).
- J. de Physique*, **8**, p. 238 (1947).
- [3] C. R. (sous presse).

ISOMÉRIE NUCLÉAIRE

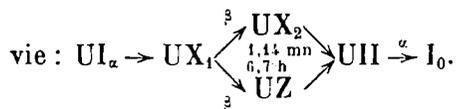
par Paul CHANSON

Maitre de conférences à l'École Polytechnique

INTRODUCTION

Le premier cas d'isométrie nucléaire est apparu en 1921, lorsque le chimiste Hahn fut conduit à attribuer au produit de désintégration de l'uranium UX₁ par le processus β , non pas un dérivé unique, mais deux substances de périodes différentes, l'une UX₂ de période 1,14 minutes, l'autre UZ de période 6,7 heures.

Ces deux substances, toutes deux radioactives β , se désintègrent en un produit commun, l'uranium UII, qui est un émetteur α à longue



Nous nous trouvons donc en présence pour la première fois de deux corps radioactifs (UX₂ et UZ) de même numéro atomique ($Z = 91$) et de même nombre de masse $A = 234$, et de périodes différentes. Ces deux éléments, qui ne diffèrent ni par leur nombre de protons, ni par leur nombre de neutrons, mais par l'arrangement de ces particules à l'intérieur du noyau, sont donc très analogues aux molécules de la chimie formées des mêmes atomes, mais présentant des structures internes distinctes. De telles molécules sont appelées isomères et une dénomination semblable sera appliquée aux noyaux du type que nous venons de rencontrer.

Ce premier cas remarquable d'isométrie resta longtemps le seul de son espèce et en réalité attira peu l'attention des physiciens. Il faut en effet attendre 1937 et le développement considérable de la physique nucléaire dû aux transmutations par neutrons pour arriver à un

nouveau cas d'isométrie, découvert sur le brome de la manière suivante :

Le brome possède deux isotopes stables, à peu près également abondants, de masses 79 et 81. Or par adjonction d'un neutron au brome on produit trois éléments radioactifs artificiels, de périodes 18 mn, 4,5 h, 34 h (Fermi). A priori on devrait obtenir un brome 80 et un brome 82, tous les deux radioactifs et de périodes déterminées.

Comme il apparaissait bien improbable d'admettre l'existence d'un isotope stable non encore découvert, et comme son existence aurait été de plus en contradiction avec les règles connues concernant la présence des isotopes stables, il fallut bien admettre, non sans réticences, que la 3^e période observée devait être attribuée à un isomère du brome 80 ou 82. Peu après, cette hypothèse reçut une confirmation plus solide lorsque Bothe et Gentner réussirent à attribuer les trois périodes à des isotopes bien déterminés du brome.

Ces expérimentateurs utilisaient pour la première fois les rayons γ de grande énergie qui apparaissent dans la réaction Proton + Lithium.

Ces γ de 17 MeV sont capables de produire une réaction du type (γ , n), où un neutron est expulsé par effet photoélectrique. Cette fois, on doit obtenir les deux isotopes 78 et 80 — et on trouve trois périodes 6 mn, 18 mn, 4,5 h. Deux de ces périodes, 18 mn et 4,5 h, sont semblables à celles obtenues par Fermi dans l'expérience précédente. Un résultat semblable fut obtenu par Heyn avec les neutrons rapides, par la réaction n, 2n, qui conduit elle aussi aux isotopes 78 et 80:

Il en résulte que c'est l'élément 80 commun aux deux types de réaction qui est responsable des deux périodes 18 minutes et 4,5 heures.

C'est enfin Fleischmann [1] qui d'une manière toute différente apporta la preuve directe que ces deux périodes appartiennent au même noyau, et non à un troisième isotope rare et jusqu'ici inaperçu : il détermina les énergies de résonance pour des neutrons lents, l'apparition du brome 18 minutes à $52 \text{ eV} \pm 3 \text{ eV}$ et du brome 4,5 h à $53 \text{ eV} \pm 3 \text{ eV}$, ce qui montra que les deux périodes apparaissent par capture sur le même noyau. Une coïncidence de même énergie de résonance sur deux noyaux différents était très improbable.

On rappelle que, pour effectuer une telle mesure, on ralentit d'abord les neutrons par la paraffine et on élimine ensuite les neutrons thermiques avec un filtre de cadmium. Dans la bande d'énergie disponible au delà de 1/2 volt les neutrons de vitesses différentes sont absorbés

de manières différentes par une couche de bore, le coefficient d'absorption étant proportionnel à $1/v$.

On relie les coefficients d'absorption μ_{th} des neutrons thermiques et $\mu_{rés}$ des neutrons de résonance aux énergies correspondantes E_{th} et $E_{rés}$ par la formule $\mu_{th}/\mu_{rés} = \sqrt{E_{rés}/E_{th}}$, où on a : $E_{th} \neq kT$.

Voici donc établi de manière certaine que les noyaux isomères du brome 80 ne se distinguent qu'après formation du noyau « compound » et peuvent être considérés comme deux états intermédiaires d'excitations différentes avant le retour à l'état stable. Nous discuterons plus loin quelle peut être la nature de ces divers états quantiques et quelles règles de transition doivent présider au passage d'un état à un autre.

Mais auparavant, il importe d'étudier plus en détail quelles sont les diverses méthodes d'obtention des isomères et quelles techniques particulières il faut appliquer dans chaque cas. Ensuite nous dresserons un tableau aussi systématique que possible des cas d'isomérisation connus. Nous verrons alors quelques règles empiriques suggérées par l'étude de ce tableau.

Nous donnerons enfin une étude sommaire des tentatives d'explication théorique actuellement en faveur, et quelques indications succinctes sur l'importance de la conversion interne dans l'étude expérimentale de l'isomérisation, renvoyant pour une documentation plus détaillée au travail de Mr Surugue dans cette même série d'exposés.

CLASSIFICATION DES CAS D'ISOMÉRIE

Les cas d'isomérisation actuellement connus ne sont pas toujours parfaitement déterminés et les tables publiées à ce sujet offrent un grand nombre de discordances. Nous donnons en annexe un tableau d'ensemble avec les références. Il se trouve en effet que, à partir des données expérimentales qui sont des périodes de rayonnement β ou γ , des raies X et des raies électroniques émises au cours de la transformation, il faut remonter à un schéma explicatif. Nous allons faire précisément notre classement à partir de ces schémas qui seront un guide commode, mais cela ne doit pas faire oublier toute la difficulté qu'il y a à les établir, ni le caractère incertain qui s'y attache parfois.

A. *Le noyau est stable dans son niveau fondamental.*

Dans ce cas, qui est le plus simple, un noyau stable peut exister sous une forme excitée et revenir à son niveau primitif avec émission d'un rayonnement γ selon une période variant de quelques secondes à 2 jours. L'énergie d'un rayonnement γ émis, qui n'est autre que le niveau d'excitation, varie de 19 à 390 kiloélectronvolts.

Le schéma d'émission est simplement le suivant (*fig. 1*):

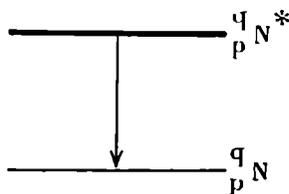


Fig. 1.

Les isomères de noyaux stables considérés comme sûrs sont les suivants :

	${}^{83}_{36}\text{K}_1$	${}^{87}_{38}\text{S}_2$	${}^{93}_{41}\text{Nb}$	${}^{103}_{45}\text{Rh}$	${}^{107}_{47}\text{Ag}$	${}^{109}_{47}\text{Ag}$	${}^{111}_{48}\text{Cd}$	${}^{113}_{49}\text{In}$	${}^{115}_{49}\text{In}$	${}^{133}_{56}\text{Ba}$	${}^{197}_{79}\text{Au}$
Spin. s.	9/2	9/2	9/2		1/2	1/2	1/2	9/2	9/2	?	3/2
Périodes..	113 mn	2,7 h	36 j	53 mn	49 sec	40,5 sec	48 mn	105 mn	4,5 h	36,8 h	7,5 sec
Niveau keV. s.	46 29	386		49	93	87	190	390	340	30	280

Nous devons noter que l'isomère du niobium ne figure pas sur la table de Segré.

Le ${}^{133}_{56}\text{Ba}$ est peut-être émetteur β^+ 14,2 jours. Mattauch indique ${}^{134}_{56}\text{Ba}$ avec un γ de 39,5 h. Il n'est marqué ni stable, ni radioactif.

Tous ces isomères ont un A impair, ce qui entraîne un spin impair.

Tous les spins connus sont $\frac{1}{2}$ ou $9/2$, sauf l'or qui a un spin $3/2$, ce qui est lié, comme nous le verrons, à une théorie de la transition de spin $9/2 \rightarrow \frac{1}{2}$ ou inversement.

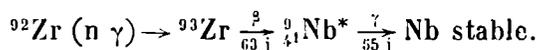
Les périodes sont courtes et varient de 7 secondes à 36 heures.

Enfin il est remarquable que sauf l'or tous ces corps stables ayant un isomère, ont un Z situé au milieu de la table, entre 36 et 56.

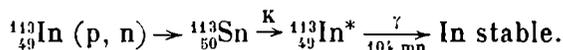
Les niveaux d'excitation varient de 19 à 390 kilovolts.

Nous devons nous demander maintenant par quel procédé on peut obtenir ces isomères des noyaux stables. On distinguera quatre procédés généraux :

a) L'isomère radioactif résulte d'une désintégration β . Par exemple



b) Par réaction (p, n) sur le noyau stable, suivie d'une capture K :



C'est également le cas du strontium et de l'argent.

c) Par réaction (p, n) sur le noyau $Z - 1$:



d) Par simple excitation (choc élastique) :

$${}^{115}_{49}\text{In} + (\gamma\gamma) > 1,13 \text{ MeV} \quad \text{ou} \quad (p, p) > 5,8 \text{ MeV}$$

$$\text{ou} \quad (\alpha\alpha) > 16 \text{ MeV} \rightarrow {}^{115}_{49}\text{In}^* \xrightarrow[272 \text{ mn}]{\gamma} \text{In stable.}$$

En général, plusieurs réactions sont possibles et c'est cela qui permet, par le recoupement des filiations, d'affirmer quelle est la véritable nature du produit excité. On est en effet presque toujours obligé d'irradier un mélange d'isotopes et il est souvent difficile de choisir entre plusieurs interprétations.

ISOMÉRIE DES NOYAUX RADIOACTIFS

L'isométrie des noyaux radioactifs pose des problèmes beaucoup plus difficiles que l'isométrie des noyaux dont l'état fondamental est stable.

Il faut en effet distinguer plusieurs cas :

a) Les deux isomères sont radioactifs β^- ou β^+ .

b) Un isomère est radioactif β^+ ou β^- , l'autre est radioactif γ .

c) Un isomère est radioactif γ , l'autre subit la capture K.

A. *Les deux isomères sont radioactifs* β^- ou β^+ .

α) Dans ce cas le schéma de transition est le suivant (*fig. 2*).

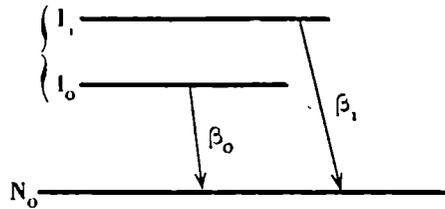
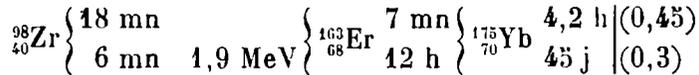


Fig. 2.

Les deux isomères I_1 et I_0 émettent des électrons de périodes et d'énergies différentes et évoluent vers un même noyau N_0 dans l'état fondamental.

C'est le cas des noyaux suivants :



mais aucun de ces cas n'est d'attribution absolument certaine.

β) En général la transition a lieu des niveaux I_0 et I_1 vers des niveaux N_1 excités du noyau N , le retour à l'état N_0 se fait ensuite par des transitions γ .

On obtient alors le schéma suivant (*fig. 3 a*) :

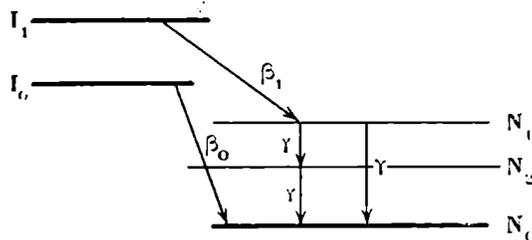


Fig. 3 a.

La transition du niveau excité I_1 se fait sur un niveau excité N_1 par émission β et il y a ensuite retour à l'état normal par une ou plusieurs transitions γ . C'est le cas de l'indium 116 qui correspond au schéma

suisant (*fig. 3 b*):

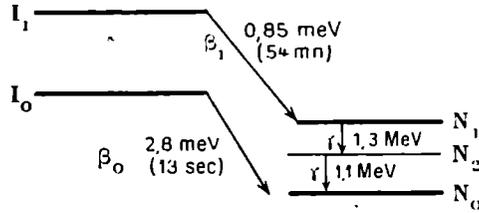


Fig. 3 b.

Il y a même souvent possibilité de transitions intermédiaires différentes entre les niveaux N_0 et N_1 .

Il est même possible d'obtenir des transitions telles que I_0, N_0 n'ait pas lieu non plus directement, mais par l'intermédiaire d'un niveau intermédiaire, selon le schéma suivant (*fig. 3 c*):

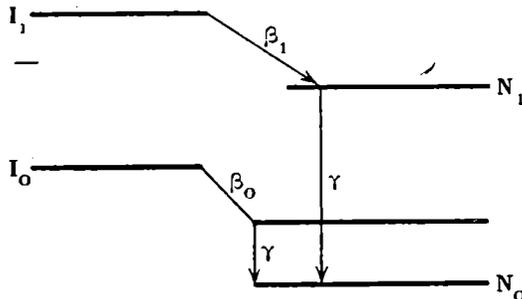
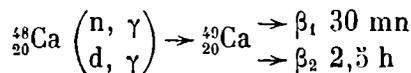


Fig. 3 c.

On trouve un grand nombre de ces divers cas d'espèces. Mais l'attribution rigoureuse des niveaux n'est pas toujours très sûre.

L'analyse des résultats expérimentaux montre que tous ces isomères sont détenus par réaction (n, γ) et parfois (d, γ) . Par exemple, le calcium (20,48) donne :



Il y a environ une douzaine de cas connus d'isomérisie de ce type.

B. *Un isomère est radioactif β^+ ou β^- , l'autre est radioactif γ .*

Le noyau I excité en I_1 retourne à son état fondamental par une transition γ (fig. 4 a). Ensuite la radioactivité β suit son cours

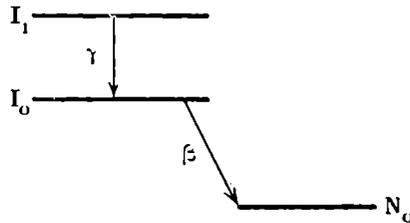


Fig. 4 a.

normal. C'est Pontecorvo qui en 1938 proposa le premier ce schéma. On expliqua ainsi la contradiction apparente de deux spectres β identiques, mais de périodes différentes. Par exemple dans le cas du brome 80 le rayonnement γ a une période de 4,5 heures et le rayonnement β une période de 18 minutes (fig. 4 b). Mais, en réalité, lorsque

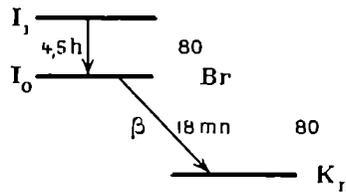


Fig. 4 b.

l'état formé directement (18 minutes) est éliminé, il subsiste un équilibre radioactif entre les deux isomères et on observe la période de la substance à longue vie, de 4,5 heures. Ce schéma lui-même peut d'ailleurs être encore plus compliqué, car il peut y avoir plusieurs transitions possibles entre les niveaux I_1 et I_0 (fig. 4 c).

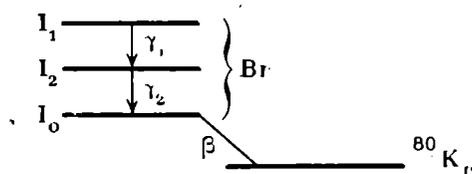


Fig. 4 c.

Il semble bien par exemple que dans le cas du brome déjà cité, il y ait deux transitions γ successives selon le schéma suivant :

- γ_1 : 49 keV octopolaire magnétique.
- γ_2 : 37 keV dipolaire magnétique.

Ces cas d'isométrie avec transition γ sont les plus fréquents. On en compte environ une trentaine à l'heure actuelle. Cette transition peut encore être suivie de deux transitions β différentes, comme dans le cas de l'étain 122, ce qui fait apparaître une isométrie du Te^{122} (fig. 4 d).

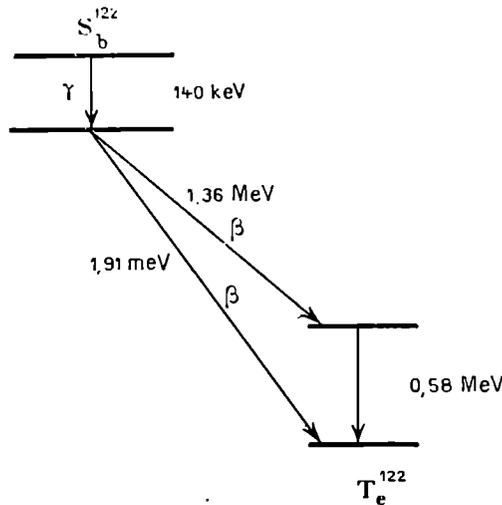
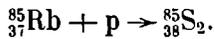


Fig. 4 d.

C. Un isomère est radioactif γ , l'autre subit la capture K.

C'est le cas du $^{85}_{39}\text{Sr}$ obtenu en irradiant le rubidium :



On obtient une période 70 minutes, correspondant à une transition γ et une période 66 jours, qui correspond à une capture K de retour au rubidium (fig. 5).

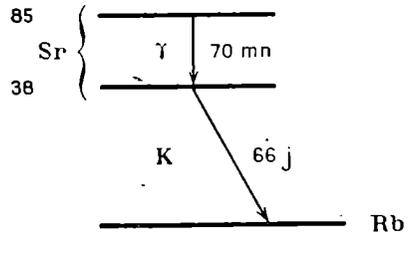


Fig. 5.

On ne connaît actuellement que 5 ou 6 cas à peu près sûrs de ce processus.

REMARQUES GÉNÉRALES SUR LES CAS D'ISOMÉRIE

L'examen de l'ensemble des cas d'isomérisation a permis à Mattauch d'énoncer deux règles empiriques.

1° Un noyau pair-pair n'a jamais d'isomères. Les éléments $^{134}_{52}\text{Ba}$, $^{208}_{82}\text{Pb}$ qui sembleraient faire exception à cette règle ne sont pas confirmés dans les tables modernes.

2° Tous les noyaux stables dont l'état fondamental possède un spin $9/2$ présentent le phénomène d'isomérisation.

Il faut ajouter qu'inversement il y a des noyaux de spin $\frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$ présentant le phénomène d'isomérisation. Nous reviendrons sur cette remarque à propos de l'interprétation des spins et de l'isomérisation dans le cadre de la théorie de von Weizsäcker.

En ce qui concerne la première règle de Mattauch, on peut remarquer que Feather et Bretscher [2] ont constaté que pour les éléments radioactifs naturels les éléments du type impair-impair ont un premier niveau bas. Mr Berthelot remarque qu'il y a peut-être là un argument en faveur d'un premier niveau élevé pour les éléments pair-pair, ce qui correspondrait finalement à une faible métastabilité.

Le fait de l'isomérisation étant ainsi exposé dans ses grandes lignes, nous devons insister sur quelques remarques très générales, intimement liées à l'étude de ces problèmes :

La conversion interne. — Nous avons vu que le cas le plus général de l'isomérisation correspond à la transition isomérique par émission γ . C'est d'ailleurs précisément l'observation du rayonnement γ qui permet de décider entre les divers schémas que nous avons passés en revue. Mais en réalité on observe pratiquement, non le rayonnement γ , mais une raie électronique d'énergie bien définie, superposée au fond continu β . On dit alors que le rayon γ subit une conversion interne à l'intérieur de l'enveloppe électronique de l'atome.

La différence d'énergie E entre les deux états isomériques est alors

$$E = E_e + E_k,$$

où E_e est l'énergie de la raie électronique,

E_k est l'énergie de la couche K.

Ce phénomène de la conversion interne est bien connu depuis les expériences sur le rayonnement γ des éléments radioactifs naturels. Mais alors que dans ce dernier cas la conversion est faible, autrement dit le coefficient $\alpha = \frac{N_e}{N_e + N_\gamma}$ est petit, de l'ordre de $\frac{1}{100}$, dans le cas de l'isométrie, la conversion devient le phénomène principal et on n'observe en général que des électrons.

Ce terme de conversion laisse supposer un mécanisme en deux temps. D'une part émission d'un photon, ensuite effet photoélectrique interne. En fait il semble qu'il y ait une interaction plus directe : l'électron entre en interaction avec le noyau, se charge de l'excès d'énergie de l'état métastable sous forme d'énergie cinétique et est émis ensuite. Cette manière de voir n'est pas simplement formelle, mais conduit à une modification de la vie d'un état excité du noyau.

En effet si w_{ph} est la probabilité pour l'émission d'un photon γ et w_e la probabilité pour l'émission d'un électron de conversion,

dans le premier cas (effet en deux temps) la probabilité de désintégration totale est $w = w_{ph}$;

dans le deuxième cas cette probabilité est

$$w = w_{ph} + w_e = w_{ph} \left(1 + \frac{w_e}{w_{ph}} \right).$$

Elle est donc multipliée par le facteur $(1 + w_e/w_{ph})$.

C'est Hebb et Uhlenbeck qui les premiers ont calculé le rapport $\frac{w_e}{w_{ph}}$. Dancoff et Morrison ont étendu ces recherches au cas de l'électron relativiste.

Mais, comme la séance de mardi prochain sera consacrée entièrement au problème de la conversion interne, je me contente de ces quelques indications qui montrent la liaison existante entre l'isométrie et la conversion interne.

Voyons maintenant quelques difficultés expérimentales, qu'on rencontre dans l'étude de l'isométrie.

Nous avons vu que l'énergie des électrons de conversion dépasse rarement 100 keV et n'est souvent que de quelques dizaines de kiloelectronvolts. Il en résulte que l'étude de ces raies de très faible énergie nécessite l'emploi de compteurs à parois très minces. C'est ainsi que

Mr Pontecorvo [3] réalisa un compteur formé d'une feuille d'aluminium de 5μ , rempli d'air à la pression atmosphérique et alimenté sous 1 000 volts. On peut encore, comme l'a fait Mr Berthelot dans l'étude de l'isomérisation du brome [4], déposer la substance radioactive sur une feuille battue d'aluminium, qui est ensuite introduite à l'intérieur même du compteur.

Le mesure expérimentale de l'énergie des raies électroniques peut se faire soit au spectrographe magnétique, soit au moyen d'écrans de diverses épaisseurs, de l'ordre de quelques mg/cm^2 . On peut alors tracer une courbe d'absorption dont les cassures indiqueront l'apparition des raies successives (fig. 6).

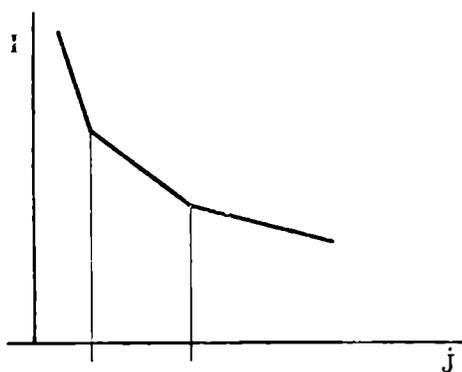


Fig. 6.

D'autre part il est indispensable de n'enregistrer que le rayonnement corpusculaire. Il faut donc trouver un dispositif qui permette d'éliminer les photons. Pour cela, on peut em-

ployer, comme l'a fait Mr Berthelot, un système de compteurs en coïncidences.

Enfin, vu la faible énergie des électrons de conversion, il est utile d'employer des sources de matière inactive pour éviter l'absorption. Pour cela il est commode d'employer le procédé Szilard et Chalmers, dont je dirai deux mots seulement, puisqu'une étude complète sera faite de cet effet particulier par Mr Haïssinsky.

Raisonnons sur le brome pour fixer les idées. Partons par exemple du bromure $\text{C}_2\text{H}_4\text{Br}_2$ que nous soumettons aux neutrons. Nous avons évidemment un mélange des bromes 79 et 81 et par action des neutrons nous aurons, soit le brome radioactif 80, soit le brome 82.

Dans l'état excité qui suit la capture du neutron, le noyau composé libère son énergie en émettant des photons, ce qui entraîne un recul du noyau émetteur suffisant pour que l'atome soit arraché à la molécule et les atomes libres du brome, devenus radioactifs, pourront être extraits par un simple lavage à l'eau. On peut donc obtenir un produit concentré en isotopes radioactifs. Mais il y a plus, la transition isomé-

rique, bien que mettant en jeu une énergie très faible, peut être suffisante pour rompre une liaison moléculaire et séparer directement les isomères.

Ceci nous conduit à dire deux mots de l'*attribution précise des filiations*.

Expérimentalement nous mesurons les périodes de radioactivité et l'énergie des raies de conversion, il faut voir maintenant de quelle manière nous pourrions attribuer rayonnement et période à un noyau déterminé.

Le procédé Szilard et Chalmers, dont nous venons de dire un mot, peut être d'un emploi précieux. C'est ainsi que de Vault et Libby [5] réussirent à précipiter les ions de recul du brome à l'état Br à partir d'une solution ammoniacale d'ions et à les précipiter sous forme BrO_3AgBr ; dans ces conditions, si on fait l'opération quand l'activité 18 mn a disparu et qu'il ne reste que la période 4,5 heures, on constate qu'on sépare de nouveau un produit de période 18 mn, ce qui montre que ce dernier dérive bien du noyau de période 4,5 heures et que le rayonnement appartient bien à la période 18 mn. *Une autre méthode pour l'attribution des filiations* résulte de l'étude des rayons X qui accompagnent la conversion interne. En effet la disparition d'un électron K entraîne l'émission d'une raie K correspondante. On doit donc observer l'émission de la raie X de l'élément qui subit la transition isomérique. C'est ainsi, pour revenir au brome, que l'observation effective des raies K du brome a donné une nouvelle preuve de la transition isomérique selon le schéma que nous avons déjà indiqué.

CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

Le titre de cette conférence ne comportait qu'une étude des phénomènes expérimentaux. Mais je m'aperçois qu'aucun exposé théorique n'est prévu. Je crois donc utile de compléter ces quelques considérations sur l'isométrie par une revue rapide des principales voies d'explications proposées par les théoriciens.

Quels que soient les schémas proposés pour expliquer les périodes différentes de désintégration bêta, il faut toujours conclure qu'il existe, au-dessus de l'état fondamental, un terme excité et, chose

remarquable, ce terme excité ne retourne pas de manière instantanée à l'état fondamental avec émission gamma. La vie d'un terme excité dans un noyau est généralement de l'ordre de 10^{-14} seconde. Ce résultat peut être obtenu simplement de la manière suivante :

Imaginons que ce terme excité soit dû à des charges oscillant à la manière d'un dipôle. Il résulte alors d'un calcul classique que l'énergie rayonnée par unité de temps est

$$S = \frac{2}{3} \frac{e^2 v'^2}{c^3},$$

v' étant l'accélération d'une charge e et c la vitesse de la lumière. L'amplitude maximum est, en ordre de grandeur, égale, au maximum, au rayon R du noyau.

Alors v est de l'ordre de ωR et v' de $\omega^2 R$, d'où pour une charge Ze l'énergie rayonnée :

$$S \sim Z^2 \frac{e^2}{c^3} \omega^4 R^2.$$

Or chaque quantum transporte une énergie $E = h\omega$; par conséquent la probabilité pour le rayonnement d'un quantum dans l'unité de temps, qui est le nombre de quantas rayonnés dans l'unité de temps, a pour expression :

$$P = \frac{S}{h\omega} \sim \frac{Z^2 e^2}{hc} \sim \left(\frac{\omega R}{c} \right)^2$$

et, en remplaçant ω par $\frac{E}{h}$, on a :

$$P = \frac{Z^2 e^2}{hc} \frac{E}{h} \left(\frac{ER}{hc} \right)^2.$$

Cette probabilité est donc proportionnelle à ω^3 ou E^3 .

Il en résulte que nous ne pouvons attendre d'états à longue vie que pour de petites valeurs de E , c'est-à-dire de petites énergies d'excitation.

Si on prend $R = 6 \cdot 10^{-13}$ cm et $Z = 50$, on a pour la durée moyenne de l'état excité $T = 1/P$:

$$T = 0,4 \cdot 10^{-13} \text{ sec pour } E = 10 \text{ keV}$$

$$T = 0,4 \cdot 10^{-16} \text{ sec pour } E = 100 \text{ keV}$$

$$T = 0,4 \cdot 10^{-19} \text{ sec pour } E = 1 \text{ MeV.}$$

On voit que nous sommes loin des ordres de grandeur nécessaires pour expliquer l'apparition de l'isométrie nucléaire, c'est-à-dire de périodes longues associées à des énergies de quelques centaines de keV. Il s'en faut de plusieurs puissances de 10. Il faut donc trouver une règle de sélection qui écarte complètement certaines transitions gamma. Pour cela il faut faire appel aux transitions multipolaires qui se superposent au rayonnement habituel du dipôle dans lequel le moment cinétique diffère de 2 unités h . On sait en effet que l'étude classique du rayonnement dû au mouvement de charges distribuées dans un volume de forme quelconque peut se mettre sous la forme d'un développement en série, qui fait apparaître les ordres multipolaires successifs.

D'une manière plus générale, il résulte des travaux de Heitler [6], Hansen [7], Dancoff et Morisson [8] que la quantification des champs multipolaires électrique et magnétique conduit à l'interprétation suivante :

Lorsqu'un noyau passe d'un état de spin S à un état de spin S' , tous les multipôles d'ordre l entier, tels que :

$$|S - S'| \leq l \leq |S + S'|$$

contribuent au rayonnement.

Mais la probabilité d'émission diminue considérablement lorsqu'on passe de l'ordre $2l$ à l'ordre $2(l+1)$. Cette diminution est en effet dans un rapport $\left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^2$, ou encore $\left(\frac{ER}{hc}\right)^2$. Pour un noyau lourd où $\frac{ER}{hc}$ est de l'ordre de 0,03 E (E étant exprimé en volts), on aurait pour un γ de 1 MeV un facteur 1 000 environ.

On voit donc que, pour une transition de spin de 5 à 7 unités, on pourra trouver une diminution de probabilité de transition qui permettra de concilier les ordres de grandeur précédemment établis ($T = 0,4 \cdot 10^{-16}$ pour $E = 100$ keV) avec les périodes observées de l'isométrie.

La formule, donnant cette probabilité, que nous avons précédemment établie pour $l=1$, devient d'une manière plus générale, pour une transition l :

$$P_l = \frac{Z^2 e^2}{hc} \frac{E}{h} \left(\frac{ER}{hc}\right)^{2l}.$$

On doit à von Weizsäcker d'avoir appliqué pour la première fois cette formule aux problèmes de l'isométrie.

Mais cette formule, qui part d'une description de l'état $l = 1$ par les oscillations d'un oscillateur linéaire, est insuffisante et nous oblige à envisager des transitions qui dépassent vraiment celles que nous connaissons et qui sont de 4 au maximum ($9/2 \rightarrow 1/2$).

En réalité Flügge [9] considère non un oscillateur linéaire, mais une sphère en rotation.

Il est conduit alors à l'expression suivante pour la probabilité cherchée :

$$P_2 = \frac{Z^2 e^2}{hc} \frac{h}{\theta} \frac{E}{Mc^2} \left(\frac{ER}{hc} \right)^{2l},$$

où Mc^2 est l'énergie au repos du noyau entier, θ son moment d'inertie. Comme on a $E \ll Mc^2$, il en résulte des vies beaucoup plus longues que dans le cas de la première formule P_1 (d'un facteur 10^6).

On obtient ainsi, toujours pour le même noyau, $Z = 50$ avec $l = 4$ et $E = 100$ keV, $\tau = 3 \cdot 10^5$ sec.

Pour $E = 1$ MeV il faudrait un l de 6 à 8 unités, ce qui est très peu probable. On voit en même temps pourquoi on observe des transitions isomériques pour des énergies de 100 keV ou inférieures à 100 keV.

Mais il reste à expliquer pourquoi il peut apparaître de si grandes variations de moment cinétique entre niveaux très rapprochés. On est tenté en effet d'admettre que, par analogie avec ce que nous savons de la distribution des spins dans l'enveloppe électronique, des niveaux très rapprochés correspondent à de petites différences de moment cinétique. Mais il faut bien voir que ceci correspond au fait que dans le cortège électronique nous avons affaire à des champs coulombiens, dont la structure nécessite pour le terme fondamental un l assez petit. Or l'organisation du noyau se présente de manière toute différente.

Flügge a montré que, dans la mesure où on peut se représenter le noyau comme un gaz de Fermi, on obtient dans la série des nucléons des moments cinétiques pouvant atteindre des valeurs élevées, jusqu'à 6 ou 7. C'est là une indication en faveur de l'apparition de grandes différences de moments.

Ces tentatives d'explication, que nous venons de résumer brièvement, ne sont pas les seules.

Hebb et Uhlenbeck [10] ont cherché à calculer la probabilité de

l'ionisation pour une seule particule α se déplaçant dans le noyau, tandis que le reste du noyau est considéré comme une caisse de potentiel.

Koneyuma [11] essaye d'expliquer le rayonnement émis comme s'il provenait d'un « proton lumineux » porteur de tout le moment cinétique.

Ces théories, sans être rigoureuses, aboutissent à des ordres de grandeur corrects.

Mais la théorie du moment cinétique n'est peut-être pas la seule à invoquer pour comprendre l'isométrie. Nous allons dire quelques mots de suggestions tout à fait différentes présentées par divers auteurs et faisant intervenir les propriétés de symétrie des fonctions d'ondes, l'isométrie de position et enfin le modèle de la petite goutte.

a) *Isométrie et symétrie.* — On sait que la fonction d'onde d'un ensemble de particules identiques de spin $1/2$ (ici les nucléons du noyau) est antisymétrique par rapport aux coordonnées et aux spins. Dans le cas où l'interaction due aux spins est faible, on peut écrire la fonction d'onde soit la forme $\Psi = \Phi \cdot \varphi$,

Φ étant relative aux variables d'espace,

φ étant relative aux variables de spin.

Si on néglige en première approximation les interactions de spins, on aura deux séries de niveaux indépendants, entre lesquels aucune transition n'est possible : ceux pour lesquels Φ est symétrique et φ antisymétrique, et ceux pour lesquels Φ est antisymétrique et φ symétrique. Le grand succès de cette théorie réside dans l'explication des niveaux de l'atome d'hélium et de la molécule d'hydrogène. Mais si l'influence des spins n'est pas négligeable, les deux états différents de symétrie des fonctions d'espace ne sont plus indépendants et il y a des transitions possibles, comme cela a lieu, très faiblement d'ailleurs, entre les niveaux inférieurs de l'ortho- et du parahélium.

Les états isomériques seraient peut-être semblables aux états ortho- et para- bien connus de la molécule ou de l'atome ; mais, comme le fait remarquer Flügge [9], le développement récent des recherches sur la théorie du noyau fait intervenir de très fortes interactions spin-trajectoire, du même ordre que les interactions dépendant du seul spin ou de la seule position des particules. Pour l'instant, il ne semble

donc pas possible de bâtir une théorie quantitative à partir de ces interdictions dues à la symétrie.

b) *L'isomérisation de position.* — On sait que l'isomérisation moléculaire est due à un arrangement différent dans la disposition géométrique des atomes de la molécule. Est-il possible d'admettre que les noyaux pourraient avoir des configurations différentes également stables? Le noyau serait alors semblable à une sorte de cristal, ou tout au moins à un fluide dans lequel ne règnerait pas le désordre parfait d'un gaz. Si on cherche à estimer le temps de production d'une telle modification dans le noyau, on ne peut le faire qu'en estimant le temps nécessaire à un élément du noyau pour traverser le noyau avec sa vitesse moyenne. On obtient ainsi 10^{-20} sec, ce qui nous conduit très loin des ordres de grandeur attendus. Mais il nous reste une autre possibilité, dans le cadre du modèle de la goutte liquide.

LE MODÈLE DE LA GOUTTE LIQUIDE

a) En se plaçant d'abord à un point de vue statique, on peut chercher à donner au noyau, non une forme sphérique, mais une forme d'ellipsoïde de révolution allongé. Dans cette configuration, la surface croît, ainsi que la tension superficielle, et l'état devient énergétiquement moins favorable. Par contre la répulsion coulombienne des protons diminue, car dans la forme allongée, ils sont en moyenne plus éloignés l'un de l'autre. Il doit donc exister une forme énergétiquement plus favorable et cela dépend du rapport de l'énergie superficielle ($E_s = 4\pi\gamma R^2$) à l'énergie de coulomb $E_c = 3Z^2e^2/5R$.

$$\text{Ce rapport est } \lambda = \frac{E_s}{E_c} = \frac{20 M \gamma R^3}{3 Z^2 e^2}.$$

La discussion quantitative de ce problème montre que si $\lambda > 0,565$ la sphère est la seule forme stable et si $\lambda < 0,5$ il n'y a qu'une forme d'équilibre allongée.

Pour λ compris entre 0,5 et 0,565, il y a deux figures d'équilibre, séparées par une montagne de potentiel, et la transition d'un état à l'autre est peu probable, sauf peut-être par effet terminal si on prend les valeurs connues pour E_s et E_c .

Soit $E_s = 14 A^{2/3}$ MeV et $E_c = 0,56 Z^2 A^{-1/3}$ MeV ; on a : $\lambda = 25 \frac{A}{Z^2}$.

On trouve alors que le domaine critique s'étend de $Z^2/A = 44$ à 50.

Or Z^2/A atteint la valeur maxima 36 pour ${}_{92}^{235}\text{U}$, par conséquent l'idée des noyaux allongés est insuffisante pour expliquer les phénomènes d'isométrie.

b) Si nous nous plaçons maintenant à un point de vue dynamique, l'état fondamental du noyau est toujours représenté par la forme sphérique au repos, mais l'état excité serait un état où la goutte devient le siège d'ondes stationnaires. Ces états d'énergie possibles peuvent alors se répartir en trois groupes. Pour l'excitation d'une rotation, il suffit d'une énergie très petite et la rotation a lieu si lentement que l'on peut pratiquement considérer le noyau comme un corps solide. On a vu dans l'étude de la théorie du moment cinétique que des états de cette espèce peuvent être métastables.

Les oscillations de dilatations ne sont pas du ressort de cette étude, car elles correspondent à des énergies beaucoup trop grandes.

Nous considérerons donc seulement les oscillations de déformation. Imaginons avec Flügge le noyau comme un fluide incompressible, de telle sorte qu'il faut fournir de l'énergie pour agrandir la surface du noyau. Les écarts de la surface à la forme sphérique sont alors décrits par une fonction sphérique :

$$r = R + \alpha_n P_n (\cos \theta),$$

où l'indice n donne le nombre des lignes nodales sur la surface. On calcule sur la base de l'hydrodynamique classique les fréquences propres d'oscillation et, par une méthode purement classique, l'énergie rayonnée à partir de la théorie de Maxwell. On obtient alors comme expression de la probabilité de transition :

$$P = f_n Z^2 \frac{e^2}{hc} \frac{E}{mc^2} \left(\frac{ER}{hc} \right)^{2(1-1)}$$

avec

$$f_n = 3(n+1) 2^{2n} \frac{n!}{(2n+1)!^2}$$

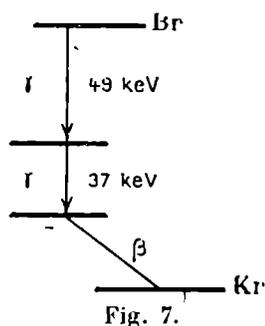
On obtient ainsi une formule en accord avec celle du moment cinétique, mais, à la place du moment l , intervient le nombre quantique n , qui décrit la forme de la surface nucléaire.

D'une manière plus précise, Mr Berthelot [4] donne l'expression des probabilités de transition pour l'émission d'un rayonnement 2^n polaire électrique P_e et 2^n polaire magnétique P_m au moyen des fonctions $f_n^{(e)}$ et $f_n^{(m)}$:

$$f_n^{(e)} = 3(n+1) \frac{1}{(2n+1)!^2} \quad f_n^{(m)} = 3(2n+1) \frac{1}{(2n+3)!^2}$$

et on a approximativement $P_e(n) \sim P_m(n-1)$. En portant alors sur un diagramme énergie-période les résultats expérimentaux où la transition se fait sans conversion interne (In, Sc, Sr, Zn, Ag), on constate que 6 points se placent au voisinage de la droite $l=5$ (sur une droite

parallèle avec période 4 fois plus petite), ce qui peut être considéré comme un cas satisfaisant.



On peut considérer enfin comme des résultats en bon accord avec ceux de la petite goutte, ceux obtenus par Mr Berthelot pour expliquer le schéma de transition du brome 80. En admettant une émission octopolaire magnétique à 49 keV et une émission dipolaire magnétique à 37 keV, on obtient en effet un bon

accord avec les périodes expérimentales (fig. 7).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] FLEISCHMANN. *Zeit. f. Phys.*, **107** (1937), 203.
- [2] *Proc. Roy. Soc.*, **165** (1938), 830.
- [3] DODÉ et PONTECORVO. *C. R. Ac. Sc.*, **207** (1938), 287.
- [4] BERTHELOT. *Ann. de Phys.*, **16**, p. 219.
- [5] DE VAULT et LIBBY. *Phys. Rev.*, **56** (1939), p. 322.
- [6] HEITLER. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **32** (1936), 412.
- [7] HANSEN. *Phys. Rev.*, **47** (1935), 139.
- [8] DANCOFF et MORRISON. *Phys. Rev.*, **55** (1939), 422.
- [9] FLÜGGE. *Ann. de Phys.*, **39** (1941), 373.
- [10] HEBB et UHLENBECK. *Physica*, **5** (1938), 605.
- [11] KOYENUMA. *Zeit. f. Phys.*, **117** (1941), 352.

RÉUNION DU MARDI 4 MAI

LA CONVERSION INTERNE
DU POINT DE VUE EXPÉRIMENTAL

par Jean SURUGUE

Professeur à l'École de Physique et de Chimie Industrielles

Nous nous placerons dans cet exposé uniquement au point de vue de l'expérimentateur, et si nous aurons à faire appel à la théorie pour expliquer un certain nombre de phénomènes, nous nous contenterons d'utiliser les résultats des calculs, sans nous occuper aucunement de les justifier, puisque l'aspect théorique du phénomène de conversion interne sera examiné par ailleurs.

Nous rappellerons tout d'abord quelques faits très connus, au risque de répéter des banalités, mais l'examen des faits que l'on considère comme bien connus n'est pas toujours infructueux, et nous verrons que, parmi ceux qui seront mentionnés ici, quelques-uns appellent des réflexions qui ne sont peut-être pas sans prolongement.

L'étude des rayonnements électroniques des corps radioactifs naturels au moyen du champ magnétique a depuis longtemps mis en évidence l'existence, dans l'émission des particules légères, de corpuscules chargés négativement et se présentant expérimentalement d'une façon tout à fait différente.

Les uns constituent les rayons β primaires, caractérisés par un spectre continu d'énergie. Le début du spectre, difficile à étudier en raison d'un grand nombre de phénomènes gênants, absorption rapide, réflexion et diffusion des supports, se situe vers les énergies faibles, sinon nulles, et la fin du spectre, dont l'énergie varie beaucoup d'une transformation à l'autre, constitue une caractéristique de la transformation ; entre ces deux limites, la courbe de répartition est tout à fait

régulière et présente un maximum pour une énergie sensiblement égale au tiers de l'énergie maximum.

Il s'agit là d'un spectre simple, et l'aspect de la courbe de répartition est souvent perturbé par l'existence de spectres complexes, formés par la superposition d'émissions β conduisant à des niveaux d'énergie différents du noyau formé.

Les corpuscules qui interviennent là sont des électrons négatifs, mais la discussion serrée des expériences semble ne pas permettre d'exclure la possibilité d'existence d'autres particules.

Les autres corpuscules négatifs émis présentent un tout autre caractère, du point de vue de la répartition d'énergie. Ils forment en effet une série discontinue de groupes monocinétiques. Ce sont des électrons arrachés au cortège électronique de l'atome transformé, qui sont dits électrons secondaires, et dont l'émission constitue le phénomène de conversion interne.

Le noyau laissé par la désintégration dans un état excité émet le plus souvent un ou plusieurs photons pour libérer l'excès d'énergie qui le sépare de l'état fondamental, mais il existe une certaine probabilité pour que cette énergie soit transmise directement à l'un des électrons de l'atome, probabilité qui décroît à mesure que l'on considère des électrons de plus en plus éloignés du noyau. Il s'ensuit qu'à chacun des rayonnements γ émis par le noyau correspondent une série de groupes d'électrons arrachés aux différentes couches de l'atome transformé ; l'énergie de chacun de ces groupes est égale à l'énergie du photon diminuée de l'énergie de liaison de la couche correspondante, soit : $h\nu - E_K$, $h\nu - E_{L_1}$, etc., dans le sens des énergies croissantes.

L'intensité de ces différents groupes, pour un même rayonnement γ , est décroissante dans l'ordre donné, c'est-à-dire à mesure que leur énergie augmente.

Le principe de l'analyse d'un spectre est donc de déterminer les groupes associés à un même photon, en cherchant les différences d'énergie égales aux différences d'énergies de liaison E_K , E_{L_1} , etc. et vérifiant que les intensités suivent bien la progression normale.

C'est là souvent un travail que viennent compliquer la juxtaposition des rayonnements γ consécutifs à une même transformation, et la superposition des rayonnements émis par les divers noyaux successifs.

L'interprétation des spectres très riches en raies laisse donc place à quelque incertitude, spécialement dans le cas des raies de faible intensité.

Il est évident que la première utilisation du phénomène de conversion interne a été précisément la détermination de l'énergie des photons, puisqu'on est à même d'obtenir une précision très bonne, de l'ordre de $1/1\,000$, sur l'énergie des électrons secondaires. C'est encore là d'ailleurs une des applications les plus intéressantes, cette méthode précisant en général les résultats obtenus par d'autres voies.

Dans l'ordre d'idées des déterminations d'énergie, on peut dire qu'aucune difficulté grave ne se présente, mais il peut être néanmoins utile de rappeler le phénomène suivant, bien qu'il n'intéresse pas directement les questions d'interaction entre le noyau et son cortège électronique.

Par suite du départ d'électrons arrachés aux différentes couches du cortège, et aussi du changement de charge du noyau, l'atome se trouve dans un état excité et donne lieu à l'émission des rayons X caractéristiques de l'atome formé. Ces rayons X à leur tour produisent des photoélectrons, qui, extérieurement, se présentent de la même façon que les électrons de conversion interne, sous forme de raies monochromatiques. On peut donc remonter à l'énergie des photons, $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$, mesurables par ailleurs directement par diffraction cristalline. Les nombres obtenus varient naturellement d'un auteur à l'autre, mais il est remarquable que si l'on fait la différence de ces énergies, on trouve une valeur constante, de 2,3 eV par spectrographie électromagnétique, et 3,0 par spectrographie corpusculaire [1]. Il s'agit là des corps C, c'est-à-dire de numéro atomique $Z = 83$, pour lesquels les observations sont particulièrement nombreuses. Il est vraisemblable que ce n'est pas un effet du hasard et qu'une étude systématique des rayons mous serait nécessaire pour rendre compte de la raison de cette anomalie¹.

Nous allons maintenant examiner la question de l'intensité, qui ne se présente pas du tout d'une manière aussi simple.

Il intervient là ce qu'on a appelé le coefficient de conversion interne, défini tout d'abord comme le rapport de probabilité d'extraction d'un

1. Mr Valadarès donne plus loin une explication possible de cette divergence.

électron et d'excitation du noyau, le phénomène étant alors envisagé comme un effet photoélectrique interne, d'où vient le nom du phénomène. La conception actuelle est celle d'un transfert direct d'énergie du noyau à l'électron et le coefficient de conversion interne est maintenant généralement défini comme le rapport des probabilités d'extraction d'un électron et d'émission d'un photon. On coupe court à toute ambiguïté en parlant du rapport $\frac{N_e}{N_\gamma}$ sans utiliser le terme un peu impropre de coefficient de conversion interne. Le coefficient de conversion interne global est la somme des coefficients relatifs aux diverses couches, ce que nous écrirons : $\alpha = \alpha_K + \alpha_{L_I} + \dots$. Pour l'expérimentateur, ce sont généralement les différents coefficients partiels qui interviennent, puisque la mesure donne les valeurs, relatives ou absolues, des intensités des électrons correspondant à un même photon et provenant des différentes couches, notamment α_K et $\alpha_L = \alpha_{L_I} + \alpha_{L_{II}} + \alpha_{L_{III}}$.

Il est clair que tant que le phénomène est de faible intensité, ce qui est le cas général en radioactivité naturelle où il s'agit de rapports de l'ordre de 1/100, la différence est insignifiante au point de vue numérique. Il n'en est pas de même lorsque l'on considère des noyaux plus légers, pour lesquels l'extraction d'électrons devient le phénomène important et même prépondérant, comme dans le cas des isomères, où le coefficient de conversion interne peut devenir considérablement plus grand que 1.

Le coefficient de conversion interne est, pour un noyau déterminé, fonction de plusieurs variables, dont chacune présente de l'intérêt pour mener à bien une discussion complète des résultats expérimentaux.

Le coefficient de conversion interne décroît régulièrement à mesure que l'énergie augmente, toutes choses étant égales d'ailleurs, et cela d'autant plus vite que l'on considère des couches électroniques plus éloignées du noyau, c'est-à-dire que les rapports tels que $\frac{\alpha_L}{\alpha_K}$ diminuent.

Ce qui constitue le facteur prédominant dans la variation des coefficients de conversion interne, est le changement de moment angulaire lié à la transition considérée. Il n'est pas utile d'y insister, puisque ce doit être là un des points à souligner dans la présentation qui suivra, de l'aspect théorique du phénomène.

Retenons seulement que α augmente beaucoup à mesure que l'on

considère des variations plus grandes de moment angulaire, donc des rayonnements multipolaires d'ordre plus élevé, et plus vite pour les électrons plus extérieurs, c'est-à-dire que les rapports tels que $\frac{\alpha_L}{\alpha_K}$ augmentent en même temps que la variation de moment angulaire.

On a fait les calculs théoriques en assimilant le rayonnement du noyau à celui d'un multipôle électrique ou magnétique; de sorte que, pour une énergie donnée, un certain nombre de possibilités se présentent. Une fois déterminée l'énergie d'un photon par spectrographie des électrons secondaires, la connaissance de l'intensité de ces derniers est donc insuffisante pour qu'on en déduise celle du photon sans faire appel à d'autres considérations. Rien a priori ne permet en effet de fixer le degré de symétrie du rayonnement, lié à la variation de moment angulaire de la transition (1 pour un rayonnement de dipôle, 2 ou 0 pour un rayonnement de quadripôle) et une grande partie du problème consiste à résoudre cette question, qui n'est pas liée qu'aux questions d'intensité, mais permet aussi de déterminer le spin des niveaux excités du noyau.

Si une transition se produit avec une variation de moment angulaire L , les rayonnements électro-magnétiques émis ont des ordres de symétrie $2l$, avec $l \geq L$, leur intensité étant proportionnelle à $\left(\frac{2\pi R}{\Lambda}\right)^{2l}$, c'est-à-dire qu'elle décroît très rapidement quand l augmente, puisque Λ est beaucoup plus grand que R , rayon du noyau. Les rayonnements d'ordre de multiplicité élevé ne sont donc accessibles que si ceux d'ordre plus petit sont interdits. Les valeurs possibles de l sont comprises entre $J - J'$ et $J + J'$, J et J' étant les moments angulaires initial et final, et les considérations de parité fixent des limites différentes pour les valeurs de l correspondant aux rayonnements de multipôles électrique et magnétique.

Malheureusement, les déterminations directes du coefficient de conversion interne ont conduit à adopter un coefficient empirique, dont la variation avec l'énergie est représentable par une courbe qui se rapproche aux faibles énergies de celle d'un multipôle magnétique (particulièrement pour $h\nu < 400$ eV) et d'un multipôle électrique aux énergies plus grandes. L'expérience a montré que les rayonnements dipolaires sont rares, alors que la théorie fournit une probabilité

de beaucoup supérieure à celle des quadripolaires. En général, les rayonnements qui interviennent sont quadripolaires, et peuvent même être d'un ordre plus élevé, ce qui implique donc l'interdiction des rayonnements d'ordre inférieur.

S'il est possible d'atteindre par un autre moyen l'intensité des photons, c'est-à-dire d'avoir une idée au moins approximative du coefficient de conversion interne, la question du choix est vite tranchée, puisque la variation est assez grande d'une nature à l'autre de rayonnement. On peut aussi se servir des rapports d'intensité des raies de conversion K et L, rapports qui ont été calculés dans certains cas par Hebb et Nelson, en fonction de la variation du moment angulaire.

Dans tous les cas où ces simples considérations ne sont pas suffisantes, il est nécessaire de faire le plus possible de recoupements avec les autres méthodes d'étude des rayons γ , absorption, effet photoélectrique, effet Compton, structure fine des rayons α . En particulier, il y a lieu de construire des schémas de transitions et des schémas de niveaux d'excitation devant constituer des ensembles cohérents au point de vue des énergies, des intensités et des changements de moment angulaire. C'est un travail qui peut être assez long, mais l'examen de toutes les conditions qui doivent être remplies laisse une assez faible incertitude sur le résultat final, même dans les cas complexes.

Au total, la confrontation de l'expérience avec la théorie, si elle peut être assez généralement considérée comme satisfaisante, laisse subsister quelques difficultés, que nous allons examiner maintenant, et que je me permettrai de présenter comme autant de questions à soumettre aux théoriciens.

Tout d'abord, la part variable du multipôle magnétique dans le rayonnement est assez difficile à saisir et on comprend mal comment une telle contribution peut être une fonction régulièrement décroissante de l'énergie. Le fait est en tous cas que les courbes de coefficient empirique concordent bien avec de nombreux résultats expérimentaux, dont s'écartent notablement les courbes théoriques; le calcul ne permet pas, je crois, de prévoir une telle courbe.

En second lieu, quelques mesures d'intensité, du reste pas très précises, effectuées parallèlement par spectrographie magnétique et

par diffraction cristalline, ont montré des écarts très grands avec ces courbes empiriques, aussi bien d'ailleurs qu'avec les nombres calculés pour des multipôles électriques ou magnétiques. Il s'agit là des coefficients de conversion interne anormalement élevés et anormalement faibles, rencontrés en radioactivité naturelle [2].

Les coefficients de conversion interne très supérieurs aux valeurs courantes ne soulèvent pas d'objections théoriques, puisqu'ils peuvent être considérés comme liés à des degrés élevés de multiplicité de rayonnement, alors que l'émission de rayonnements de degré plus réduit peut être optiquement interdite. La rencontre de tels cas n'est pas très fréquente dans l'étude des noyaux lourds, où ils constituent une anomalie, mais le phénomène d'isométrie nous y a habitués et l'explication en semble satisfaisante.

On rencontre quelques cas de conversion interne très grande, sinon totale, dans les trois familles radioactives naturelles : 1,415 MeV de $\text{RaC} \rightarrow \text{RaC}'$, de numéro atomique 84 et de nombre de masse 214 ; 40 ekV de $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$, $Z = 81$ et $A = 208$; 149 ekV, 61 ekV et 53 ekV de $\text{RdAC} \rightarrow \text{AcX}$, $Z = 88$ et $A = 223$; 116 ekV de $\text{AcX} \rightarrow \text{An}$, $Z = 86$ et $A = 219$.

Le phénomène inverse, de conversion interne anormalement faible, paraît beaucoup plus embarrassant. Les mesures mentionnées à l'instant ont montré dans la famille de l'actinium un rayonnement γ de 50 ekV de grande intensité et ne donnant qu'une conversion très faible, de l'ordre de $7 \cdot 10^{-4}$ dans le niveau L_1 , alors que la valeur normale serait 200 à 300 fois plus grande.

Il correspond à la transformation $\text{RdAC} \rightarrow \text{AcX}$ et il a été particulièrement étudié, parce qu'il s'agit d'un domaine d'énergie où le phénomène de conversion interne présente une bonne intensité [3]. Il paraît constituer une véritable discontinuité, car il est entouré de rayonnements assez voisins, pour lesquels rien n'existe de pareil (48 et 53 ekV).

De même, quoique moins nettement, des rayonnements γ très mous de la transformation $\text{RaD} \rightarrow \text{RaE}$ (moins de 40 ekV) semblent présenter un phénomène analogue ; ici $Z = 83$ et $A = 210$ [4]. Dans les deux cas, il s'agit de rayonnements de faible énergie, pour lesquels la conversion interne devrait être importante, et cette anomalie est certainement beaucoup plus difficile à interpréter que la précédente. Peut-être le mécanisme d'un tel phénomène est-il à chercher dans le cortège lui-

même, en faisant intervenir une sorte de résonance. Cette hypothèse n'est pas invraisemblable, en raison de l'ordre de grandeur de l'énergie en jeu. Il est certain que l'étude des rayons γ dans le domaine d'énergie des liaisons entre le noyau et le cortège devrait apporter beaucoup d'informations intéressantes, les mesures étant jusqu'ici très peu nombreuses.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. ARNOULT. *Ann. de Physique*, **3**, p. 1 (1939).
- [2] M. FRILLEY, J. SURUGUE et S. T. TSIEN, *Journ. de Phys.*, **12**, p. 350 (1946).
- [3] T. T. OUANG et J. SURUGUE, *C. R.*, **218**, p. 594 (1944).
- [4] S. T. TSIEN et C. MARTY, *C. R.*, **220**, p. 688 (1945).

DISCUSSION

par Mr VALADARES

Mr Surugue a attiré l'attention sur la divergence existant entre les énergies trouvées pour les photons par l'intermédiaire des électrons secondaires, dus à l'effet Auger, et les énergies des raies du spectre X correspondantes. Je pense qu'on pourrait essayer d'expliquer cette divergence énergétique de la façon suivante :

On peut supposer l'effet Auger décomposé en deux phases : D'abord, dans l'atome ionisé dans la couche K (c'est le cas qui nous intéresse ici), il y a passage d'un électron de la couche L_{iii} , par exemple, vers K libérant ainsi une énergie $W_K - W_{L_{iii}}$, où W est le travail d'extraction de l'électron de la couche indiquée par l'indice ; ensuite, l'énergie libérée dans ce passage sert à expulser un électron, en général d'une autre couche (par exemple L_i) qui aura une énergie E donnée par l'expression :

$$E = W_K - W_{L_{iii}} - \Delta W,$$

où ΔW représente la différence du travail d'extraction d'un électron de la couche L_i lorsque l'atome est neutre et lorsqu'il est ionisé (cas de l'effet Auger). Or ΔW doit être une fonction, soit de l'électron expulsé, soit de celui qui s'est déplacé vers la couche K.

Considérons le cas concret des passages de L_{ii} et L_{iii} vers K. Si les énergies mises en jeu sont émises sous la forme photonique, on aura des photons d'énergie $W_K - W_{L_{ii}}$ et $W_K - W_{L_{iii}}$, correspondant respectivement aux raies $K\alpha_2$ et $K\alpha_1$ du spectre de rayons X. Par contre, si les énergies servent à expulser des électrons de la couche L_i , il semble légitime d'admettre que le terme correctif $\Delta W_{L_{ii}}$ est plus grand que $\Delta W_{L_{iii}}$; en effet, l'absence d'un électron de L_{ii} doit influencer davantage le travail d'extraction W_{L_i} que l'absence de l'électron de L_{iii} . On aura ainsi deux électrons secondaires, dont les énergies seront respectivement :

$$\begin{aligned} E_1 &= W_K - W_{L_{ii}} - W_{L_i} - \Delta W_{L_{ii}}, \\ E_2 &= W_K - W_{L_{iii}} - W_{L_i} - \Delta W_{L_{iii}}. \end{aligned}$$

Par conséquent, on doit conclure que la différence

$$E_2 - E_1 = (W_{L_{II}}^* - W_{L_{III}}) + (\Delta W_{L_{II}} - \Delta W_{L_{III}})$$

doit être plus grande que :

$$K\alpha_1 - K\alpha_2 = W_{L_{II}} - W_{L_{III}} ,$$

D'autre part, pour que ce raisonnement puisse être accepté, il faut que la différence énergétique entre E_1 et $K\alpha_2$ soit plus grande qu'entre E_2 et $K\alpha_1$, ce qui est bien le cas.

Il semble, par conséquent, que cette interprétation pourra constituer une hypothèse de travail que l'accumulation de nouveaux résultats expérimentaux et les calculs théoriques de ΔW permettront de confirmer ou d'infirmes.

THÉORIE DE LA CONVERSION INTERNE

par Jean RATIER

Attaché de recherches à l'Institut du Radium.

INTRODUCTION

Le phénomène de la conversion interne fait intervenir une interaction entre noyau et électron de nature purement électromagnétique. Le mot de conversion n'est plus d'ailleurs très bien approprié à la conception moderne du phénomène, les agents d'interaction n'étant pas des photons réels, mais des photons virtuels.

Considérons un noyau, dans un état excité. Il émet, normalement, un rayonnement γ dans sa transition à l'état stable. Seulement, la présence du cortège électronique va induire des transitions nucléaires supplémentaires par interactions directes entre électrons et noyau, considéré comme ensemble de charges ponctuelles oscillantes, et par conséquent accélérer la désactivation du noyau. Le transport d'énergie nucléaire sur les électrons se manifestera par l'expulsion de ces électrons hors de l'atome. Celui-ci émettra ensuite, dans le réarrangement des couches électroniques, un rayonnement X caractéristique de l'électron éjecté. Mais ce phénomène est indépendant (au moins en première approximation) du rayonnement γ . Le nombre de photons sortant sera considéré comme étant le même, qu'il y ait ou non conversion.

Il n'est, en fait, certainement pas le même, la présence du cortège perturbant l'émission des γ et diminuant leur nombre, comme le

montre la comparaison des résultats actuels de l'expérience et de la théorie.

On conçoit alors aisément qu'un noyau entouré de ses électrons aura une période d'autant plus courte qu'il sera moins ionisé ; plus il sera ionisé, plus il tendra vers la stabilité.

CONSIDÉRATIONS QUALITATIVES

Soit N_q, N_K, N_L, \dots la probabilité d'émission des γ et celles des électrons K, L, Nous appellerons $\lambda_K = \frac{N_K}{N_q}, \lambda_L = \frac{N_L}{N_q}, \dots$ les rapports de conversions, quantités que donne directement l'expérience. On appelle coefficients de conversion les quantités (toujours ≤ 1) $C_K = \frac{N_K}{N_q + N_K}, \dots$ qui se déduisent immédiatement des λ_K, \dots

Soient N et τ respectivement les probabilité et période totales de a désintégration, nous avons :

$$N = N_q + N_K + N_L + N_M + \dots$$

$$\text{et} \quad \tau = \tau_q \left(\frac{1}{1 + \lambda_K + \lambda_L + \dots} \right), \quad \frac{\tau_q - \tau}{\tau_q} = \frac{\lambda_K + \lambda_L + \dots}{1 + \lambda_K + \lambda_L + \dots}$$

τ_q étant la période du noyau nu.

Mais la théorie obligeant à distinguer les grandeurs électromagnétiques de nature électrique et magnétique, et par conséquent les électrons expulsés « électriques » et « magnétiques » (distinction qu'ignore l'expérience), les λ ne seront pas directement connus, car par exemple

$$\lambda_K = \frac{N_K}{N_q} = \frac{N_q^{\text{el}} + N_K^{\text{mag}}}{N_q^{\text{el}} + N_q^{\text{mag}}} = \frac{\mu \alpha_K + \beta_K}{\mu + 1} \text{ où } \mu = \frac{N_q^{\text{el}}}{N_q^{\text{mag}}}$$

se déduira difficilement de la connaissance théorique de

$$\alpha_K = \frac{N_K^{\text{el}}}{N_q^{\text{el}}} \quad \text{et} \quad \beta_K = \frac{N_K^{\text{mag}}}{N_q^{\text{mag}}}$$

la forme analytique des N_q (qui s'élimine dans α et β) n'étant pas connue puisqu'elle contient les fonctions d'ondes nucléaires.

On pourra, alors, soit comparer directement la courbe expérimentale avec les courbes des rapports électriques et magnétiques construites séparément, soit calculer $\frac{N_q^{el}}{N_q^m} = \mu$ en donnant à priori au noyau une

structure énergétique simple (par exemple trou de potentiel). Ce calcul fait par Fisk ¹ montre que $\mu \gg 1$ (~ 4000) au moins pour les ordres polaires peu élevés du rayonnement nucléaire.

Nous traiterons le problème dans le cas général où la polarité du rayonnement γ est un nombre entier quelconque, que nous appellerons l .

Nous donnerons d'abord quelques résultats qualitatifs bien connus :

1) Décroissance rapide du rapport de conversion quand l'énergie de la transition nucléaire augmente.

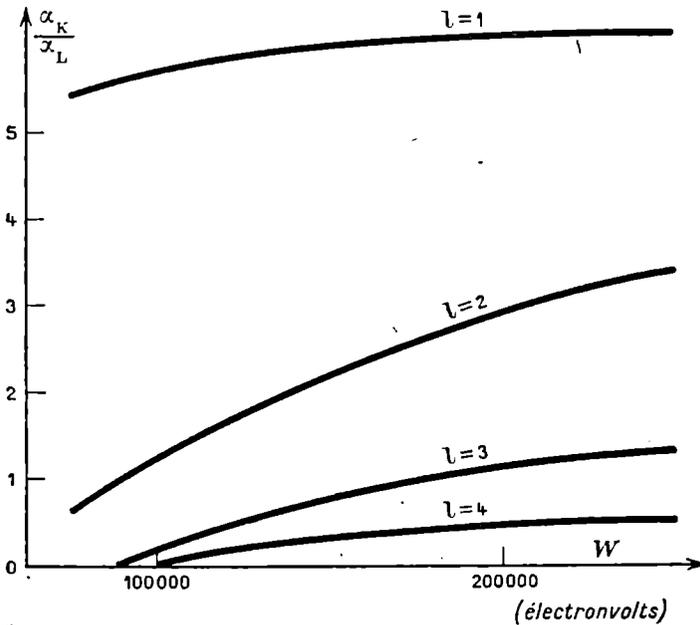


Fig. 1. — Variation du rapport $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ pour $Z = 50$.

1. Fisk et Taylor. *Proc. Royal Society*, **146** (1934), p. 178.

2) Augmentation du rapport de conversion avec l'ordre polaire (plus un rayonnement est interdit, plus il est converti).

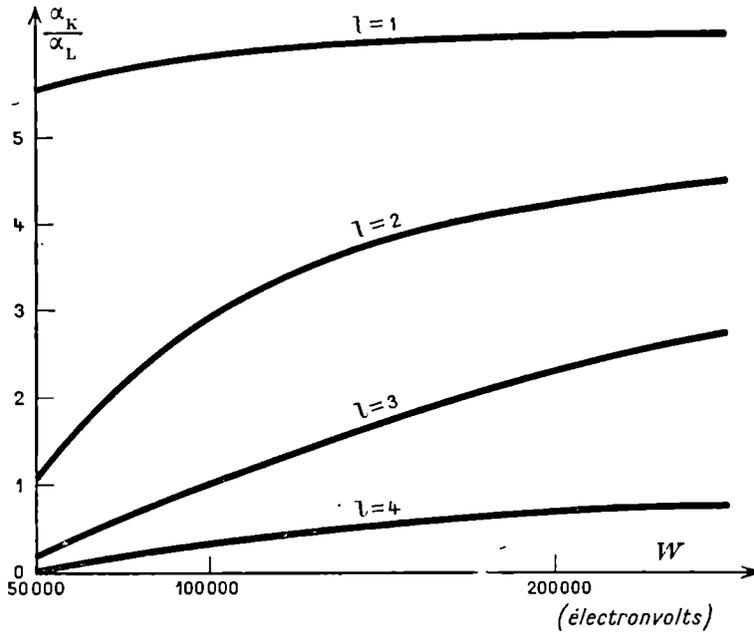


Fig. 2. — Variation du rapport $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ pour $Z = 70$.

3) Croissance avec l'énergie des rapports $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$, les électrons L prenant d'autant plus d'importance par rapport aux K que l et Z sont élevés.

On constate que, contrairement aux rapports $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$, les rapports $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ décroissent quand l'énergie augmente (sauf la courbe correspondant à $l = 1$ qui croît légèrement).

D'autre part les ordres polaires sont inversés par rapport aux $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ (rapports $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ d'autant plus grands que l est grand). Excepté quelques valeurs, la conversion M a d'autant plus d'importance que Z est élevé.

L'intervalle de variation des $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ est environ (2 — 10).

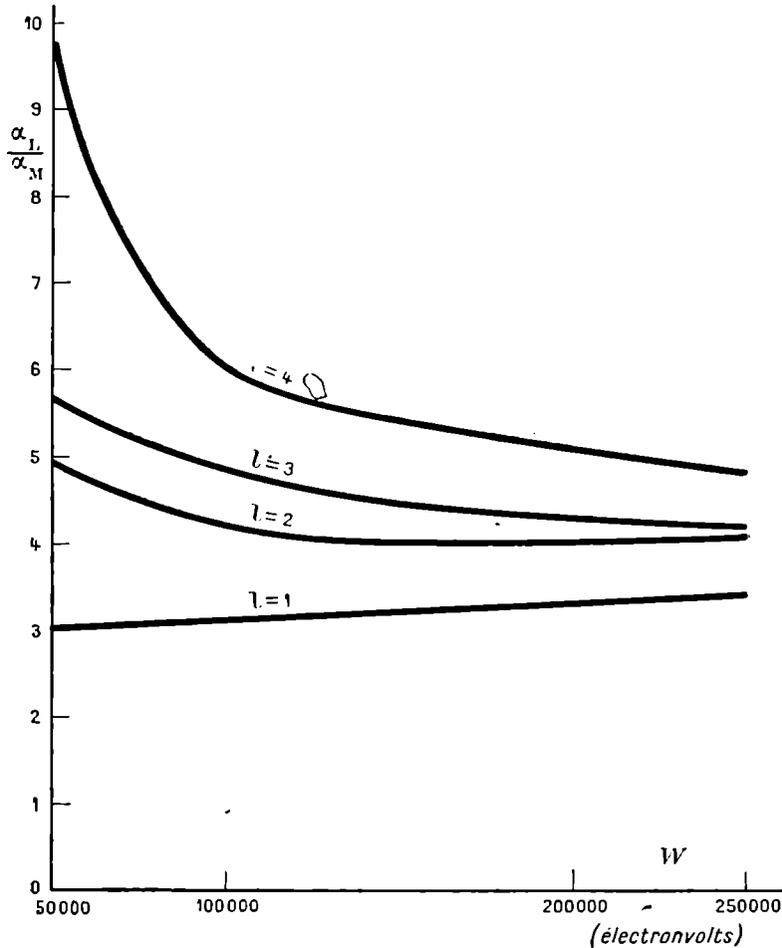


Fig. 3. — Variation du rapport $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ pour $Z = 50$.

4) Remarquons enfin que, pour les faibles énergies et les Z et l élevés, le nombre des électrons L émis peut l'emporter sur les K . Dans l'intervalle d'énergie que nous avons envisagé, cela ne se produit pas dans la comparaison L, M .

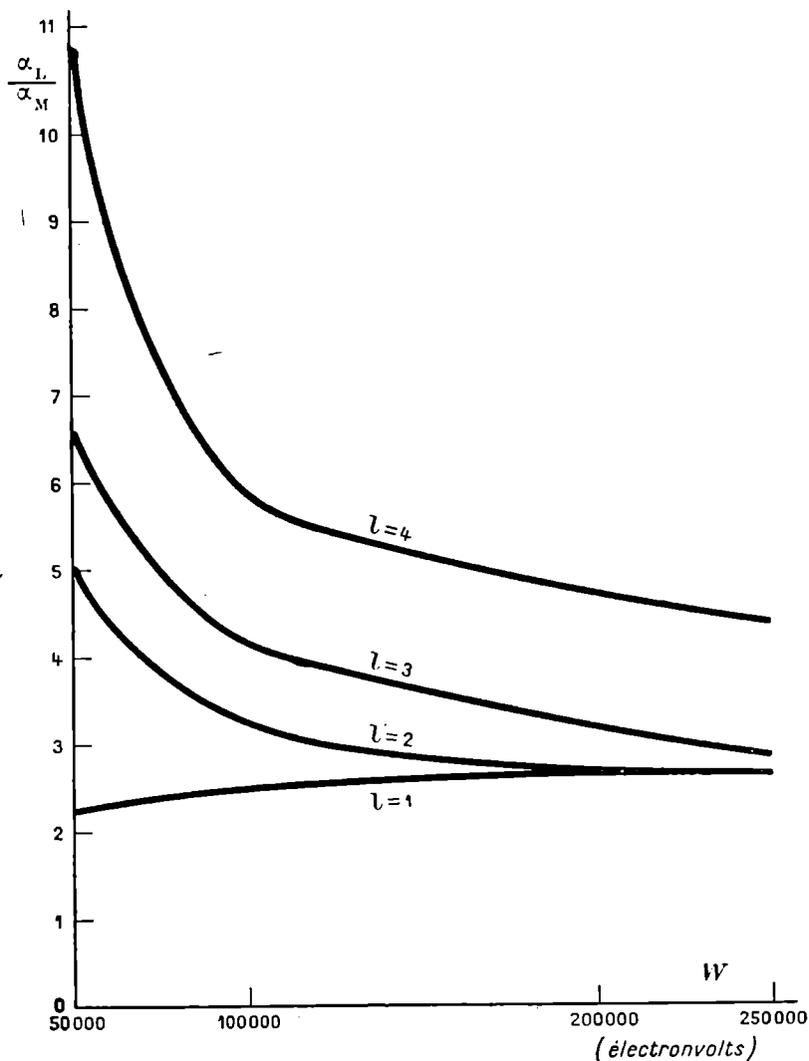


Fig. 4. — Variation du rapport $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ pour $Z = 70$.

ÉTABLISSEMENT DES FORMULES GÉNÉRALES

Le phénomène sera très simplement représenté par application de la formule de Wentzel, qui exprimera la transition à un état final libre, sous l'influence de l'énergie $e(\varphi + \vec{\alpha}\vec{A})$ libérée par le noyau, d'un élec-

tron lié à l'atome; l'électron dans l'état final doit emporter la variation l du moment angulaire nucléaire, pour satisfaire à la loi de conservation.

Soient J et J' les moments angulaires totaux caractérisant les niveaux initial et final du noyau, nous aurons $J' - J = L$, L longueur du moment angulaire du photon.

En appelant l le nombre quantique associé à L , j et j' les nombres quantiques associés à J et J' , on écrira la conservation quantique du moment angulaire :

$$|j - j'| \leq l \leq |j + j'|.$$

Une inégalité analogue donnera la conservation du moment angulaire de tout le système. Si on appelle l'' le moment de l'électron sur sa couche, et l' son moment après l'expulsion on aura :

$$|l - l''| \leq l' \leq |l + l''|.$$

Seulement cette formule ne tient pas compte de la parité des fonctions à intégrer, caractère qui introduit une sélection plus restrictive. Ce fait fera disparaître les éléments de matrice correspondant aux valeurs de $l'' = |l + l' - 1|$, $|l + l' - 3|$, etc.

Il est facile de voir que le nombre l détermine la polarité de la radiation (moment angulaire du photon γ).

Un potentiel scalaire créé par le noyau peut toujours s'écrire :

$$\Phi(\vec{R}) = \sum_{\lambda, m} C_{\lambda, m} Y_{\lambda}^m(\theta, \varphi) f_{\lambda}(kR) (k)^{\lambda + 2n} \int_{\text{noyau}} \rho \sum_n a_n r^{l + 2n} Y_{\lambda}^m(\theta_1, \varphi_1)$$

R, θ, φ coordonnées du point d'observation,

r, θ_1, φ_1 coordonnées d'un point du noyau; λ est indéterminé.

Si $u_a(r)Y_j$ représente l'état initial du noyau,

et si $u_b(r)Y_{j+l}$ représente l'état final du noyau, alors,

$$\rho = u_a(r)u_b^*(r)Y_j Y_{j+l}^*.$$

La combinaison des fonctions de Laplace Y montre que tous les termes de la série sont nuls, sauf si $\lambda \geq l$.

Ce premier terme non nul détermine la polarité $\lambda = l$; les termes $l + 2, \dots, 2j + l$ sont également possibles, mais donnent une intensité de rayonnement très rapidement décroissante.

Nous exprimerons les énergies en mc^2 et les impulsions en $\frac{mc}{h}$; dans ces conditions, si ν est la fréquence des γ , $h\nu = w =$ énergie des γ .

Le bilan énergétique s'écrira $w = \frac{1}{2} \left(p^2 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} \right)$, n numéro de la couche, p impulsion de l'électron dans l'état final.

Les ondes ayant pour origine le noyau quasi-punctuel, nous utiliserons des potentiels sous forme de fonctions sphériques.

En se basant sur la forme bien connue du vecteur hertzien, on déduit un potentiel vecteur électrique \vec{A} polaire dont les composantes s'expriment (voir Heitler, *Proc. Camb. Ph. S.*, 1936, I):

$$a_{l,m}^{(1)} a_{l,m}^{(1)} = A_z^{(1)} = e^{-i\omega t} a_{l,m}^{(1)} \left[\left(\frac{l+1}{l} \right)^{1/2} \left[\frac{l^2 - m^2}{(2l+1)(2l-1)} \right]^{1/2} Y_{l-1}^m f_{l-1}(kr) + \left[\frac{l}{(l+1)(2l+3)(2l+1)} \right]^{1/2} Y_{l+1}^m f_{l+1}(kr) \right]$$

$$A_{\pm}^{(1)} = (A_x \pm iA_y) = e^{-i\omega t} a_{l,m}^{(1)} \left[\left(\frac{l+1(l-m)(l-m-1)}{l(2l+1)(2l-1)} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{m+1} f_{l-1} + \left(\frac{l}{(l+1)(2l+3)(2l+1)} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{m+1} f_{l+1} \right]$$

$$A_{\mp}^{(1)} = (A_x - iA_y) = e^{-i\omega t} a_{l,m}^{(1)} \left[\left(\frac{l+1(l+m)(l+m+1)}{l(2l+1)(2l-1)} \right)^{1/2} Y_{l-1}^{m-1} f_{l-1} + \left(\frac{l}{(l+1)(2l+3)(2l+1)} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{m-1} f_{l+1} \right]$$

on déduit \vec{E} et \vec{H} par les formules classiques

$a_{l,m}^{(1)}$ est une constante,

$$f_{l-1}(kr) = \frac{H_l^{(2)}}{(kr)^{1/2}} = \frac{1}{(kr)^{1/2}} [J_{l+1/2}(kr) + i(-1)^{l+1} J_{-l-1/2}(kr)]$$

d'après la condition de rayonnement divergent.

Si le noyau est assimilable à un petit aimant, il existe aussi un potentiel magnétique, qu'on obtient en remplaçant \vec{E} par $-\vec{H}$ et \vec{H} par \vec{E} . Cette méthode est équivalente à celle employée par Hansen ²

2. Hansen. *Phys. Rev.*, **47** (1935), p. 139.

selon laquelle on prend :

$$\begin{cases} \vec{A}^{(1)} = k \vec{\text{rot}} (\vec{r} \Phi_{l, m}) = -\frac{1}{k} \vec{\text{rot}} A^{(2)} \\ \vec{A}^{(2)} = \left(-\frac{1}{k}\right) \text{rot } \vec{A}^{(1)} \end{cases}$$

Φ étant solution de $\Delta\Phi + k^2\Phi = 0$ $\Phi = \sum_{l, m} \Phi_{l, m}$.

On obtient ainsi pour le potentiel 2^o polaire magnétique :

$$\begin{aligned} A_z^{(2)} &= e^{-i\omega r} a_{l, m}^{(2)} \frac{m}{[l(l+1)]^{1/2}} Y_l^m f_l = a_{l, m}^{(2)} \mathfrak{b}_z^{(2)} \\ A_+^{(2)} &= e^{-i\omega r} a_{l, m}^{(2)} \left[\frac{(l-m)(l+m+1)}{l(l+1)} \right]^{1/2} Y_l^{m+1} f_l \\ A_-^{(2)} &= e^{-i\omega r} a_{l, m}^{(2)} \left[\frac{(l+m)(l-m+1)}{l(l+1)} \right]^{1/2} Y_l^{m-1} f_l. \end{aligned}$$

Les coordonnées de ces A se rapportent à un point extérieur au noyau, soit $A(z)$. Nous appellerons (1) un point de la source.

Nous avons alors le potentiel total :

$$A_{l, m} = \frac{1}{ck} \sum_s a_{l, m}^{(s)} \mathfrak{b}_{l, m}^{(s)}(z) \quad s = 1, 2.$$

avec
$$a_{l, m}^{(s)} = \int_{\text{noyau}} \mathfrak{b}^{(s)}(\mathbf{1}) i(\mathbf{1}) d\tau_1, \quad \vec{\mathbf{1}} = \varphi_a^* \vec{\alpha} \varphi_b$$

où φ sont les fonctions nucléaires, et où $\mathfrak{b}(\mathbf{1})$ a la même forme que $\mathfrak{b}(\mathbf{2})$, à la différence que les fonctions de Hankel sont remplacées par des fonctions de Bessel (condition d'évanouissement à l'origine).

On peut alors calculer aisément le nombre de quanta émis par seconde par le noyau dans tout l'espace ;

pour le 2^e pôle électrique il vaut $\frac{[a_{l, m}^{(1)}]^2}{\pi^2 W} = N_q^{\text{élect.}}$

— magnétique — $\frac{[a_{l, m}^{(2)}]^2}{\pi^2 W} = N_q^{\text{magn.}}$

Nous rappellerons qu'avec nos unités $W = k$.

ÉTUDE DE LA CONVERSION ÉLECTRIQUE

Nous traiterons la conversion électrique dans le cas non relativiste, la fonction scalaire donnant la plus importante contribution au phénomène ($\alpha \sim \frac{v}{c}$):

$$H = e\varphi' + (\vec{\alpha} \vec{A}')$$

ou, en utilisant une transformation de jauge :

$$\begin{aligned}\varphi' &= \frac{1}{c} \frac{\partial \lambda}{\partial t}, \\ A' &= A^{(1)} + \text{grad } \lambda.\end{aligned}$$

Nous pouvons prendre pour A' le vecteur simplement déduit de $\frac{e^{lkr}}{r}$ par $l-1$ dérivations $A'_z \sim \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)^{l-1} \left(\frac{e^{lkr}}{r}\right)$ (ce vecteur n'étant pas un pur 2^e pôle électrique).

Aux très petites distances $A' (\sim r^{-l})$ est négligeable devant $A^{(1)} (\sim r^{-l-2})$; on peut donc prendre $A^{(1)} \sim \text{grad } \lambda$, ce qui détermine λ . On voit que λ peut alors être pris égal à

$$\lambda = \frac{1}{k} a_{l,m}^{(1)} \left(\frac{l}{l+1}\right)^{1/2} Y_l^m f_l(kr) e^{-i\omega t},$$

dont le terme principal sera :

$$a_{l,m}^{(1)} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{(2l)!}{2^l l!} \frac{k^{-l-1}}{k} r^{-l-1} e^{-i\omega t}$$

Les termes d'ordre supérieur seront multipliés par $\frac{w^2}{\gamma^2 + p^2}$, au moins, qui est $\sim \frac{v^2}{4c^2} \ll 1$ (si $n^2 \ll 1$).

On doit naturellement toujours utiliser des potentiels réels $\frac{1}{2}(A + A^*)$, $\frac{1}{2}(\lambda + \lambda^*)$, mais dans l'intégration par rapport au temps, le terme conjugué donne une contribution beaucoup plus faible.

Nous obtenons ainsi avec $H = \frac{1}{c} \frac{\partial \lambda}{\partial t}$:

$$\frac{N_l}{N_q^{2l}} = \alpha_n = \frac{1}{N_q^{2l}} \frac{2H}{\hbar} \left| \int \Psi_l^* H \Psi_n \right|^2 \quad n = \text{numéro de la couche}$$

$$\text{ou } \alpha_n = 2\pi\alpha \frac{l}{l+1} \left(\frac{2l!}{2^l l!} \right)^2 w^{-2l-1} \left| \int \Psi_f^* \Psi_n Y_l^m r^{-l-1} dp \right|^2,$$

formule obtenue par Hebb et Nelson ³.

Pour l'état final de l'électron nous prenons :

$$\Psi_f = Y_{l'}^m \frac{\Gamma(l'+1+in)}{(2l'+1)!} 2p^{1/2} e^{\frac{\pi n}{2}} (2pr)^l e^{-ipr} F(l'+1+in, 2l'+2, 2ipr),$$

qui est normalisée dans un intervalle d'énergie unité (nous avons posé

$$n = \frac{\alpha Z}{p} \frac{\gamma}{p}).$$

Pour la couche K

$$\Psi_n = \left(\frac{\gamma^3}{\pi} \right)^{1/2} e^{-\gamma r}.$$

En utilisant la définition sous forme d'intégrale réelle de la fonction hypergéométrique, nous obtenons :

$$\alpha_K = 16\alpha\gamma^3 \frac{l}{l+1} \frac{1}{l!^2(2l+1)^2} \left| \Gamma(l+1+in) \right|^2 \left(\frac{p}{w} \right)^{2l+1} e^{\pi n} \left| \frac{1}{\rho_1^2} F_2^l \right|^2$$

avec
$$\rho_1 = \gamma + ip \left(\frac{2ip}{\rho_1} = \frac{2}{1+in} = x \right)$$

et
$$F_q^l = F\left(q, l+1+in, 2l+2, \frac{2ip}{\rho_1}\right).$$

En transformant enfin la fonction $F_q^l(|x| > 1)$ en une somme de deux fonctions hypergéométriques convergentes dans $|x| < 1$, nous

3. Hebb et Nelson. *Phys. Rev.*, 58 (1940), p. 428.

obtenons :

$$\alpha_K = \frac{\alpha^4 Z^3}{4^{2l}} \frac{l}{l+1} \frac{(2l+1)!^2}{l!^2 (2l+1)^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+5/2} \frac{1}{(1+n^2)^{l+1/2}} \left(\frac{2\pi n}{-e^{-2\pi n} + 1}\right) \frac{1}{\prod_1^l (j^2 + n^2)} \times \left[(1+n^2)^{l+1} (l+1) e^{-2n \operatorname{arc} \lg n} - \frac{4^l}{(2l-1)!} \pi (j^2 + n^2) \frac{(1+n^2)^2}{4} \frac{F_2^l\left(2, 1-2l, 2-l-\operatorname{in}, \frac{1-\operatorname{in}}{2}\right)}{(l+\operatorname{in})(l-1+\operatorname{in})} \right]^2$$

$$\text{avec } \frac{F_2^1}{\operatorname{in}(1+\operatorname{in})} = 0; \frac{F_2^2}{(1+\operatorname{in})(2+\operatorname{in})} = \frac{1}{2(4+n^2)}; \\ \frac{F_2^3}{(2+\operatorname{in})(3+\operatorname{in})} = \frac{6+4n^2}{(4+n^2)(9+n^2)}; \dots$$

• Pour la couche L.

Les calculs sont analogues, mais plus laborieux.

$$1) \text{ électron s } \quad n=2 \quad \bar{l}''=0 \quad \Psi_n^0 = \left(\frac{\gamma^2}{8\pi}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{\gamma^2}{2}\right) e^{-r}$$

$$\alpha_L^0 = \frac{\alpha^4 Z^3 l}{(l+1)l!^2 (2l+1)^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+5/2} \frac{e^{\pi n}}{\left(1 + \frac{n^2}{4}\right)^{l+1/2}} \left| \Gamma(l+1+\operatorname{in}) \left(F_2^l - \frac{n}{i + \frac{n}{2}} F_3^l \right) \right|^2$$

avec :

$$e^{\pi n} |^2 = \frac{(2l+1)!^2 2\pi n}{4^{2l} \prod_1^l (j^2 + n^2) (-e^{-2\pi n} + 1) \left(1 + \frac{n^2}{4}\right)^2} \left[-\left(1 + \frac{n^2}{4}\right) e^{l-2n \operatorname{arc} \lg n/2} \left(\frac{l+2}{2}\right) + \left(1 + \frac{n^2}{4}\right) \frac{4l+n^2(4+2l^2+7l)}{2^4} + \frac{4^l}{(2l-2)!} \frac{\pi(j^2+n^2)}{4} \left(1 + \frac{n^2}{4}\right)^2 \left(\frac{F\left(2, 1-2l, 2-l-\operatorname{in}, \frac{1-\operatorname{in}/2}{2}\right)}{(l+\operatorname{in})(l-1+\operatorname{in})} - \frac{n}{i} \frac{F\left(3, 2-2l, 3-l-\operatorname{in}, \frac{1-\operatorname{in}/2}{2}\right)}{(l-2+\operatorname{in})(l-1+\operatorname{in})(l-\operatorname{in})} \right) \right]^2$$

(le crochet étant réel).

2) électrons p $n = 2$ $l'' = 1 \rightarrow \begin{cases} l' = l + 1; m' = m + 1, m, m - 1 \\ l' = l - 1; m' = m + 1, m, m - 1 \end{cases}$

Nous obtenons pour les 6 électrons p après sommation sur m :

$$l' = l + 1 : \alpha_L^+ = 0,28 \frac{\alpha^6 Z^5 l}{(2l+1)^2 (2l+3)^2 (l+1)!^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+7/2} \frac{1}{\left(1 + \frac{n^2}{4}\right)^{l+3/2}} \left| e^{\pi n} |\Gamma(l+2+in) F_4^{l+1}|^2 \right.$$

$$l' = l - 1 : \alpha_L^- = 0,0082 \alpha^6 Z^5 \left(\frac{2}{w}\right)^{l+7/2} \frac{l^2}{\left(1 + \frac{n^2}{4}\right)^{l-1/2} (l+1)(l-1)!^2} \frac{1}{e^{\pi n} |\Gamma(l+in) F_2^{l-1}|^2}$$

Chacun de ces deux résultats a été multiplié par 2 pour les états de spin des électrons.

Pour la couche M . Formules analogues, $n = 3$.

1) état s , $l'' = 0$:

$$\alpha_M^0 = 0,059 \frac{\alpha^4 Z^3 l}{(l+1)(2l+1)^2 l!^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+5/2} \frac{1}{\left(1 + \frac{n^2}{9}\right)^{l+1/2}} \left| \Gamma(l+1+in) \left(F_2^l - \frac{4n}{3\left(\frac{n}{3}+i\right)} F_3^l + \frac{n^2}{3\left(\frac{n}{9}+i\right)} F_4^l \right) \right|^2$$

2) état p , $l'' = 1$:

$$\alpha_M^0 = 0,027 \frac{\alpha^6 Z^5 l}{(2l+3)(2l+1)^2 (l+1)!^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+7/2} \frac{e^{\pi n}}{\left(1 + \frac{n^2}{9}\right)^{l+3/2}} \left| \Gamma(l+2+in) \left(F_4^{l+1} - \frac{4n}{9\left(\frac{n}{3}+i\right)} F_5^{l+2} \right) \right|^2$$

$$\alpha_M^1 = 0,0015 \frac{\alpha^6 Z^5 l^2}{(l+1)(l-1)!^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+7/2} \frac{e^{\pi n}}{\left(1 + \frac{n^2}{9}\right)^{l+1/2}} \left| \Gamma(l+in) \left(F_2^{l-1} - \frac{2n}{9\left(\frac{n}{3}+i\right)} F_3^{l-1} \right) \right|^2$$

3) *état d*, négligé : contribution $< \frac{1}{10}$.

n^2 est en général < 1 . On pourra le négliger dans les cas correspondants. Pour la couche M où intervient $n^2 = \frac{\alpha^2 Z_{\text{eff}}^2}{9p^2}$ cette approximation sera toujours valable.

Les courbes suivantes donnent les valeurs des rapports $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ et $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ en fonction de w et de l pour $Z = 50$ et $Z = 70$.

Nous donnons pour $Z = 50$ et $Z = 70$ les valeurs de α_L , α_K et α_M s'en déduiront d'après les courbes des rapports.

$Z = 50$	$\frac{1}{10} = 50\,000 \text{ ev V}$	$\frac{1}{5} = 100\,000 \text{ ev V}$	$\frac{1}{2} = 250\,000 \text{ ev V}$
$e = 1$	0,151	0,0182	0,001
$e = 2$	7,41	0,269	0,00537
$e = 3$	355	5,37	0,028
$e = 4$	15 150	95,5	0,166
$Z = 70$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{2}$
	0,309	0,038	0,00229
	31,6	0,813	0,0129
	2 000	22,4	0,0851
	53 710	417	0,616

ÉTUDE DE LA CONVERSION MAGNÉTIQUE

En approximation non relativiste, cette conversion est interdite pour les électrons s , car la parité de l'opérateur de rayonnement n'est plus $(-1)^l$ comme dans le cas électrique, mais $(-1)^{l+1}$. L'introduction

avec la relativité du spineur de Dirac, dont la parité n'est pas définie, permet de lever l'interdiction.

Nous supposons l'influence du champ nucléaire sur l'électron éjecté négligeable et prendrons des ondes planes comme fonction d'espace, $\frac{\alpha z}{p}$ sera considéré $\ll 1$.

Nous aurons alors :

$$H_{1,2} = \Sigma / \Psi^* \vec{\alpha} \vec{A}^{(2)} \varphi d\tau,$$

Ψ ayant pour composantes $\Psi_i = u_i e^{i\vec{p}\vec{r}}$ $i = 1, 2, 3, 4$.

On peut prendre l'axe des z suivant p ($A^{(2)}$ ne faisant intervenir que la longueur $|\vec{k}| = W$). Nous aurons alors $p_x = p_y = 0$.

Le signe Σ signifie une somme sur tous les états initiaux de l'électron sur sa couche, sur les deux directions de spin de l'électron final.

Nous aurons alors pour u_i :

$$\left. \begin{array}{l} E > 0 \\ E > 0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \begin{array}{ll} u_1 = 1 & u_2 = 0 \\ u_3 = \frac{p}{1+E} & u_4 = 0 \end{array} \\ \begin{array}{ll} u_1 = 0 & u_2 = 1 \\ u_3 = 0 & u_4 = \frac{p}{1+E} \end{array} \end{array} \left. \right\} \times \left[1 + \frac{p^2}{(1+E)^2} \right]^{-1/2}$$

Pour φ nous négligerons les petites composantes devant les deux autres. Alors pour un spin final $z + \frac{1}{2}$ par exemple, on a

$$\vec{\alpha} \vec{A}^{(2)} \varphi = u_1 A_{\underline{z}}^{(2)} \varphi_4 + u_1 A_{\underline{z}}^{(2)} \varphi_3 - u_2 A_{\underline{z}}^{(2)} \varphi_4.$$

Nous aurons à calculer des intégrales de la forme :

$$\int e^{i\vec{p}\vec{r}} Y_l^m \frac{1}{(Wp)^{1/2}} (J_{l+1/2} + i(-1)^{l+1} J_{-l-1/2}) r^\lambda e^{-r} d\tau$$

[$\lambda = 1$, ou 2 , ou 3 pour les calculs jusqu'à la couche M comprise].

Nous avons le bilan d'énergie :

$$1 + p^2 \sim (1 + W)^2 \rightarrow p^2 \sim W^2 \left(\frac{W+2}{W} \right).$$

En négligeant certaines intégrales d'ordre $\leq \frac{\alpha Z}{p^3}$, nous obtenons en faisant le rapport $\frac{N_l}{N_q^{\text{mag}}}$ avec $N_l = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{l,2}|^2 \frac{p^2}{(2\pi)^3}$; $N_q = \frac{[a_{l,m}^{(2)}]^2}{\pi^2 w}$.

$$\text{Pour la couche } K: \beta_K = 2\alpha^4 Z^3 \frac{1}{w} \left(\frac{w+Z}{w} \right)^{l+1/2}.$$

$$\text{Pour les petites énergies } \frac{\beta_K}{\alpha_K} \sim \frac{w}{2} \sim \frac{v^2}{c^2} \ll 1.$$

Pour les grandes énergies la conversion β ne dépend plus de l'ordre polaire $\beta_K \sim \frac{B}{W}$.

Pour la couche L :

$$\beta_L = \frac{\alpha^4 Z^3}{4W} \left(\frac{W+2}{W} \right)^{l+1/2} \left\{ 1 + \frac{(\alpha Z)^2 (W+2)}{4W} \left[\frac{l+1}{2l+1} + \frac{l(2l+1)}{4} \left(\frac{2l-1}{2l+1} - \frac{W}{W+2} \right)^2 \right] \right\}$$

Le deuxième terme de l'accolade est $\leq 0,5$ pour $Z = 30$

$\leq 1,25$ pour $Z = 50$.

Pour la couche M :

$$\begin{aligned} \beta_M = & \frac{\alpha^4 Z^3}{6,75} \frac{1}{W} \left(\frac{W+2}{W} \right)^{l+1/2} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2 (W+2)}{1,6} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{2l+3}{W+2} - 2 \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{l+1}{2l+1} + \frac{l}{2l+1} \left(\frac{2l-1-W}{W+2} \right)^2 \right] \right. \\ & + \frac{\alpha^4 Z^4}{486 (2l+1)^2 (l-1)^2} \left(\frac{W+2}{W} \right)^2 \left[10,7 (2l+1)^2 (2l-1)^2 \left(\frac{2l+3}{W+2} - 2 \right)^2 \right. \\ & \left. + \frac{2}{3} \left(\frac{4l^3 + 23l^2 - 3l - 6}{2l+3} - 4 \frac{4l^3 + 2l^2 + l - 1}{W+2} \right) \right. \\ & + l(l-1) \frac{4l^2 - 9 + W^2}{2(W+2)^2} \left. \right. + 4l(l+1)(l-1)(l+2) \left(-\frac{2}{2l+3} - \frac{2l+5}{W+2} \right. \\ & \left. \left. + \frac{4l^2 - 9 + W^2}{2(W+2)^2} \right)^2 + 8(2l^2 + 2l - 1) \times \left(l-1 + \frac{4l^2 - 8l + 6}{W+2} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{4l^2 - 9 + W^2}{2(W+2)^2} \right)^2 \right\} \end{aligned}$$

Le 3^e terme dû aux électrons d est toujours $< 10^{-2}$.

On appliquera pour le calcul des Z_{eff} la règle grossière de Slater

$$\begin{cases} Z_{M \text{ eff}} = Z_M - 10 - 17 \times 0,3 \\ Z_{L \text{ eff}} = Z_L - 2 - 7 \times 0,3. \end{cases}$$

Par exemple :

$$\begin{cases} Z = 30 & Z_{L \text{ eff}} = 26 & Z_{M \text{ eff}} = 15 \\ Z = 50 & Z_{L \text{ eff}} = 46 & Z_{M \text{ eff}} = 35 \\ Z = 70 & Z_{L \text{ eff}} = 66 & Z_{M \text{ eff}} = 55 \end{cases}$$

Les formules ci-dessus permettent le calcul des β . Le tableau ci-après résume les résultats obtenus en fonction de w et de l pour

$$Z = 30 \quad Z = 50 \quad \text{et} \quad Z = 70.$$

		Z = 30				Z = 50				Z = 70			
		l = 1	l = 2	l = 3	l = 4	l = 1	l = 2	l = 3	l = 4	l = 1	l = 2	l = 3	l = 4
W = 1/10	β_K	10^{-1}	2	40	$6 \cdot 40^2$	$5 \cdot 10^{-1}$	40	$2 \cdot 10^2$	$3 \cdot 40^3$				
	β_L												
	β_M												
W = 1/5	β_K	$2 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-1}$	2,4	26	$1,18 \cdot 10^{-1}$	4,2	13	$4,4 \cdot 10^2$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	3,6	39	$4,2 \cdot 10^2$
	β_L	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-1}$	3,9	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	2,28	33,7				
	β_M	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$3,32 \cdot 10^{-2}$	$4,27 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$7,2 \cdot 10^{-1}$	14,6				
W = 1/2	β_K	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$	$6,7 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$	4,6	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-1}$	4,5
	β_L	$2,7 \cdot 10^{-4}$	$1,35 \cdot 10^{-3}$	$7,1 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$1,47 \cdot 10^{-3}$	$7,7 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$2,27 \cdot 10^{-1}$				
	β_M	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$1,33 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$1,25 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-1}$				
W = 1	β_K									$9 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$8,1 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$
	β_L	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$5,7 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$3,26 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$				
	β_M	$7,39 \cdot 10^{-6}$	$2,11 \cdot 10^{-5}$	$6,35 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$9,2 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$2,95 \cdot 10^{-3}$				

RÉUNION DU MARDI 25 MAI

LA CAPTURE D'ÉLECTRONS PÉRIPHÉRIQUES : ASPECT THÉORIQUE ET FAITS EXPÉRIMENTAUX

par M^{me} P. BENOIST

Attachée de Recherches
Institut du Radium
Laboratoire Curie

et

R. BOUCHEZ

Assistant
à l'Institut de Radium
Laboratoire Curie

I. — INTRODUCTION

La capture de négatons orbitaux est un phénomène présentant une grande analogie avec l'émission de positons, émission β^+ : dans ce dernier cas on admet qu'un proton nucléaire absorbe un négaton annihilé, dans un état d'énergie négative, et laisse un positon observable quittant le noyau en emportant une fraction ou la totalité de l'énergie disponible ; dans le phénomène de capture le négaton absorbé est un électron du cortège périphérique,

Nous étudierons simultanément l'émission de positons ou capture de négatons annihilés et la capture de négatons appartenant aux couches de l'atome. Entre ces deux phénomènes il n'y a qu'une différence énergétique, l'émission β^+ nécessitant la création d'un électron, tandis que la capture d'un négaton orbital apporte au contraire au noyau une énergie supplémentaire égale en première approximation à la masse propre de l'électron capturé. La capture se produit seule, lorsque l'énergie disponible est insuffisante pour créer un positon, tandis que l'émission β^+ est toujours accompagnée du processus de capture ; lorsqu'il en est ainsi, les deux phénomènes ont chacun leur probabilité, P_+ et P_c , de se produire ; P_+ est souvent beaucoup plus grande que P_c et alors l'émission β^+ masque la capture.

La détermination expérimentale de P_+ et P_c est importante : d'abord

parce qu'elle nous renseigne sur le noyau étudié, mais surtout parce qu'elle permet une confrontation instructive avec les prévisions de la théorie de la désintégration β .

La capture présente en outre certaines analogies avec la conversion interne ; la probabilité de la capture K, par exemple, et celle d'émission d'électrons K de conversion interne dépendent directement de l'interaction des électrons K et du noyau, et sont proportionnelles à la probabilité de présence de ces électrons dans le noyau. Du point de vue théorique, l'étude de la conversion interne et celle de la capture utilisent des formalismes très voisins ; du point de vue expérimental, les conditions favorables à la capture L, M, ... sont également celles qui favorisent la conversion interne dans les niveaux L, M, ...

Le processus de capture a été d'abord prévu par la théorie avant d'être mis en évidence d'une manière expérimentale : la prévision du phénomène et le calcul de la période pour la capture K ont été faits la première fois en 1935 par Yukawa et Sakata [Y1, Y2] et indépendamment, semble-t-il, par Möller [M1] et Bethe et Backer [B1] ; la mise en évidence expérimentale de la capture K a été faite par Alvarez en 1937 [A1]. Jacobsen [J1] eut le premier l'idée de détecter le rayonnement X accompagnant la capture K ; il utilisa une chambre à détente Wilson pour rechercher les photoélectrons produits par le rayonnement X dans le cas du ^{43}Sc , mais manquant probablement d'intensité il ne put les observer. Alvarez, en utilisant le cyclotron de Berkeley, plus puissant que celui de Copenhague au moyen duquel travaillait Jacobsen, mit en évidence le rayonnement X de capture K sur le ^{49}V de période 16 jours.

Depuis lors, de nombreuses captures K ont été découvertes au moyen de différentes méthodes. On compte une cinquantaine de nucléides se désintégrant par capture K.

La capture K est le seul phénomène de capture de négaton orbital observé. Toutefois la capture d'électrons appartenant aux couches L, M, ... peut se produire : nous désignerons par P_K la probabilité que le négaton capturé appartienne à la couche K, P_L celle qu'il appartienne à la couche L (on dira dans ce cas capture L), etc. La probabilité totale de capture est alors $P = P_K + P_L + P_M + \dots$. Le terme P_K est en général beaucoup plus grand que les termes P_L , P_M ... et il est très difficile d'observer les captures d'ordre supérieur à K.

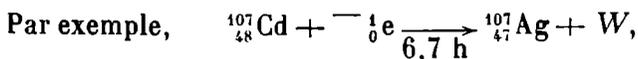
La place vide laissée dans le cortège électronique par la capture d'un électron de ce cortège est observable, comme l'avait suggéré Jacobsen [J1], par les photons X émis lors du réarrangement des différentes couches électroniques. Par exemple, lors d'une capture K, la couche K possède une case vide et le réarrangement des couches de l'atome est en tous points analogue à celui qui détermine l'émission de rayons X par une anticathode d'un tube de Crookes. Les raies principales que l'on observe sont les raies du doublet $K_{\alpha_1} - K_{\alpha_2}$ dont les énergies sont très voisines et les intensités environ dans le rapport de 2 à 1; pratiquement d'ailleurs les deux raies sont confondues et on observe la raie K_{α} . Les raies K_{β_1} et K_{β_2} sont beaucoup plus faibles :

$$\frac{I_{\beta_1}^{\beta_1}}{I_{\alpha_1}^{\beta_1}} \cong 0,19; \quad \frac{I_{\beta_2}^{\beta_2}}{I_{\alpha_1}^{\beta_2}} \cong 2 \cdot 10^{-3};$$

la raie K_{β_1} peut par exemple être observée à l'aide d'un spectrographe à cristal courbe.

A la suite des transitions $K - L$, $K - M$, ... des cases se trouvent vides dans les niveaux L et M et les raies L, M se trouvent excitées à leur tour; or ces raies se trouvent également excitées à la suite des captures L, M; l'observation du spectre L, et pratiquement du doublet L_{α} , ne permet donc pas d'affirmer qu'il y a capture L; il y a lieu dans ce cas de tenir compte de la contribution de la capture K; des mesures quantitatives délicates s'imposent donc : aucune étude de ce problème n'a encore été entreprise.

Remarquons que les photons X ainsi émis appartiennent dans le tableau de Mendéléef à l'élément précédant celui qui se transforme par capture : un noyau dont le nombre de masse est A et le numéro atomique Z se transforme, dès qu'il a capturé un électron, en un noyau isobare de numéro atomique $(Z - 1)$ et le rayonnement X émis est caractéristique de l'élément $(Z - 1)$.



${}^{107}\text{Cd}$ se transforme en Ag et le rayonnement émis est principalement

$$K_{\alpha_1}\text{Ag} : 0,558 \text{ \AA} \text{ (ou } 22\,200 \text{ eV),}$$

$$K_{\alpha_2}\text{Ag} : 0,563 \text{ \AA} \text{ (ou } 22\,000 \text{ eV).}$$

Remarquons enfin que la transition électronique qui aboutit au niveau K n'est pas nécessairement accompagnée d'un photon X, un électron d'une couche supérieure peut en effet être expulsé (électron Auger) en emportant l'énergie de la transition (moins l'énergie d'extraction de l'électron Auger).

On voit donc que la capture d'électrons orbitaux est un phénomène difficile à étudier, surtout du point de vue quantitatif, et d'autant plus qu'il se trouve davantage masqué par d'autres (émissions β^- , β^+ , photons plus ou moins convertis). En outre les sources faibles dont on dispose au laboratoire rendent l'étude plus délicate encore; les appareils modernes (piles, générateurs de particules rapides), beaucoup plus puissants, permettront avec des sources plus intenses une étude plus aisée.

*
* *

Dans la première partie de cet exposé (§ II), après l'étude des conditions énergétiques générales sur la production des phénomènes d'émission β^- β^+ et de capture, nous exposons l'état de nos connaissances théoriques sur le processus de capture. Nous comparons, lorsque les conditions énergétiques le permettent, la probabilité d'émission β^+ et celle de la capture pour un même noyau.

Toutes ces théories reposent sur l'hypothèse du neutrino; aussi dans une deuxième partie (§ III) nous discutons le côté théorique et expérimental de cette hypothèse en relation avec notre sujet. La 3^e partie (§ IV) est réservée aux méthodes expérimentales; la quatrième partie (§ V) aux résultats expérimentaux.

II. — ÉTUDE THÉORIQUE

A. — Généralités sur les désintégrations électroniques. *Hypothèse du Neutrino.*

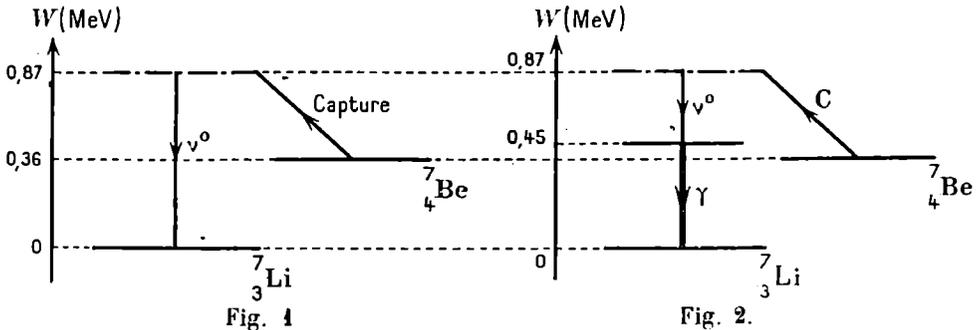
Nous avons vu l'analogie qui existe entre le phénomène de capture et l'émission β^+ . Plus généralement, il y a lieu de rapprocher les deux processus de radioactivité β , la capture et la création β [D 1], qui peuvent s'interpréter comme la transition d'un nucléon de l'état neutron à l'état proton (ou vice versa), avec émission (ou absorption)

simultanée d'un électron et qui, du point de vue théorique, se traitent suivant des formalismes essentiellement identiques. C'est pourquoi, bien que le calcul de P_k ait été fait la première fois en 1936 par Yukawa et Sakata, il existait, depuis la théorie de Fermi de l'émission en 1934 [F1], un cadre général applicable à la théorie de la capture.

Cette théorie admet l'hypothèse du neutrino introduite en 1933 par Pauli pour satisfaire aux lois fondamentales de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement au cours des processus de radio-activité β : les émissions β^- et β^+ sont accompagnées respectivement d'une émission d'un neutrino et d'un anti-neutrino.

Le neutrino et l'anti-neutrino, dont la distinction est purement formelle, sont des particules hypothétiques dont la charge est nulle, la masse petite comparée à celle de l'électron, le moment magnétique probablement nul ($< 1/7000$ magnéton de Bohr), le spin $1/2 h$; elles suivent la statistique de Fermi et n'ont probablement avec les autres particules que des interactions de nature non-électromagnétique ; toutes ces propriétés expliquent qu'elles n'ont pas encore pu être observées, si du moins elles existent.

Dans le cas où la capture de négatons orbitaux se produit seule, on peut admettre que l'énergie du noyau augmente environ de 0,5 MeV, correspondant à la masse de l'électron capturé, le noyau revient à un état stable en libérant une quantité d'énergie inférieure à 1 MeV (fig. 1). On admet que cette énergie est emportée par le neutrino,



Le trait mixte correspondant à l'énergie 0,87 MeV indique la valeur de l'énergie du système noyau initial ${}^7_4\text{Be} + \text{électron}$ au moment de la capture. Il ne correspond pas à un niveau réel.

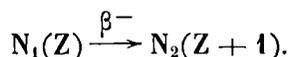
sauf celle emportée le cas échéant par des photons (fig. 2) ; toutefois

aucune expérience positive ne permet d'affirmer l'hypothèse du neutrino.

B. — Conditions énergétiques des désintégrations β^- , β^+ et de la capture de négatons orbitaux.

B₁) Radioactivité β^- .

Soit un noyau initial N_1 de masse exacte m_Z se désintégrant avec émission β^- en un noyau N_2 de masse exacte m_{Z+1} :



Le principe de conservation de l'énergie permet d'écrire :

$$m_Z c^2 = m_{Z+1} c^2 + m_0 c^2 + W_\beta + \mu_0 c^2 + W_\mu + W_\gamma$$

où m_0, μ_0 : masses au repos de l'électron, du neutrino ;

W_β, W_μ : énergies emportées par l'électron, le neutrino ;

W_γ : énergies emportées par les photons γ , s'il y a lieu.

La transformation est spontanée et l'énergie ainsi libérée est nécessairement positive :

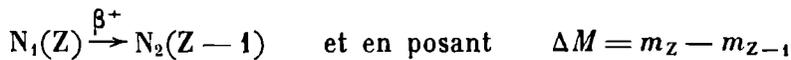
$$W_\beta + W_\mu + W_\gamma > 0,$$

ce qui entraîne : $m_Z - m_{Z+1} - m_0 - \mu_0 > 0$,

ou $\boxed{\Delta M > +(m_0 + \mu_0)}$ en posant $\Delta M = m_Z - m_{Z+1}$.

B₂) Radioactivité β^+ .

On montre de même dans le cas où N_1 se transforme en N_2 :



(m_Z étant toujours la masse exacte du noyau *initial*) :

$$\boxed{\Delta M > m_0 + \mu_0}$$

B₃) Capture de négatons orbitaux.

Soit le processus : $N_1(Z) \xrightarrow{C} N_2(Z-1)$; appelons W_e l'énergie du

négaton orbital compte tenu de son énergie de liaison au noyau ; dans le cas d'un électron K par exemple on a :

$$W_e = W_K = m_0 c^2 \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$$

(α : constante de structure fine $\alpha = 2\pi e^2/hc$ $\alpha^2 = 5,2 \cdot 10^{-5}$ cgs).

La loi de conservation de l'énergie appliquée à la capture permet d'écrire :

$$m_Z c^2 + W_e = m_{Z-1} c^2 + \mu_0 c^2 + W_\mu + W_\gamma$$

et de même $W_\mu + W_\gamma > 0$ entraîne :

$$\Delta M > -m_0 \gamma + \mu_0$$

en posant $\gamma = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$.

B.) *Interprétation des conditions énergétiques précédentes.*

Nous avons résumé les résultats précédents (fig. 3) en portant sur un

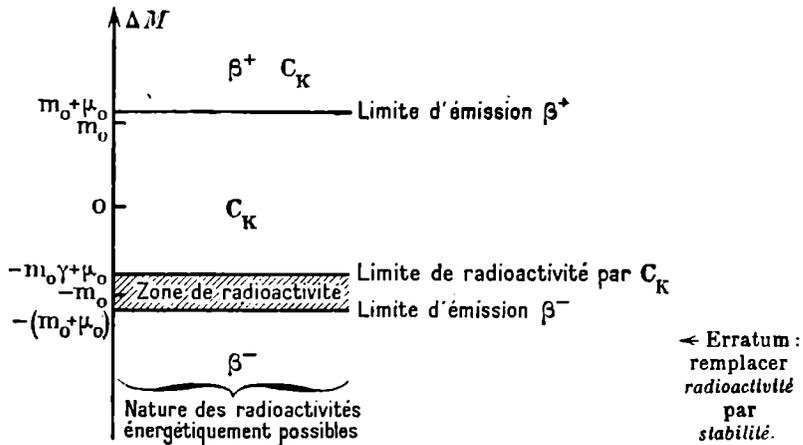


Fig. 3.

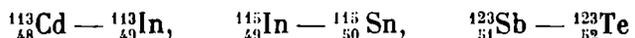
axe la différence de masse ΔM entre les noyaux de masses atomiques Z et $(Z - 1)$. Dans le cas de l'émission β^- , ΔM est négatif.

1) Pour $\Delta M > m_0 + \mu_0$ on peut observer simultanément l'émission β^+ et la capture : un noyau situé dans cette région a deux possibilités de se transformer dans l'isobare précédent, soit par émission β^+ avec

une probabilité P_+ , soit par capture K, L, ... avec des probabilités P_K, P_L, \dots . C'est le résultat déjà énoncé : un noyau se désintégrant avec émission β^+ possède une probabilité non nulle de se transformer par capture de négatons orbitaux. *Le phénomène de capture accompagne toujours l'émission β^+ .*

2) Pour $-m_0\gamma + \mu_0 < \Delta M < m_0 + \mu_0$, on a uniquement le phénomène de capture. Remarquons que la capture peut se produire lorsque l'énergie du noyau initial est inférieure à celle du noyau final, c'est-à-dire quand *l'énergie de la transition est négative.*

3) Pour $-(m_0 + \mu_0) < \Delta M < -m_0\gamma + \mu_0$, les deux noyaux, isobares voisins, sont stables. Cette zone de stabilité est très étroite, de l'ordre de $m_0 \frac{z^2 Z^2}{2}$ (puisque $\mu_0 \ll m_0$), variant de 10eV pour $Z = 1$ à 50 keV environ pour $Z = 80$. La probabilité pour que deux isobares voisins soient stables est donc faible ; en fait on connaît trois couples d'isobares voisins stables (toutefois il se peut qu'ils se transforment l'un dans l'autre avec une période très longue) :



Cet intervalle de stabilité se trouve en outre diminué par le phénomène de désintégration β , avec émission d'un électron ne sortant pas de l'atome [création e]. Dans ce cas l'électron vient occuper une case vide du cortège périphérique et l'énergie de création de cet électron dans le processus nucléaire se trouve diminuée de l'énergie de liaison de l'orbite sur lequel il vient se placer. Pratiquement ceci se produirait si l'on pouvait peler l'atome de ses couches électro-

Si l'on considère maintenant deux isobares stables dont les nombres atomiques diffèrent de deux unités, on peut montrer, comme l'a fait Sizoo [S1] à l'aide de la formule semi-empirique de Bethe-Weizsacker, que le noyau isobare intermédiaire se transforme généralement par émission β^- et par capture d'électrons orbitaux (ou émission β^+ si l'énergie disponible le permet) dans les noyaux stables voisins : par exemple le ${}_{19}^{40}\text{K}$, intermédiaire entre ${}_{18}^{40}\text{A}$ et ${}_{20}^{40}\text{Ca}$, se transforme par émission β^- dans ${}^{40}\text{Ca}$ et par capture dans ${}^{40}\text{A}$. Ce cas avait été prévu par Sizoo.

B₆) Détermination de l'énergie de transition dans le cas de capture.

1) Si la capture est accompagnée de positons, l'énergie maximum W_0 des positons émis permet de connaître l'énergie ΔW emportée par le neutrino :

$$\Delta W \cong W_0 + 2m_0c^2.$$

Par exemple : ${}^{65}_{30}\text{Zn}$ se transforme en ${}^{65}_{29}\text{Cu}$ par capture et par émission β^+ (fig. 4) [W1].

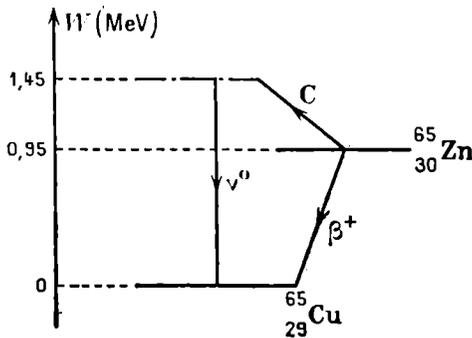


Fig. 4.

L'énergie maximum des positons étant environ 0,45 MeV,

$$\Delta W \cong 1,45 \text{ MeV.}$$

S'il n'est pas possible de déterminer W_0 , le seul fait qu'il existe des positons (ou une raie d'annihilation de 0,51 MeV) permet d'obtenir une limite inférieure de ΔW :

$$\Delta W > 2m_0c^2.$$

2) S'il n'y a pas d'émission de positons il est plus difficile d'atteindre ΔW , car on ne connaît pas toujours avec précision les masses exactes des noyaux. On a pu cependant procéder ainsi dans le cas de la désintégration du ${}^7\text{Be}$.

On peut aussi estimer parfois l'ordre de grandeur de l'énergie de la transition à partir des données empiriques sur la variation de l'énergie de liaison des nucléons en fonction du nombre de neutrons et de protons du noyau.

Cette méthode, due à Bethe-Weizsacker, Bohr et Wheeler, I. Curie [C1], est encore très peu précise, par suite du petit nombre de renseignements dont on dispose sur l'énergie de liaison des nucléons dans les noyaux.

En appliquant cette méthode au cas de la désintégration du ^{65}Zn on trouve que l'énergie maximum emportée par le neutrino est environ

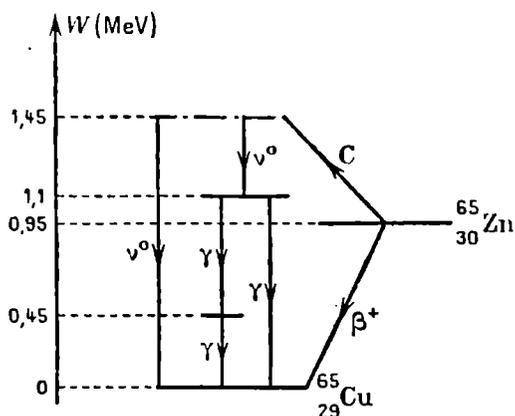


Fig. 5. — Schéma 1.

1,5 MeV ; ce qui permet de conserver le schéma 1 et d'éliminer le schéma 2 (fig. 5).

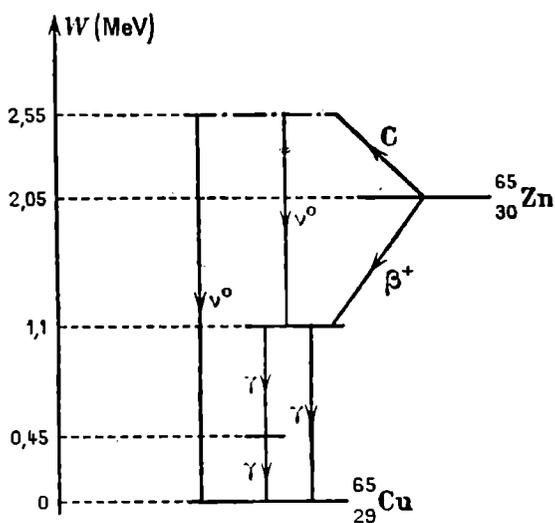


Schéma 2

C. — *Schéma de la théorie des désintégrations électroniques.*

En désignant par $P_{(n)}$ la probabilité de capture par unité de temps d'un électron dans l'état représenté symboliquement par (n) , la probabilité totale de désintégration par capture est :

$$(1) \quad P_c = \sum_{(n)} P_{(n)},$$

la somme étant étendue à tous les électrons périphériques

Si on utilise un système d'unités tel qu'on prenne mc^2 comme unité d'énergie, \hbar/mc^2 comme unité de temps et \hbar/mc comme unité de longueur, m étant la masse au repos de l'électron, la période T_c de désintégration est exprimée en unité $s\hbar/mc^2$ (qui vaut $1,24 \cdot 10^{-21}$ s); d'où :

$$(2) \quad T_c = L2/P_c = \frac{0,86}{P_c} \cdot 10^{-21} \text{ secondes.}$$

Le problème théorique essentiel est le calcul de la probabilité $P_{(n)}$ de capture d'un électron dans un état (n) .

Nous envisagerons d'abord ce problème dans le cadre de la théorie de Fermi et nous passerons ensuite en revue les modifications essentielles apportées par Konopinski et Uhlenbeck et par la théorie du méson.

Dans son mémoire de 1934, Fermi remarque l'analogie entre l'émission β et le phénomène d'émission de lumière par un atome. L'émission de lumière consiste dans le passage d'un électron d'un état initial à un état final d'énergie plus faible. Cette transition serait due à l'interaction entre l'électron et le champ de photons.

Se laissant guider par cette analogie, Fermi fait les hypothèses suivantes :

1° L'émission β (comme la capture) est due à l'interaction directe entre nucléons et particules légères : électrons et neutrinos. Dans ces conditions, si \mathbf{H} désigne la partie de l'opérateur hamiltonien des nucléons qui représente cette interaction, on peut définir, en mécanique quantique, une probabilité de transition par unité de temps, du système nucléons et particules légères sous l'effet de l'énergie \mathbf{H} : cette probabilité avec les unités choisies est donnée par :

$$(3) \quad P = 2\pi\rho \left| \int_D V^* \mathbf{H} U d\tau \right|^2,$$

où U et V sont les fonctions d'onde représentant le noyau dans l'état

initial et dans l'état final respectivement, ρ un facteur statistique, l'intégrale étant prise sur le volume nucléaire D .

2° Dans l'émission de lumière l'interaction d'un électron avec le champ de photons fait intervenir linéairement la fonction d'onde du photon émis au point où se trouve l'électron.

Par analogie, Fermi admet que l'énergie \mathbf{H} est une combinaison bi-linéaire des fonctions d'onde de l'électron et du neutrino, prises en la position du nucléon qui se transforme.

3° Enfin la densité d'élément de matrice dans P doit être invariante dans une transformation de Lorentz. Cette condition réduit à 5 le nombre des formes indépendantes que peut prendre l'expression $V^*\mathbf{H}U$ (en supposant que nucléons et particules légères sont décrites par des fonctions de Dirac). Ce sont :

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} S = G_S(V^*\beta U)(\varphi^*\beta\Psi_{(n)}) \\ V = G_V\{(V^*U)(\varphi^*\Psi_{(n)}) - (V^*\vec{\alpha}U)(\varphi^*\vec{\alpha}\Psi_{(n)})\} \\ T = G_T\{(V^*\vec{\beta}\vec{\sigma}U)(\varphi^*\vec{\beta}\vec{\sigma}\Psi_{(n)}) + (V^*\vec{\rho}\vec{\alpha}U)(\varphi^*\vec{\beta}\vec{\alpha}\Psi_{(n)})\} \\ A = G_A\{(V^*\vec{\sigma}U)(\varphi^*\vec{\sigma}\Psi_{(n)}) - (V^*\vec{\gamma}_5U)(\varphi^*\vec{\gamma}_5\Psi_{(n)})\} \\ P = G_P(V^*\beta\gamma_5U)(\varphi^*\beta\gamma_5\Psi_{(n)}) \end{array} \right.$$

Dans la capture d'un électron dans l'état (n) φ et $\Psi_{(n)}$ décrivent respectivement le neutrino émis et l'électron capturé.

G_S, G_V, \dots sont des constantes qui caractérisent l'importance de chacune des interactions. Elles sont analogues à la charge électronique e dans le cas de l'interaction entre les particules chargées et le champ de photons.

Les opérateurs $\beta, \vec{\alpha}, \vec{\sigma}, \gamma_5$ représentent des matrices à 4 lignes et 4 colonnes qu'on obtient par combinaison linéaire des matrices α de la théorie de Dirac et qui agissent seulement sur les indices des fonctions d'onde.

De ces 5 formes d'interaction, Fermi utilise la deuxième, qui présente le plus d'analogie avec l'énergie d'interaction de la théorie électromagnétique. Ultérieurement, Konopinski et Uhlenbeck [K1] essayent de choisir parmi elles en s'appuyant sur l'étude expérimentale des spectres du Na^{24} , du P^{32} et du RaE. Il semble d'après leurs conclusions, qu'on puisse éliminer les interactions S, P et A .

En outre Marshak [M], tenant compte des résultats de Konopinski

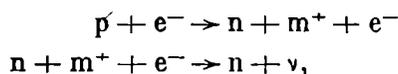
et Uhlenbeck, conclut que seule l'interaction tensorielle T pouvait rendre compte des résultats expérimentaux.

Toutefois, ces conclusions ne sont pas encore décisives. Il se peut qu'aucune de ces formes ne représente correctement l'interaction considérée et qu'il soit nécessaire d'envisager une combinaison linéaire de plusieurs d'entre elles, mais les résultats expérimentaux ne permettent pas actuellement de faire un choix.

Les hypothèses de Fermi, faites par analogie avec la théorie de l'émission de lumière par les atomes, ne sont pas les seules qu'on puisse faire. Une modification fut apportée à la théorie de Fermi par Konopinski et Uhlenbeck [K2]. Elle fait intervenir, au lieu de φ , ses dérivées premières par rapport aux coordonnées et au temps. La modification de Konopinski et Uhlenbeck a semblé tout d'abord une amélioration, mais des expériences ultérieures se sont prononcées en faveur de la théorie plus simple de Fermi.

Cependant la théorie de Fermi devait échouer complètement pour rendre compte de l'ordre de grandeur des forces nucléaires : de même que l'interaction entre particules chargées résulte d'un échange de photons, de même l'interaction entre nucléons, d'après Fermi, serait due à un échange d'une paire électron-neutrino entre un proton et un neutron. L'interaction entre nucléons et particules légères intervient donc pour rendre compte des forces nucléaires et de la désintégration β . En utilisant pour la constante G la valeur qui convient pour l'émission β , on trouve pour les forces nucléaires des résultats beaucoup trop faibles (pour le deutéron on trouve une énergie de liaison 10^{12} fois trop faible).

C'est pour avoir une théorie qui rende compte à la fois de l'émission β et des forces nucléaires que Yukawa proposa en 1935 la théorie du méson. Dans cette théorie, l'interaction entre deux nucléons ou entre les nucléons et les particules légères n'est plus une interaction directe, comme dans la théorie de Fermi, mais se fait par échange de mésons. On peut, pour la capture, imaginer le processus suivant en deux étapes :



p , n , e^- , ν et m^+ représentant respectivement un proton, un neutron, l'électron capturé, un neutrino et un méson positif.

La capture, comme l'émission β , devient un phénomène nécessitant

l'intervention d'un état intermédiaire virtuel et mettant en jeu deux groupes de constantes, qui donnent respectivement l'importance de l'interaction entre les mésons et les nucléons d'une part, les mésons et les particules légères d'autre part.

Il est alors possible de rendre compte à la fois des désintégrations électroniques et des forces nucléaires. Dans un premier mémoire Yukawa décrit simplement le champ de mésons par une fonction d'onde scalaire et trouve pour le spectre d'énergie des rayons β la même formule que Fermi. Mais cette théorie scalaire ne permet pas de rendre compte correctement des forces nucléaires. Un nouveau formalisme, où le champ de mésons est décrit par un vecteur, est développé par plusieurs auteurs et la forme correspondante de la théorie de l'émission β est donnée par Yukawa et ses collaborateurs; elle conduit encore aux mêmes résultats que la théorie de Fermi. L'introduction par Möller et Rosenfeld d'une interaction ayant lieu à la fois par mésons vectoriels et par mésons pseudo-scalaires conduit Rozenthal [R1] à une généralisation de la théorie de l'émission β , mais là encore la théorie mésonique n'apporte pas de modifications essentielles à la théorie de Fermi et ne permet pas de lever les difficultés liées à cette dernière.

Il n'est donc pas utile de discuter plus en détail les résultats fournis par la théorie du méson qui, d'autre part, sous sa forme actuelle présente toutes les difficultés inhérentes aux théories quantiques des champs et semble de ce fait devoir être profondément remaniée.

Nous exposerons simplement ici la marche générale du calcul de la période de capture d'un électron (n) lorsqu'on a choisi pour représenter l'interaction entre les nucléons et les particules légères l'une des formes (4). Dans une deuxième partie nous donnerons les caractéristiques essentielles des différents résultats auxquels conduisent ces cinq possibilités. Enfin nous calculerons la probabilité totale P_c de désintégration par capture.

D. — *Calcul de la probabilité de capture d'un électron dans l'état (n).*

L'électron capturé qui se meut dans le champ du noyau N_1 de charge Z est décrit par une fonction d'onde $\Psi_{(n)}$ à quatre composantes, fonction propre du spectre discret de l'hamiltonien de Dirac [B3] appar-

tenant à l'un des deux types suivants :

$$\begin{array}{l}
 \text{Type (a) } j = l + 1/2 \left\{ \begin{array}{l}
 \Psi_1 = i \left(\frac{l - m + 3/2}{2l + 3} \right)^{1/2} Y Y_{l+1}^{m-1/2} f_{n,l}(r) \\
 \Psi_2 = i \left(\frac{l + m + 3/2}{2l + 3} \right)^{1/2} Y Y_{l+1}^{m+1/2} f_{n,l}(r) \\
 \Psi_3 = \left(\frac{l + m + 1/2}{2l + 1} \right)^{1/2} Y Y_l^{m-1/2} G_{n,l}(r) \\
 \Psi_4 = - \left(\frac{l - m + 1/2}{2l + 1} \right)^{1/2} Y Y_l^{m+1/2} G_{n,l}(r)
 \end{array} \right. \\
 \\
 \text{Type (b) } j = l - 1/2 \left\{ \begin{array}{l}
 \Psi_1 = i \left(\frac{l + m - 1/2}{2l - 1} \right)^{1/2} Y Y_{l-1}^{m-1/2} F_{n,-l-1}(r) \\
 \Psi_2 = -i \left(\frac{l - m - 1/2}{2l - 1} \right)^{1/2} Y Y_{l-1}^{m+1/2} F_{n,-l-1}(r) \\
 \Psi_3 = \left(\frac{l - m + 1/2}{2l + 1} \right)^{1/2} Y Y_l^{m-1/2} g_{n,-l-1}(r) \\
 \Psi_4 = \left(\frac{l + m + 1/2}{2l + 1} \right)^{1/2} Y Y_l^{m+1/2} g_{n,-l-1}(r)
 \end{array} \right.
 \end{array}$$

Chaque état (n) est caractérisé par un ensemble de quatre nombres quantiques = n, j, l, m : n est le nombre quantique principal ; dans la notation spectroscopique ordinaire n = 1 correspond à la couche K, n = 2 à la couche L, ...

L'action des autres électrons du cortège est traduite approximativement par l'introduction dans les formules d'une charge effective $Z_{\text{eff}} = Z - e$. Une valeur approchée de Z_{eff} est obtenue très simplement en utilisant les constantes d'écran e données par les règles de Slater [S2].

L'interaction entre le neutrino émis et les particules chargées étant négligeable, le neutrino émis avec une impulsion q est considéré comme une particule libre et peut être décrit par une onde plane, solution de l'équation de Dirac en l'absence de champ, et normalisée dans un volume unité :

$$(6) \left\{ \begin{array}{l}
 \varphi_1^+ = -1/\sqrt{2} \frac{q_z}{q} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \\
 \varphi_2^+ = -1/\sqrt{2} \frac{q_x + iq_y}{q} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \\
 \varphi_3^+ = 1/\sqrt{2} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \\
 \varphi_4^+ = 0
 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l}
 \varphi_1^- = -1/\sqrt{2} \frac{q_x - iq_y}{q} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \\
 \varphi_2^- = 1/\sqrt{2} \frac{q_z}{q} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \\
 \varphi_3^- = 0 \\
 \varphi_4^- = 1/\sqrt{2} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}
 \end{array} \right.$$

La masse du neutrino est supposée égale à zéro —.

φ^+ correspond au cas où la projection sur Oz du spin du neutrino est $+1/2$; φ^- au cas où elle est $-1/2$.

q_x, q_y, q_z sont les composantes de l'impulsion du neutrino sur les axes.

Avec les unités choisies l'impulsion q du neutrino est mesurée par le même nombre que son énergie cinétique et est de l'ordre de quelques unités, $|\vec{r}|$ est $< R$, R étant le rayon nucléaire ($R < 1/40$).

On peut donc remplacer l'exponentielle $e^{i\vec{q}\vec{r}}$ par le développement

$$e^{i\vec{q}\vec{r}} = 1 + i\vec{q}\vec{r} + \frac{(i\vec{q}\vec{r})^2}{2} + \dots$$

Le rapport d'un terme au suivant est au moins 10.

Une fonction d'onde du type (6) décrit un neutrino dans un état déterminé de spin, émis avec une impulsion donnée en direction et en grandeur. D'après la formule (3) la probabilité de capture d'un électron dans l'état (n) avec émission d'un neutrino de spin donné dans l'impulsion q et comprise dans l'angle solide $d\omega$ est :

$$P'_{(n)}d\omega = 2\pi\rho d\omega \left| \int_D V^* \mathbf{H} U d\tau \right|^2.$$

Pour avoir la probabilité de capture de l'électron (n), toutes les directions d'émission et d'orientation du spin étant également probables, il faut d'une part effectuer la sommation S, sur les deux états de spin du neutrino, d'autre part intégrer sur toutes les directions de l'impulsion.

ρ est un facteur statistique égal à la densité d'états finaux du système des nucléons et des particules légères lorsqu'il est décrit par les fonctions d'onde V et φ . On admet que V correspond à un état déterminé du noyau, ρ est alors égal à la densité d'états du neutrino décrits par une fonction du type (6) et est donné par :

$$\rho dq d\omega = \frac{4\pi q^2 dq}{h^3} \times \frac{d\omega}{4\pi},$$

d'où, avec notre choix d'unités $h/2\pi = 1$:

$$\rho dq d\omega = \frac{q^2 dq d\omega}{8\pi^3}.$$

La probabilité de capture par unité de temps d'un électron dans l'état (n) est alors donnée par :

$$(7) \quad P_{(n)} = \frac{q^2}{4\pi^2} S_v \int d\omega \left| \int_D V^* \mathbf{H} U d\tau \right|^2.$$

La partie du problème qui reste encore à résoudre est la description du noyau dans l'état initial et dans l'état final par les fonctions d'onde U et V . L'état actuel de la théorie des forces nucléaires ne permet pas d'écrire un hamiltonien qui représenterait correctement l'interaction entre les nucléons, mais des remarques générales sur la symétrie de cet opérateur permettent de préciser le problème. L'énergie \mathcal{H} des nucléons (énergie cinétique + énergie d'interaction) doit être indépendante du choix du système de référence dans l'espace à 3 dimensions : \mathcal{H} doit être d'une part invariant lors d'une rotation des axes, et commute donc avec l'opérateur moment angulaire total J du noyau. \mathcal{H} doit d'autre part être invariant lors d'une inversion des axes, ce qui entraîne que toute fonction propre de \mathcal{H} lors d'une symétrie par rapport à l'origine est multipliée par $+1$ ou -1 et correspond respectivement à un état pair ou impair.

On peut donc définir au moins deux grandeurs intégrales premières, J et la parité. Chaque fonction propre de \mathcal{H} correspond à des états de moment angulaire total et de parité déterminée. La transition du noyau initial N_1 au noyau final N_2 pourra être caractérisée par la différence ΔJ des moments angulaires totaux et par le changement de parité (« non » signifiera que l'état initial et l'état final ont même parité, « oui » des parités différentes).

D'autre part on démontre que toute expression de la forme

$$\int V^* T U d\tau$$

(où T est une grandeur tensorielle de variance déterminée) ne diffère de zéro que lorsque sont vérifiées certaines règles de sélection concernant J et la parité. Par exemple :

Si T est un scalaire $\int V^* T U d\tau$ ne diffère de 0 que si $\Delta J = 0$, non.

Si T est un pseudoscalaire $\int V^*TUd\tau$ ne diffère de 0 que si $\Delta J = 0$, oui.

Si T est un vecteur $\int V^*TUd\tau$ ne diffère de 0 que si $\Delta J = 0 \pm 1$, oui (pas $0 \rightarrow 0$).

Si T est un pseudovecteur $\int V^*TUd\tau$ ne diffère de 0 que si $\Delta J = 0, \pm 1$, non (pas $0 \rightarrow 0$).¹

Toutes ces remarques permettent de simplifier le calcul de $P_{(n)}$ et d'obtenir des résultats ayant davantage de sens physique.

En effet une expression de la forme $\left| \int V^*\mathbf{H}Ud\tau \right|^2$ se décompose en une somme de termes correspondant aux différentes parties de l'opérateur \mathbf{H} , aux quatre composantes des fonctions d'onde et au développement de l'exponentielle dans la fonction φ du neutrino. Si on se propose de calculer $P_{(n)}$ dans le cas $\Delta J = 0$, « non », il suffira de conserver les termes de la forme $\int V^*TUd\tau$ où T est un scalaire. Si on fixe $|\Delta J| \leq 1$, « oui », on conservera seulement les termes où T est un pseudoscalaire où un vecteur, et on obtiendra ainsi une suite de valeurs $P_{(n)}^0, P_{(n)}^1, \dots$ correspondant à un choix de ΔJ et de la parité.

Calculons par exemple la probabilité de capture d'un électron s de spin $+1/2$ ($j = 1/2, l = 0, m = 1/2$) dans le cas de l'interaction V.

Dans l'hypothèse $\Delta J = 0$, « non », il suffira de conserver le plus grand des termes où T est un scalaire qu'on obtient en considérant le premier terme en V^*U de l'interaction, la composante Ψ_3 en Y_{00} de l'électron et le premier terme du développement de l'exponentielle. On obtient, d'après la formule (7) :

$$(8) \quad \begin{aligned} P_s^0 &= \frac{G_V^2 G^2}{4\pi^2} \int d\omega \left| \int_D V^*UY_{00}G_{n0}(r) \mathbf{1}/\sqrt{2} d\tau \right|^2 \\ &= \frac{G_V^2 G^2}{8\pi^2} \left| \int_D V^*UG_{n0}(r) d\tau \right|^2. \end{aligned}$$

Une difficulté se présente du fait que $G_{n0}(r)$ présente une singularité à l'origine. On l'évite en calculant comme Fermi la fonction G_{n0} pour une valeur de r égale au rayon nucléaire R .

D'autre part on a :

$$q = \varepsilon_0 + \varepsilon_{sn}$$

où ε_0 est la différence d'énergie propre entre le noyau N_1 et le noyau N_2 et où ε_{sn} est l'énergie totale de l'électron s sur la couche n .

On obtient finalement :

$$(8a) \quad P_s^0 = G_V^2 \left| \int_D V^* U d\tau \right|^2 \frac{(\varepsilon_0 + \varepsilon_{sn})^2}{8\pi^2} G_{n0}^2(R).$$

Le facteur $G_V^2 \left| \int_D V^* U d\tau \right|^2$ peut être déduit de la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux dans le cas des spectres β . C'est une fonction décroissante de la charge Z du noyau N_1 .

On trouve par un calcul identique que la probabilité P_{s-}^0 de capture d'un électron s de spin $-1/2$ ($j = 1/2$, $P = 0$, $m = -1/2$) est égale à P_{s+}^0 .

La probabilité totale de capture d'un électron K par exemple est donc

$$(8b) \quad P_K^0 = \frac{L2}{T_0} \frac{\pi}{4} n_K (\varepsilon_0 + \varepsilon_K)^2 G_{i0}^2,$$

en posant par analogie avec la désintégration β , $\frac{G^2 \left| \int V^* U d\tau \right|^2}{2\pi^3} = \frac{L2}{T_0}$;
 $n_K \leq 2$ désignant le nombre d'électrons présents sur la couche K .

Dans l'hypothèse $|\Delta J| \leq 1$, « oui », toujours pour un électron s , on obtient :

$$(9) \quad P_s^1 = \frac{G_V^2 q^2}{\pi} \left[\left| \int_D V^* \vec{r} U d\tau \right|^2 \left\{ \frac{q^2}{3} \frac{G_{n0}^2(R)}{4\pi} + \frac{f_{n0}^2(R)}{4\pi R^2} - \frac{q}{3} \frac{G_{n0}(R) f_{n0}(R)}{2\pi R} \right\} \right. \\ \left. + \left| \int_D V^* \vec{\alpha} U d\tau \right|^2 \frac{G_{n0}^2(R)}{4\pi} + i \left\{ \left(\int_D V^* \vec{\alpha} U d\tau \right) \left(\int_D V^* \vec{r} U d\tau \right)^* - c. c. \right\} \right. \\ \left. \left(\frac{q}{3} \frac{G_{n0}^2(R)}{4\pi} - \frac{G_{n0}(R) f_{n0}(R)}{4\pi R} \right) \right].$$

P_s^1 fait intervenir les éléments de matrice $\int_D V^* \vec{r} U d\tau$ et $\int_D V^* \vec{\alpha} U d\tau$.

$$\begin{aligned} \text{On peut montrer que } \left| \int_{\text{D}} V^* \vec{r} U d\tau \right| &\sim R \left| \int_{\text{D}} V^* U d\tau \right| \\ \text{et } \left| \int_{\text{D}} V^* \vec{\alpha} U d\tau \right| &\sim v/c \left| \int_{\text{D}} V^* U d\tau \right|, \end{aligned}$$

où v est la vitesse des nucléons dans le noyau ($v/c \sim 1/10$).

On a par suite pour une même valeur de Z , $\frac{P_s^1}{P_s^0} \sim 1/100$.

On définirait de même P_s^2 par la condition $|\Delta J| \leq 2$, « non », et on aurait $\frac{P_s^2}{P_s^1} \sim 1/100$.

On retrouve ainsi la notion de transitions permises et interdites introduite de la même façon dans le diagramme de Sargent des émetteurs β .

P_s^0 correspond à une transition dite permise,
 P_s^1 ———— interdite d'ordre 1,
 P_s^2 ———— interdite d'ordre 2,
 etc.

E. — Vue d'ensemble sur les résultats de la théorie. — Calcul de la probabilité totale de désintégration par capture P_c .

1° Transitions permises.

Lors d'une transition permise, seuls les électrons s ($j = 1/2$, $l = 0$) et p ($j = 1/2$, $l = 1$) peuvent être capturés avec une probabilité appréciable.

La probabilité totale de désintégration par capture P_c^0 est de la forme :

$$P_c^0 = P_K + P_{L_I} + P_{L_{II}} + \dots$$

Elle est donnée par la formule :

$$(10) \quad P_c^0 = \frac{G^2 |M|^2}{4\pi^2} \left\{ n_K (\epsilon_0 + \epsilon_K)^2 G_{i0}^2 + n_{L_I} (\epsilon_0 + \epsilon_{L_I})^2 G_{20}^2 + n_{L_{II}} (\epsilon_0 + \epsilon_{L_{II}})^2 F_{2,-2}^2 + \dots \right\},$$

où n_K , n_{L_I} , $n_{L_{II}}$, ... représentent le nombre d'électrons K , L_I , L_{II} présentés dans le cortège.

Seul le coefficient $G^2 |M|^2$ est caractéristique de l'interaction choisie ;

il est égal aux expressions suivantes :

<i>Interaction</i>	$G^2 M ^2$
S	$G_S^2 \left \int_D V_\beta U d\tau \right ^2$
V	$G_V^2 \left \int_D V^* U d\tau \right ^2$
T	$G_T^2 \left \int_D V_{\beta\vec{\sigma}} U d\tau \right ^2$
A	$G_A^2 \left \int_D V_{\beta\vec{\sigma}}^* U d\tau \right ^2$
PS	$G_{PS}^2 \left \int_D V_{\beta\gamma_s} U d\tau \right ^2$

D'après la variance tensorielle de l'opérateur qui figure dans l'élément de matrice M , ces coefficients peuvent être classés dans trois groupes, qui diffèrent essentiellement par la nature des règles de sélection correspondantes. Les coefficients des interactions S et V ne sont différents de 0 que pour $\Delta J = 0$, changement de parité « non » ; l'interaction PS impose $\Delta J = 0$, changement de parité « oui », d'après les résultats du paragraphe D). Ce sont les règles de sélection introduites par Fermi qui exigent que lors d'une transition permise le noyau initial et le noyau final aient le même moment angulaire total J . Les coefficients des interactions T et A sont différents de 0 pour $\Delta J = 0 \pm 1$, changement de parité « non », et correspondent aux règles de sélection de Gamow et Teller, plus souples que celles de Fermi, puisqu'elles autorisent en outre, pour une transition permise, un ΔJ égal à ± 1 . Dès lors, si l'on peut déterminer expérimentalement les moments angulaires totaux du noyau initial et du noyau final, et si leur différence est égale à ± 1 , si d'autre part on peut affirmer que la transition correspondante est permise, on peut conclure que les interactions S, V et PS ne peuvent à elles seules rendre compte des phénomènes. C'est ce que Konopinski a essayé de montrer dans son article de 1943 [K3].

On peut faire sur la formule (10) les autres remarques qualitatives suivantes :

- a) Les énergies $\epsilon_K, \epsilon_{L_i} \dots$ des électrons capturés étant en général peu

différentes de l'énergie au repos de l'électron (égale à 1 dans le système d'unités choisi), P_c^0 est sensiblement proportionnelle à $(\epsilon_0 + 1)^2$.

b) La probabilité de capture d'un électron donné est proportionnelle au carré de la plus grande des parties radiales de la fonction de Dirac correspondante où l'on a remplacé la charge du noyau par un Z_{eff} .

Si Z n'est pas trop grand, cette quantité est peu différente de la densité de probabilité de présence de l'électron correspondant à la limite du noyau.

Or cette probabilité décroît très rapidement quand n croît et pour une même valeur de n elle est beaucoup plus faible pour les électrons p_i que pour les électrons s .

C'est ce qu'illustre le tableau suivant :

Z	$G_{K0}^2(R)$	$G_{L10}^2(R)$	$F_{L11-2}^2(R)$
10	$1,6 \times 10^{-3}$	$4,2 \times 10^{-5}$	$1,8 \times 10^{-9}$
20	$1,4 \times 10^{-2}$	$8,2 \times 10^{-4}$	$6,7 \times 10^{-7}$
30	$5,6 \times 10^{-2}$	$4,5 \times 10^{-3}$	$1,2 \times 10^{-5}$
40	$1,6 \times 10^{-1}$	$1,4 \times 10^{-2}$	$8,4 \times 10^{-4}$
60	$9,5 \times 10^{-1}$	$1,0 \times 10^{-1}$	$2,3 \times 10^{-3}$

La contribution des électrons des couches M, N, ... est donc négligeable : c'est pour cette raison que les auteurs se sont bornés dans les premiers mémoires à considérer la capture K.

c) On peut remarquer également que P_c^0 , comme la densité électronique au voisinage du noyau, est une fonction croissante du numéro atomique Z .

Si l'on admet que P_c^0 est de l'ordre de grandeur de P_K^0 , P_c^0 doit varier sensiblement comme Z^3 (la correction d'effet d'écran est peu importante ; pour la couche K : $Z_{\text{eff}} = Z - 0,30$).

Pour $\epsilon_0 = 1$ on obtient des périodes de désintégration dont l'ordre de grandeur est le suivant :

Z	10	20	30	40	60
t_{sec}	$3,4 \times 10^5$	$3,8 \times 10^4$	$9,8 \times 10^4$	$3,4 \times 10^3$	$5,8 \times 10^2$

d) *Influence de l'ionisation.*

La formule (10) suggère que la probabilité totale de désintégration

par capture doit diminuer si on retire des électrons s , p_i ou p_{ii} du cortège. Ce fait a été signalé indépendamment par E. Segré (S_4) et R. Daudel (D_3).

D'après les remarques précédentes on voit aussi que, pour que cet effet soit notable, il faudrait pouvoir retirer des électrons des couches profondes ; les sources d'énergie dont on dispose ne permettent pas d'obtenir par des procédés d'ionisation physique un pourcentage élevé d'atomes ionisés profondément pendant un temps suffisamment long pour pouvoir observer la variation de période.

Cependant on peut remarquer (B8) que pour des valeurs de ϵ_0 suffisamment voisines de la limite inférieure, par le jeu du facteur $(\epsilon_0 + \epsilon_n)^2$, la probabilité de capture d'un électron L peut devenir aussi grande que la probabilité de capture d'un électron K. Le rapport $\frac{P_L}{P_K}$ est égal à 1 pour les valeurs suivantes de ϵ_0 :

Z	10	20	30	40	50	60
ϵ_0	— 0,99	— 0,99	— 0,97	— 0,93	— 0,90	— 0,86

On trouverait de même des valeurs de ϵ_0 pour lesquelles $\frac{P_M}{P_K}$ serait égal à 1.

Bien que d'un point de vue statistique il puisse exister des transitions $N_1 \rightarrow N_2$ correspondant à ces valeurs de ϵ_0 , comme la période de capture est inversement proportionnelle à $(\epsilon_0 + 1)^2$, le phénomène de capture est moins fréquent pour les faibles valeurs de ϵ_0 et la variation de période plus difficile à étudier.

De ces différentes considérations, et d'une étude de la liste des radioéléments qui se transforment par capture, il résulte que le nuclide le plus favorable à l'observation de l'influence de l'ionisation est le Be^7 qui peut par simple ionisation chimique être amené sous forme de Be^{++} où les deux électrons L_i ont été retirés. Des expériences ont été effectuées pour mettre en évidence la variation de période correspondante (voir ci-dessous § V).

Il importe cependant de remarquer que la probabilité de présence des électrons K dans le noyau est plus grande dans le Be^{++} que dans l'atome neutre de Be, comme le montrent par exemple les résultats de

la théorie du champ self-consistent de Hartree. Le départ des électrons L a donc pour conséquence sur la formule (10) donnant la probabilité totale de désintégration par capture, deux effets de sens contraires : d'une part suppression du terme qui dépend des électrons L, d'autre part augmentation de celui qui dépend des électrons K.

e) Rapport des probabilités d'émission β^+ et de capture.

Dans toutes les transitions pour lesquelles $\varepsilon_0 > 1$ le phénomène de capture est accompagné d'émission β^+ .

Si l'on calcule, dans le cadre de la théorie de Fermi, la probabilité P_{β^+} d'émission β^+ , on obtient les valeurs suivantes du rapport $\frac{P_{\beta^+}}{P_c}$:

Emetteurs	ε_0	$\frac{P_{\beta^+}}{P_c}$
C ¹¹	2,86	3 600
S ⁴¹	10,68	1 100
Sc ⁴³	3,5	7,6
Y ⁸⁸	2,3	2,4
Sb ¹²⁰	4,0	3,0

La capture est donc particulièrement importante relativement à l'émission β^+ dans les cas où l'énergie libérée est faible et la charge nucléaire grande.

2° Transitions interdites.

Pour les transitions interdites, les différentes formes d'interaction conduisent à des résultats qui diffèrent non seulement par la nature des règles de sélection, mais encore par la formule donnant la probabilité de capture en fonction de ε_0 et de Z .

Mais, dans tous les cas, lors d'une transition interdite d'ordre n , il ne peut y avoir capture avec probabilité appréciable que d'électrons dont le nombre quantique j est $\leq \frac{2n+1}{2}$.

Un électron a donc d'autant moins de chances d'être capturé qu'il appartient à un état correspondant à un nombre quantique j plus élevé.

Comme pour les transitions permises, bien que les formules soient

pour chaque interaction plus compliquées, la probabilité de capture est une fonction croissante de ϵ_0 et de Z . (Pour les transitions interdites d'ordre 1, la probabilité totale de capture P_c^i est sensiblement proportionnelle à $(\epsilon_0 + 1)^i$.)

Pour $\epsilon_0 = 1$ on obtient les ordres de grandeur suivants pour la période de capture :

Z	10	20	30	40	60
$t_{\text{sec}}^{(1)}$	$6,8 \times 10^8$	$4,9 \times 10^8$	$9,1 \times 10^7$	$2,5 \times 15^7$	$3,1 \times 10^6$
$t_{\text{sec}}^{(2)}$	$3,8 \times 10^{14}$	$1,8 \times 10^{13}$	$2,4 \times 10^{12}$	$5,2 \times 10^{11}$	$4,8 \times 10^{10}$
$t_{\text{sec}}^{(3)}$	$4,3 \times 10^{20}$	$1,2 \times 10^{19}$	$1,2 \times 10^{18}$	$2,1 \times 10^{17}$	$1,4 \times 10^{16}$

$t^{(1)}$, $t^{(2)}$, $t^{(3)}$ correspondant respectivement aux transitions interdites d'ordre 1, 2, 3.

Les transitions interdites conduisent à des variations relatives de période par ionisation un peu plus grandes (pour une même valeur de Z et de ϵ_0) que les transitions permises, mais correspondent à un phénomène dont la mise en évidence expérimentale est encore plus délicate, puisqu'il s'agit d'émetteurs à périodes plus longues.

III. — L'HYPOTHÈSE DU NEUTRINO ET LA CAPTURE DE NÉGATONS ORBITAUX

A) Arguments pour l'hypothèse du neutrino.

Dans le cas de la radioactivité β on observe que les électrons émis n'ont pas tous la même énergie ; ils forment un spectre continu d'énergie s'étalant depuis une valeur très faible, probablement zéro, jusqu'à une valeur maximum W_0 (fig. 6). L'énergie de la transition n'aurait donc pas une valeur unique, mais pourrait varier de manière continue entre les valeurs m_0c^2 et $m_0c^2 + W_0$; mais cette façon de considérer le phénomène est incompatible avec la conception de la désintégration β s'effectuant entre niveaux nucléaires quantifiés.

Or l'étude expérimentale de la radioactivité α et des photons nucléaires associés (travaux de Rosenblum, Rutherford, ..., cf. [B4]), des bilans énergétiques des transmutations, la détermination des masses exactes

des noyaux par le spectrographe de masse, ... (cf. [B1]) permettent d'affirmer l'existence de niveaux quantifiés dans les noyaux.

Dans la radioactivité β , on peut donc affirmer que l'énergie de la transition a une valeur bien définie égale à : $(m_0c^2 + W_0)$, dans le cas où aucun photon n'accompagne l'émission β .

Une deuxième difficulté est relative à la statistique et aux spins des noyaux : la radioactivité β et la capture d'électrons ne modifiant pas le nombre atomique du noyau, le noyau initial et le noyau final possèdent la même classe de spin (entier ou demi-entier) et obéissent à la même statistique ; or l'électron émis ou absorbé étant un « fermion » (statistique de Fermi-Dirac) et son spin étant $\frac{1}{2}$ (en unité $h/2\pi$), il ne peut y avoir conservation du spin total, et par suite de la statistique du système,

si l'on ne fait aucune hypothèse supplémentaire. Or la loi de conservation du spin (analogue à celle de la conservation de la quantité

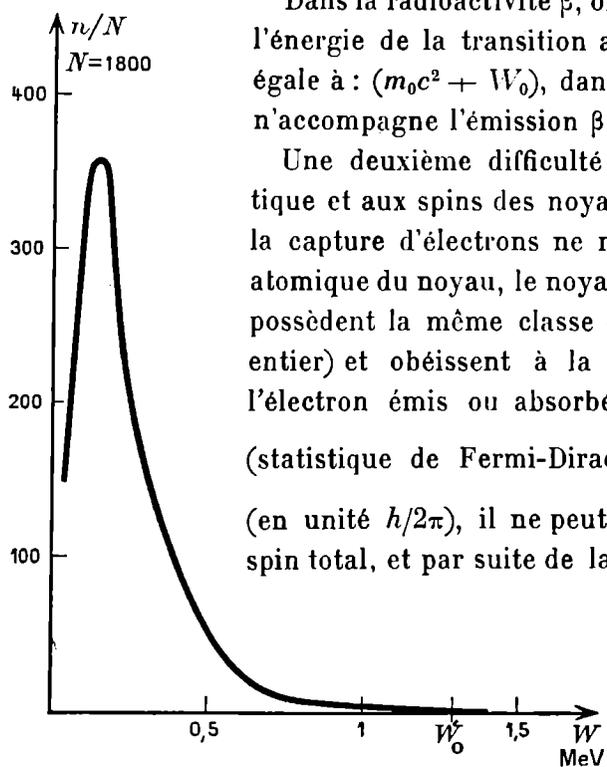


Fig. 6. — Spectre continu de RaE obtenu au Wilson d'après M. Lecoin (laboratoire Curie) [L1].

de mouvement) semble aussi bien établie que la loi de la conservation de l'énergie.

Ces deux contradictions importantes relatives à la non-conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement du système sont levées si l'on suppose, comme l'a fait Pauli en 1933, l'existence d'une particule hypothétique : le neutrino. L'émission β^- (ou β^+) s'expliquerait par la transformation d'un neutron en proton (ou vice-versa) et la création simultanée d'un négaton (ou d'un proton) et d'un neutrino (ou d'un anti-neutrino). Le neutrino émis en même temps que le négaton emporterait une partie de l'énergie de la transformation de telle manière que :

$$\Delta W = m_0c^2 + \mu_0c^2 + W_\beta + W_\mu$$

ΔW étant l'énergie de la transition nucléaire (en supposant qu'il n'y ait pas de photons γ).

Les difficultés précédentes disparaissent avec cette hypothèse : d'une part, d'après l'équation précédente, le principe de conservation de l'énergie se trouve vérifié, d'autre part, si l'on suppose que le neutrino a un spin $\frac{1}{2}\hbar$ et suit la statistique de Fermi-Dirac comme un électron, le principe de conservation du spin total se trouve lui aussi vérifié.

L'hypothèse du neutrino sert de base à la théorie de la radioactivité β faite par Fermi. Les succès relatifs de cette théorie, concernant la prévision de la limite supérieure de l'énergie W_0 et les relations entre W_0 et la période T de la radioactivité β , sont de solides arguments en faveur de l'hypothèse de Pauli.

Toutefois ce ne sont pas là des preuves directes pour cette hypothèse. Aussi de nombreux auteurs ont essayé de mettre en évidence le neutrino. L'absence de charge qu'il est nécessaire d'attribuer au neutrino pour satisfaire le principe de la conservation de l'électricité ne permet pas d'observer un effet primaire d'ionisation ; en outre, le fait qu'on n'ait pas observé d'effet secondaire d'ionisation, analogue à celui créé par les rayons γ , indique qu'il n'existe pas d'interactions électromagnétiques importantes entre le neutrino et les autres particules. Enfin les recherches sur l'effet d'ionisation dû au moment magnétique du neutrino ont été négatives [B5, N1] et permettent d'affirmer que le moment magnétique du neutrino, s'il existe, est inférieur à $1/7\,000$ de magnéton de Bohr. D'autres expériences ont été tentées pour mettre en évidence le neutrino à partir du recul du noyau final de la transformation radioactive. Nous examinerons ces expériences plus loin.

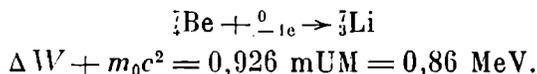
En ce qui concerne les anti-neutrinos émis au cours de la radioactivité β^+ , ils ne se distinguent pas des neutrinos, mais se trouvent introduits dans le formalisme mathématique. Le neutrino, comme l'électron négatif dans la théorie de Fermi, obéit à l'équation d'onde de Dirac ; celle-ci conduit à des solutions correspondant à des énergies positives et négatives. Tous les états d'énergie négative sont ordinairement remplis et lorsqu'un de ces états se vide, le « trou » ainsi créé est observable comme un anti-neutrino dont la charge et le moment

magnétique sont opposés à ceux du neutrino. Mais la charge et probablement le moment magnétique étant nuls, la particule et l'anti-particule ne se distinguent pas dans ce cas.

B) *Énergie emportée par le neutrino dans la capture d'électrons.*

A la suite de la capture de l'électron, l'énergie du noyau initial augmente environ de 0,5 MeV et revient à l'état stable en libérant une quantité d'énergie égale à $\Delta W + 0,5 \text{ MeV}$, ΔW étant l'énergie de la transition entre les deux niveaux nucléaires. Or la libération de cette quantité d'énergie, lorsqu'aucun γ n'accompagne le processus de capture, n'est pas observable. On admet, par analogie avec l'hypothèse de Panli,¹ que le neutrino emporte cette énergie.

Soit par exemple la transformation du ${}^7_4\text{Be}$ en ${}^7_3\text{Li}$ par capture d'électron orbital :



D'après la valeur de cette énergie¹ le noyau ${}^7_4\text{Be}$ ne peut se transformer que par capture d'électrons orbitaux. On n'a d'ailleurs jamais observé expérimentalement de positons. En outre l'expérience montre que 10 % des transitions s'effectuent avec émission d'un photon γ de 0,45 MeV environ. On suppose que dans un cas le neutrino emporte 0,86 MeV et dans l'autre 0,41 MeV.

C) *Essai de mise en évidence du neutrino par le recul du noyau.*

On peut essayer de détecter le neutrino par le recul du noyau. Ce recul peut être observé dans la radioactivité β , mais c'est dans le cas de la capture qu'il est le plus important (à énergie de transition et masse du noyau final égales).

Les premiers essais sur le recul du noyau furent effectués par Leipunski en 1936 [L2] sur le ${}^{11}\text{C}$ (émetteur de positons de période

1. D'après les masses exactes des atomes selon Mattauch et Flugge (1942) déduites des données expérimentales sur le seuil de la réaction ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$.

20 minutes et d'énergie maximum 0,95 MeV); par Crane et Halpern [C2 C2 a] en utilisant une chambre de Wilson avec ^{38}Cl (émetteur β^- de période 37 minutes et d'énergie maximum 5 MeV). Dans ces deux séries d'observations les auteurs conclurent que la quantité de mouvement du noyau de recul était légèrement supérieure à celle calculée lorsqu'on suppose qu'il n'y a pas de neutrino émis.

K. C. Wang [W2] en 1942 suggère d'utiliser le recul du ^7Li résultant de la capture d'électron orbital par ^7Be . Ce noyau a deux possibilités pour se transformer en ^7Li : a) dans 90 % des transitions toute l'énergie est emportée par le neutrino: soit 0,86 MeV; b) dans 10 % des cas un photon de 0,45 MeV est émis et le neutrino emporte 0,41 MeV environ. Dans le premier cas, la quantité de mouvement prise par le noyau ^7Li est égale à celle du neutrino émis et l'énergie de recul W_R du noyau ^7Li est égale à $W_R = W_\nu / 2Mc^2$ (M étant la masse exacte du noyau et W_ν l'énergie emportée par le neutrino), soit 57 eV environ. Dans le deuxième cas l'énergie de recul due à l'émission de photons γ de 0,45 MeV est seulement de l'ordre de 16 eV.

L'expérience a été réalisée en 1942 à Chicago par J. S. Allen [A3]. Cet auteur, opérant dans le vide, détecte les noyaux de recul ^7Li chargés positivement à l'aide d'un tube multiplicateur d'électrons (fig. 7).

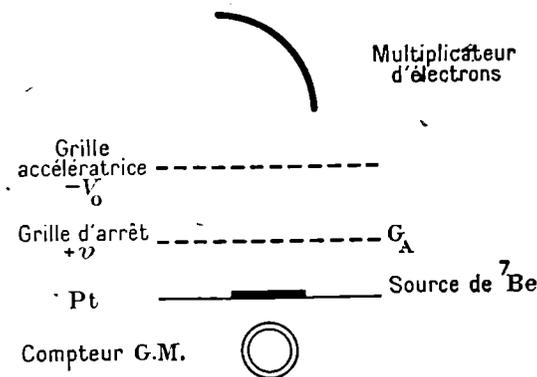


Fig. 7. — Schéma du dispositif de J. S. Allen.

Entre la source et la première électrode de ce tube il interpose une grille G_A portée à un potentiel positif variable $+v$ pour arrêter les

ions ${}^7\text{Li}$. Les rayons γ sont détectés par un compteur G-M. Allen observe un potentiel d'arrêt de la grille de 45 eV environ (fig. 8) et ne trouve

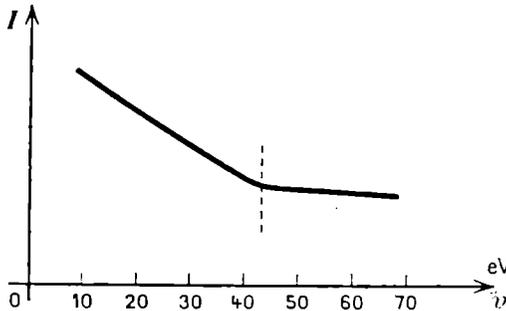


Fig. 8. — Variation de l'intensité due aux noyaux de recul ${}^7\text{Li}$ en fonction du potentiel appliqué à la grille d'arrêt G_A .

pas de coïncidence entre les noyaux de recul et les rayons γ émis dans des directions opposées (si le recul provenait des rayons γ le nombre de coïncidences aurait été 80 fois plus grand dans les conditions expérimentales). En outre le potentiel d'arrêt trouvé dans ces expériences doit être majoré de quelques eV afin de tenir compte de l'absorption dans la couche de gaz existant toujours à la surface du support de platine, du travail d'extraction des ions positifs hors de la surface de ce métal, de la pénétration des atomes ${}^7\text{Be}$ dans le support, ...

Les expériences précédentes comportent de nombreuses corrections et causes d'erreurs ; aussi n'est-il pas possible d'en déduire des renseignements quantitatifs précis sur l'énergie emportée au cours de la capture ; on ne peut rien dire en outre sur la nature de la particule emportant cette énergie.

Comme conclusion, nous retiendrons que le recul du noyau ${}^7\text{Li}$ a été mis en évidence et que la valeur expérimentale maximum de son énergie correspond approximativement au recul dû à l'émission d'un neutrino de masse voisine de zéro.

Cette expérience montre que les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement ne sont pas mises en défaut, mais n'indique rien de plus. L'énergie disponible pourrait être emportée par *une ou plusieurs particules* ; on suppose uniquement, par raison de simplicité, qu'il y a *un seul neutrino* émis.

Toutefois il serait possible de choisir entre ces hypothèses : dans le

cas de plusieurs neutrinos le noyau de recul aurait un spectre continu d'énergie; tandis qu'un seul neutrino émis correspondrait à une raie monoénergétique pour le noyau de recul. L'étude expérimentale de la répartition de l'énergie des noyaux de recul permettrait donc de préciser le mécanisme de la capture d'électrons.

Une expérience analogue à celle d'Allen a été faite par B. T. Wright [W3] sur le ^{107}Cd : le ^{107}Cd se transforme par capture en ^{107}Ag ; Wright a mis en évidence le recul de ^{107}Ag , mais n'a pu déterminer l'énergie du recul: ce noyau ^{107}Ag quittant le support à l'état d'atome neutre.

En attendant des expériences plus décisives, on conserve l'hypothèse du neutrino parce que, d'une part elle permet d'interpréter d'une manière satisfaisante de nombreux phénomènes, et d'autre part elle sert de base à la théorie de la désintégration β , théorie qui a déjà rendu de nombreux services.

Récemment K. G. Wang [W4] a proposé d'utiliser la désintégration β^- de ^{12}B , dont la période est $2,2 \cdot 10^{-2}$ seconde et dont l'énergie maximum des β est 12 MeV; dans ce cas l'énergie maximum du noyau de recul atteint plusieurs milliers d'électronvolts.

IV. — MÉTHODES EXPÉRIMENTALES POUR L'ÉTUDE DE LA CAPTURE DES NÉGATONS ORBITAUX

A. — Généralités.

La capture d'électrons est moins facile à observer que les émissions α ou β . En général on caractérise la capture à l'aide du rayonnement X qui la suit; on peut parfois la mettre en évidence par des méthodes indirectes; citons:

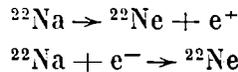
a) Lorsque l'émission β^+ se produit parallèlement à la capture, on peut, en déterminant le nombre de noyaux radioactifs initiaux et le nombre de positons émis, estimer l'importance du phénomène de capture.

Roberts et Heydenburg [R2] ont opéré de cette manière pour étudier la transition $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+$, ^{13}N étant produit à partir de ^{12}C par réaction (d, n): $^{12}\text{C} + {}^2_1\text{d} = ^{13}\text{N} + {}^1_0\text{n}$. Ces auteurs ont interprété la différence observée entre le nombre de neutrons et de positons émis par ^{13}N comme due à la capture d'électrons orbitaux par ^{13}N . De tels dénombrements absolus sont délicats et il est difficile d'obtenir une

précision satisfaisante ; dans l'exemple précédent, les résultats de Roberts et Heydenburg ne sont pas assez précis même pour affirmer l'existence de la capture.

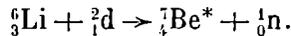
b) S'il est possible de déterminer le nombre de noyaux formés et celui de positons émis, on peut atteindre la proportion de la capture et de l'émission β^+ .

Cette méthode, due à Alvarez [A2], a été expérimentée sur le $^{22}_{11}\text{Na}$ par H. Weltin [W5] :



La comparaison entre la quantité de Ne déterminée par microanalyse, suivant la méthode de Paneth et Peters, et le nombre de positons permet d'estimer la proportion de capture. Celle-ci, dans le cas de ^{22}Na , serait environ 2 fois plus importante que l'émission de positons ².

c) Si le noyau émet un rayonnement γ et se désintègre uniquement par capture, la comparaison du nombre de noyaux formés et du nombre de photons permet de mettre en évidence une capture complexe : cette méthode a été appliquée par Roberts, Heydenburg et Locher [R3] sur ^7Be . ^7Be est formé à partir de ^6Li par réaction (d, n) :



Le dénombrement des neutrons donne le nombre de noyaux $^7\text{Be}^*$ formés. Or ces auteurs observent que ^7Be peut revenir à l'état fondamental ^6Li en émettant des photons γ de 0,45 MeV environ, dont le nombre est environ 10 fois plus faible que celui des neutrons formés dans la réaction ${}^6\text{Li}(dn)^7\text{Be}$. Ils supposèrent le phénomène de capture

complexe suivant :

$$\begin{cases} {}^7_4\text{Be}^* \xrightarrow{\text{Ce}} {}^6_3\text{Li}, \\ {}^7_4\text{Be}^* \xrightarrow{\text{Ce}} {}^6_3\text{Li} + h\nu. \end{cases}$$

Mais généralement le phénomène de capture peut être caractérisé à l'aide du rayonnement X qui l'accompagne. La mise en évidence de ce rayonnement peut constituer une preuve expérimentale directe du phénomène de capture. On ne pourra cependant en déduire l'existence du processus de capture qu'après estimation des phénomènes de con-

2. W. N. Good et al. (*Phys. Rev.*, **69** (1946), p. 313) ont obtenu par une méthode de coïncidences moins de 5% de captures K ($e_K/p_f \leq 5\%$).

version interne, l'effet photoélectrique pouvant conduire également à l'excitation de l'atome et à l'émission d'un rayonnement X.

La détection du rayonnement X, et principalement de la raie K_{α} , se heurte parfois à de sérieuses difficultés expérimentales : le rayonnement K_{α} des éléments de nombre atomique inférieur à 20 possède une longueur d'onde supérieure à 3 Å, nécessitant une technique spéciale ; les noyaux émetteurs de positons dont l'énergie maximum est grande ont généralement une faible probabilité de se transformer par capture et le rayonnement X émis a une intensité faible.

B. — *Étude de la capture à l'aide de la chambre de Wilson.*

Jacobsen [J1] eut le premier l'idée de détecter les raies X caractéristiques de la capture ; mais les sources peu intenses qu'il utilisa ne lui permirent pas d'observer dans la chambre de Wilson des traces de photoélectrons produits par la raie K_{α} accompagnant la capture d'électrons par le noyau ^{43}Sc .

B₁. *Énergie du rayonnement X.*

William et Pickup [W2], étudiant le noyau ^{48}V , déterminèrent l'énergie du rayonnement X à partir de son absorption dans le gaz de la chambre : ils étudièrent pour cela la décroissance du nombre de photoélectrons (d'énergie 4 000 eV environ) en fonction de la distance à la source, les électrons provenant de celle-ci étant éliminés par un champ magnétique de 2 000 gauss environ.

On peut également déterminer l'énergie du rayonnement X à partir de l'énergie des photoélectrons, du moins en ce qui concerne les atomes de nombre atomique pas trop petit : on obtient l'énergie des photoélectrons soit en dénombrant le nombre de paires d'ions le long de leur trajectoire, soit de préférence en mesurant la longueur moyenne de leur trajectoire (parcours moyen).

La précision de cette méthode ne permet pas de distinguer des raies d'énergie voisine et d'intensité comparable, elle ne permet pas par conséquent de déterminer avec précision le nombre atomique de l'atome producteur du rayonnement X primaire, et de distinguer deux raies provenant d'atomes de nombres atomiques voisins.

Étant donné que cette méthode a un faible pouvoir séparateur et

que la détermination du parcours moyen nécessite des mesures très longues au stéréocomparateur, on peut la remplacer par celle de la « portée moyenne », distance entre la première et la dernière paire d'ions de la trajectoire des photoélectrons : la dispersion est dans ce cas encore un peu plus grande, mais les mesures sont beaucoup plus faciles.

Cette méthode a été développée par Tsien San-Tsiang, C. Marty et B. Dreyfus [T1], qui montrèrent expérimentalement que le rapport de la portée moyenne au parcours moyen était constant pour des négatons d'énergie inférieure à 50 keV (0,55 dans l'argon ; 0,63 dans l'air).

B₂. Détermination du rapport P_{+}/P_{c} .

Le dénombrement simultané des positons et des photoélectrons permet d'atteindre le rapport P_{+}/P_{c} à la condition que l'on connaisse le nombre de photoélectrons produit par des phénomènes secondaires (conversion interne, arrêt des électrons dans la matière, ...) dans la chambre de Wilson au cours d'une détente.

Ce rapport a été déterminé par ce procédé par Williams et Pickup [W6] sur ⁴⁸V et par Walke, Williams et Evans [W7] sur ⁴⁷V.

La chambre de Wilson est un appareil de choix pour estimer, par simple inspection, l'importance relative des photoélectrons (dus à des rayonnements X ou γ mous), des électrons Compton ou de matérialisation (dus à des photons plus énergiques), des électrons positifs ou négatifs accompagnant la capture, et de suivre leur évolution au cours du temps ; mais elle ne permet pas de mesures quantitatives précises : énergie des photons K_{α} provenant de la capture, valeur du rapport P_{+}/P_{c} .

C. — Étude à la chambre d'ionisation et aux compteurs G. M.

Au contraire, la chambre d'ionisation et les compteurs G. M. détectent globalement les phénomènes, qui sont d'ailleurs plus faciles à analyser lorsqu'une étude préalable a été effectuée à la chambre de Wilson.

En ce qui concerne spécialement le rayonnement X : la détermination de son énergie et de son intensité peut être effectuée à l'aide d'une chambre d'ionisation ou d'un compteur.

La chambre d'ionisation est du type couramment utilisé dans les mesures des rayons X (cf. par exemple : Compton et Allison [C3], Smick et Kirpatrick [S3, K4]).

Le compteur est construit de manière à posséder l'efficacité maximum pour le rayonnement X étudié ; nous avons utilisé par exemple des compteurs remplis d'argon à une pression assez élevée (20, 50 ou même 70 cm de Hg) ; ces compteurs sont fermés du côté où pénètre le rayonnement par une fenêtre mince (5 mg/cm² d'aluminium) et fonctionnent par « effet gaz » ; leur efficacité est alors sensiblement proportionnelle à la pression et atteint 50 % pour le rayonnement K_αNi provenant de la capture d'électrons par ⁶⁴Cu ou ⁶⁴Cu.

Le point de fonctionnement ne dépasse jamais 2 000 V à condition qu'on ajoute 10 à 20 % d'alcool dans le gaz du compteur. Pour des rayonnements X plus énergiques, on a intérêt à travailler avec des compteurs remplis de xénon à la pression atmosphérique.

1° ÉNERGIE DU RAYONNEMENT X.

a) *Par simple absorption.*

L'énergie du rayonnement X peut être mesurée parfois par simple mesure d'absorption, lorsque la variation du coefficient d'absorption est suffisante dans la région de l'atome étudié : c'est le cas de la capture par ⁵⁸V (16 jours).

K_αTi peut être mis en évidence par absorption dans l'aluminium ; c'est ainsi que L. W. Alvarez [A2] mit le premier en évidence le phénomène de la capture d'électrons.

b) *Par la méthode de l'absorption critique.*

La méthode de l'absorption critique utilise des écrans dont l'énergie des électrons K des atomes qui les forment encadre celle du rayonnement X étudié. Un photon X peut expulser seulement un électron K dont l'énergie de liaison est plus petite que son énergie propre : on pourra donc caractériser le rayonnement X à l'aide de la différence des courbes d'absorption obtenues avec des éléments voisins convenablement choisis.

Cette méthode a été employée par Alvarez [A2] sur le rayonnement K_α du Zn en utilisant des écrans de Ni et de Cu dont les discontinuités d'absorption correspondent à des longueurs d'onde respectives de

1,48 et 1,38 Å ; la plus grande partie de la raie $K_{\alpha}Zn$ se trouve entre ces limites. La raie $K_{\beta}Zn$ par contre se trouve en dehors des discontinuités d'absorption L et possède une énergie supérieure à celle des discontinuités d'absorption ; elle est donc fortement absorbée dans le Ni et le Cu. Il est important de bien canaliser le rayonnement X de fluorescence $K_{\alpha}Ni$ provenant des atomes de Ni excités par le rayonnement $K_{\alpha}Zn$, ce qui évite de diminuer anormalement l'absorption du rayonnement primaire.

c) *Méthode de fluorescence.*

O'Neal, Scharff et Goldhaber [O1] ont employé cette méthode pour étudier le rayonnement X émis au cours de la transformation du ^{121}Te de 125 jours. Leur dispositif, représenté figure 9, se compose d'un

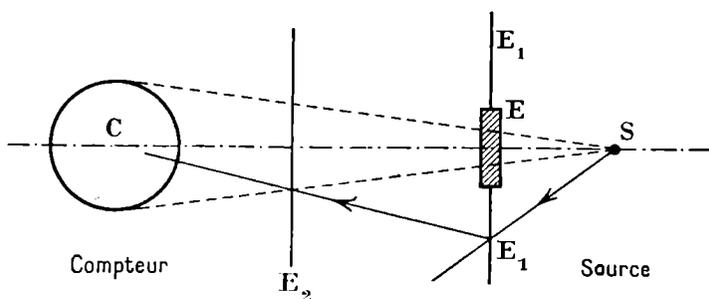


Fig. 9. — Schéma du dispositif de O' Neal et al.

compteur C, sensible aux rayons X, comme détecteur, d'un écran de plomb, E, entre source et compteur, de dimensions suffisantes pour arrêter les photons X, et d'une couronne E₁ jouant le rôle d'émetteur secondaire pour le compteur C. Les photons secondaires émis par E₁ (Ag, Cd, Sn, In) sont en partie absorbés dans les écrans d'aluminium, E₂.

Lorsque la discontinuité d'absorption K de l'élément composant E₁ a une énergie supérieure à celle du photon X incident, on recueille uniquement dans C des photons diffusés ; lorsqu'elle lui est inférieure, les photons X excitent la couche K des atomes de E₁, qui émettent à leur tour des photons secondaires de fluorescence.

Cette méthode sensible a permis à leurs auteurs de mettre en évidence dans le rayonnement primaire les raies $K_{\alpha}Sb$ et $K_{\alpha}Te$.

2° INTENSITÉ DU RAYONNEMENT X.

La détermination de l'intensité absolue du rayonnement X est délicate. Elle peut être déterminée, lorsqu'elle est suffisante, à l'aide d'une chambre d'ionisation construite pour des mesures absolues (cf. Compton et Allison par exemple [C3]).

Sinon on peut l'atteindre par compteur, mais l'étalonnage de l'efficacité d'un compteur est moins facile que celui de la chambre d'ionisation. Nous n'étudierons pas la détermination de l'efficacité du rayonnement X de la chambre d'ionisation ou du compteur³, ce qui serait trop long.

Indiquons simplement les différentes corrections nécessaires pour

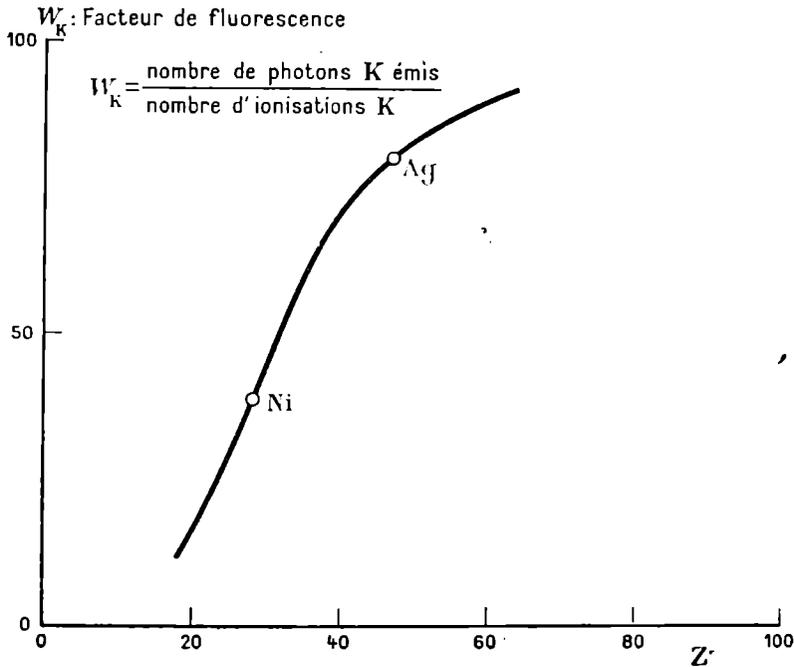


Fig. 10.

passer des valeurs brutes obtenues au nombre d'atomes excités au niveau K par la capture ; ce sont :

a) L'angle solide effectif dû à la canalisation du dispositif expérimental et corrigé des effets de parois.

3. Cf. à ce sujet : Intensités absolues des rayonnements émis par ⁶⁴Cu et ⁶¹Cu par R. Bouchez et G. Kayas J. de Phys. et le Rad. (sous presse).

b) Les différentes absorptions dans la matière de la source et toute matière entre source et détecteur.

c) L'efficacité du détecteur.

d) Le facteur de fluorescence W_K , c'est-à-dire le nombre de photons émis par atome excité au niveau K ; $1 - W_K$ est appelé ordinairement le « facteur de conversion interne » de photon K (électron Auger et photoélectrons) (cf. courbe donnant la variation de W_K en fonction de Z : fig. 10).

e) La contribution à l'intensité obtenue des photons de la série K autres que les photons K_α (K_{β_1} et K_{β_2}).

f) La contribution à l'ionisation de la couche K de phénomènes autres que la capture K : conversion interne des photons nucléaires, effet photoélectrique, arrêt des électrons dans la matière (si leur énergie est supérieure à la discontinuité d'absorption du niveau K).

Il est donc difficile de déterminer l'intensité absolue de la capture, aussi n'existe-t-il que fort peu de résultats dans la littérature. Nous les discuterons plus loin.

D — Analyse spectrographique.

Les rayons X accompagnant la capture peuvent aussi être détectés à l'aide d'un spectrographe à grande luminosité. Les spectrographes dans lesquels le faisceau de photons est limité par une fente étroite ne sont pas assez lumineux pour détecter les faibles rayonnements X

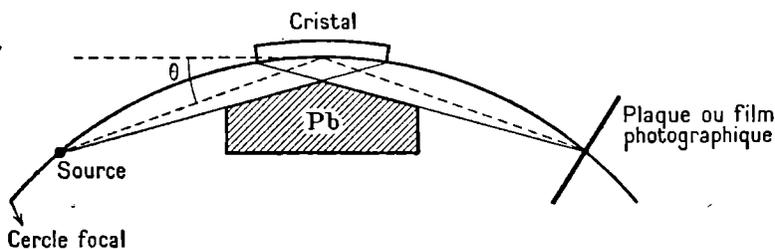


Fig. 11. — Spectrographe à cristal courbe de sel gomme utilisé par Abelson.

accompagnant les transitions nucléaires. Deux types de spectrographes à grande luminosité ont été utilisés avec succès : ils comprennent un cristal courbe dont le rayon de courbure n'est pas trop grand (inférieur à 30 cm environ) et travaillant soit par réflexion (type Johann), soit par transmission (type Cauchois).

Le premier type a été employé par Abelson [A4] (fig. 11). Il com-

prend un cristal de sel gemme : dans l'air on peut l'utiliser pour détecter les raies K_{α} d'éléments de numéro atomique supérieur à 23 environ ($3,5 \text{ \AA}$ ou $5\,000 \text{ eV}$) et les raies L_{α} d'éléments de numéro atomique supérieur à 59. Avec cet appareil, Abelson a mis en évidence les raies $K_{\alpha}\text{Zn}$ et $K_{\alpha}\text{Ni}$ accompagnant les captures K du ^{67}Ga et du ^{64}Cu .

Le deuxième type de spectrographe, à cristal courbe, a été utilisé par Edwards, Pool et Blake [E1] (fig. 12). Ces auteurs employèrent

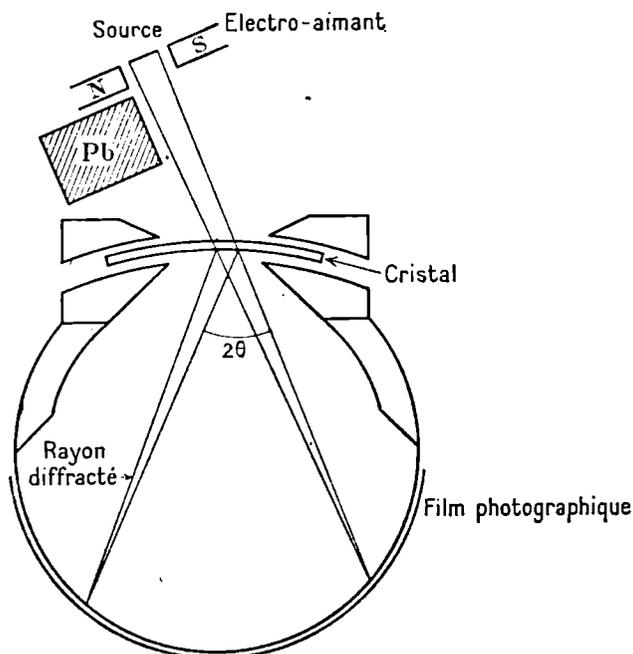


Fig. 12. — Spectrographe à cristal courbe par transmission utilisé par J. E. Edwards.

des cristaux de quartz, de mica et de gypse et observèrent les raies $K_{\alpha}\text{Ag}$ accompagnant la capture K de ^{107}Cd et ^{109}Cd (cristal de mica), les raies $K_{\alpha}\text{Ni}$ (cristal de quartz) et $K_{\alpha}\text{Cd}$ (cristal de mica) caractéristiques des captures K de ^{64}Cu et ^{112}In (2,7 jours).

Ces spectrographes à grande sensibilité ont par contre un pouvoir séparateur faible. Les sources utilisées étant larges, la canalisation pas très stricte, les raies obtenues sont larges. Toutefois ce pouvoir séparateur est suffisant pour séparer les doublets K_{α} ou L_{α} appartenant à deux éléments voisins. En effet dans le cas du spectrographe utilisé par Edwards et al., la largeur du doublet K_{α} d'un élément dans

la région du Mo est $5 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$ environ ; alors que la distance entre les doublets K_{α} de Ag et Cd est $24 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$, soit environ 5 fois la largeur d'un doublet.

Cette méthode permet de préciser le numéro atomique de l'élément émettant le rayonnement X et peut remplacer la méthode de l'absorption critique, soit lorsqu'il devient très difficile de réaliser des écrans sélectifs, soit lorsque le rayonnement X considéré est complexe (raies K_{α} d'éléments voisins).

Cette méthode permettrait aussi d'étudier les cas de double ionisation K : considérons un noyau Z qui se transforme par capture K et laisse le noyau $Z - 1$ dans un état excité à partir duquel il y a émission d'un rayonnement γ fortement converti ; si l'atome $Z - 1$ est

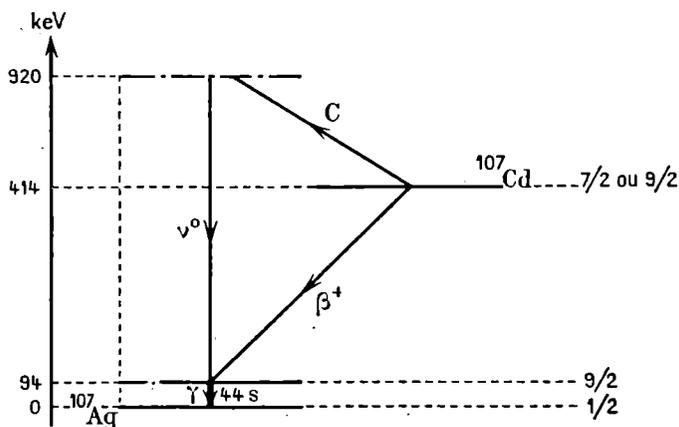


Fig. 13.

encore excité au niveau K quand le photon est émis, tout électron K de conversion laissera l'atome dans un état doublement excité au niveau K. Ce fait peut se produire lorsque la probabilité d'émission du photon X est plus faible que celle de l'électron K de conversion. Les photons K émis et laissant les atomes excités une seule fois au niveau K ont une énergie plus grande et voisine de celle des photons K des atomes Z. D'où un déplacement d'une partie de la raie K_{α} ($Z - 1$) vers les plus petites longueurs d'onde que l'analyse spectrale peut révéler. Ce cas a été signalé par Alvarez [A2] sur ^{67}Ga et par O'Neal [O1] sur ^{121}Te ; aucune étude n'a encore été effectuée par l'analyse spectrographique et l'on possède peu d'informations sur les périodes relatives des émissions des photons X et γ .

Remarquons que l'un des principaux avantages de la méthode est la possibilité de mettre en évidence des raies X peu intenses en faisant des temps de pose très grands, compatibles avec la période du noyau étudié.

Toutefois cette méthode ne permet pas de déterminer l'intensité absolue du rayonnement considéré, car il est difficile d'établir une relation entre l'intensité d'une raie, telle que la révèle l'étude au microphotomètre, ou à la cellule photoélectrique, et le nombre de photons responsables de cette raie. D'autre part le facteur de transmission ou de réflexion pour le cristal utilisé n'est pas connu avec précision et varie notablement avec la longueur d'onde.

V. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

On connaît actuellement une soixantaine de cas de capture, du ${}^7\text{Be}$ au ${}^{235}\text{Np}$. La capture des électrons K est la seule mise en évidence, aucune capture d'électron L n'a été observée : Deutsch et Elliott [D2] n'ont pas réussi à l'observer dans le cas de ${}^{54}\text{Mn}$, noyau qui se transformerait, selon Marzak [M2], par capture L avec une probabilité relativement importante.

L'analyse spectrographique a mis en évidence des raies L_{α} , mais il n'est pas possible de conclure à une capture L sans étude quantitative, extrêmement difficile par cette méthode.

Une mise en évidence indirecte de la capture L est en cours sur le ${}^7\text{Be}$: les premières expériences [B6] à l'aide des compteurs ne sont pas encore décisives ⁴.

Nous classerons les différentes captures K connues d'après la nature des rayonnements émis :

A. — *Capture K sans émission de positons* : $-\gamma < \epsilon_0 < 1$.

A₁) *Sans émission de γ : capture simple.*

La détection de la raie K_{α} de l'élément précédent constitue dans ce cas une preuve de la capture K.

4. Note sur épreuves : La capture L a été mise en évidence sur le ${}^7\text{Be}$ par R. Bouchez et al. (*C. R.*, Paris, 227 (1948), p. 525; *J. de Phys.*, mai 1949) et sur ${}^{10}\text{A}$ par Pontecovo et al. (*Phys. Rev.*, avril 1949).

On connaît avec certitude un seul nuclide dans cette classe : ^{49}V (600 jours). La comparaison de ce résultat expérimental avec la théorie ne peut être faite : on ne connaît pas exactement ε_0 . On peut dire seulement que la période prévue par la théorie est 600 jours à la condition de supposer $\varepsilon_0 = -0,88$, le calcul étant effectué en utilisant le tenseur d'interaction ; un changement de parité « non » et $|M|^2 \sim 0,1$, hypothèses qui ne sont pas anormales.

A₂) Avec émission de γ : capture complexe.

Cette classe comprend deux catégories de transitions. Dans la première la différence de moment angulaire total ΔJ est petite (0 ± 1) : le noyau final comprend alors plusieurs niveaux différant par exemple par l'orientation du spin d'un des nucléons : type ^7Be . Dans la deuxième la probabilité de transition est, toutes choses égales, plus faible : soit parce que ΔJ est relativement plus grand que dans la catégorie précédente $|\Delta J| \geq 2$, soit parce que la transition s'accompagne d'un changement défavorable de parité. Le passage de l'état intermédiaire à l'état final s'accompagne d'une émission d'un ou plusieurs photons fortement convertis.

Les noyaux appartenant à cette catégorie sont nombreux : citons ^{67}Ga (84 heures) sur lequel Alvarez [A2] observa pour la première fois le phénomène de conversion interne en radioactivité artificielle. De nombreux photons γ et électrons de conversion interne accompagnent la capture.

^{51}Cr (26 jours), dont le rayonnement γ de 330 keV est fortement converti ; ^{54}Mn (500 jours) ; ^{55}Fe (4 ans) ; ^{73}As (90 jours) ; ^{109}Cd (158 jours) ; etc.

Cas du ^7Be .

Le ^7Be est le type de la capture complexe comprenant seulement des transitions permises. Sa période est 54 jours

Nous allons comparer sur cet exemple résultats expérimentaux et théorie. Les grandeurs comparables sont :

- 1) La période totale T , ou mieux la probabilité totale $P = \frac{L^2}{T}$;
- 2) Les périodes partielles (ou probabilités partielles) lorsqu'il y a lieu : dans le cas de la capture complexe ^7Be , on distingue une pre-

mière probabilité partielle P_1 correspondant à la transition ${}^7\text{Be} - {}^7\text{Li}$, et une deuxième P_2 correspondant à ${}^7\text{Be} - {}^7\text{Li}^*$;

3) Le rapport des probabilités pour la capture K et la capture L, P_K/P_L ;

4) Le rapport R des probabilités par capture K et par émission de positons $R = P_K/P_+$.

Nous limiterons l'étude de R au nuclide ${}^{107}\text{Cd}$ (${}^7\text{Be}$ n'émettant pas de positons).

Dans le cas où il n'y a pas d'émission de positons, il est difficile d'atteindre avec précision ϵ_0 et d'effectuer la comparaison entre théorie et expérience. Toutefois Be est un des rares cas où cette comparaison est possible; on détermine en effet $\epsilon_0 = 0,7$ à partir des masses exactes de ${}^7\text{Be}$ et de ${}^7\text{Li}$.

Les probabilités partielles P_1 et P_2 sont déduites de la proportion de photons γ de 0,46 MeV émis lors de la transition ${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^7\text{Li}$: le rapport du nombre de photons au nombre total de captures est compris entre 3 % et 30 % [R4] (on ne possède pas de résultats expérimentaux plus précis).

Nous indiquons figures 1 et 2 les schémas de la transition ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$; les états 3/2 et 1/2 du ${}^7\text{Li}$ étant probablement des états P ($l = 1$).

En première approximation on peut négliger la capture L; la probabilité P est donc égale à la probabilité de capture K, P_K . On a alors $P_K = P_1 + P_2$.

$$\text{Posons } \rho = \frac{P_2}{P_1 + P_2} = \frac{n_1}{n_K}.$$

$$\text{On sait que } P_K \text{ est proportionnel à } (\epsilon_0 + \epsilon_K)^2, \text{ d'où } \frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{\epsilon_0^1 + \epsilon_K}{\epsilon_0^2 + \epsilon_K} \right)^2.$$

$\epsilon_0^1 + \epsilon_K$ correspond à l'énergie disponible dans la transition ${}^7\text{Be}(3/2) \rightarrow {}^7\text{Li}(3/2)$, soit 0,87 MeV.

$\epsilon_0^2 + \epsilon_K$ correspond à celle disponible dans la transition

$${}^7\text{Be}(3/2) \rightarrow {}^7\text{Li}(1/2), \text{ soit } 0,42 \text{ MeV.}$$

On a donc $\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{0,87}{0,42} \right)^2 = 4,3$, d'où $\rho = 19$ %. Rappelons que l'expérience indique une valeur comprise entre 3 et 30 %.

Calcul de la période.

La probabilité totale P_K , ou bien la période $T_K = L_2/P_K$, est plus difficile à atteindre théoriquement. Elle nécessite la connaissance de a valeur de l'élément de matrice nucléaire, donc de T_0 . On sait que la période est donnée par :

$$\frac{1}{T_K} = \frac{1}{T_0} \frac{\pi}{2} \cdot \kappa (\varepsilon_0 + \varepsilon_K)^2 G_K^2.$$

Les périodes correspondant aux probabilités partielles P_1 et P_2 peuvent donc être obtenues à partir de cette formule :

$$\frac{P_1}{L_2} = \frac{1}{T_K^1} = \frac{1}{T_0} \frac{\pi}{2} \cdot \kappa (\varepsilon_0^1 + \varepsilon_K)^2 G_K^2; \quad \varepsilon_0^1 + \varepsilon_K = \frac{0,87}{0,51} = 1,7;$$

de même pour P_2 .

G_K , fonction radiale principale d'un électron K calculée à la surface du noyau, est obtenue à partir de la solution de Dirac pour un électron dans le cas d'un spectre continu :

$$G_K^2 = \frac{1 + \varepsilon_K}{2\Gamma(2\gamma_0 + 1)} \cdot (2\alpha Z)^3 \cdot (2\alpha Z R)^{2\gamma_0 - 2} e^{-2\alpha Z R},$$

avec $\gamma_0^2 = 1 - \alpha^2 Z^2$; $\gamma_0 \cong 1$ pour ${}^7\text{Be}$;

R : rayon du noyau Be (en unités $\frac{\hbar}{mc}$) $\cong 7,4 \times 10^{-3}$;

$$\varepsilon_K = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2} \cong 1.$$

Pour Z on utilise la valeur efficace donnée par les règles de Slater sur les constantes d'écran : pour un électron K cette constante est 0,3.

Finalement :

$$\frac{1}{T_{K^1}} = \frac{1}{T_0} \cdot 3,5 \cdot 10^{-4}.$$

Rappelons que l'on a posé : $\frac{1}{T_0} = \frac{G^2}{L_2 \cdot 2\pi^3} |M|^2$; la comparaison des résultats expérimentaux sur les spectres β et de la théorie permet d'écrire :

$$\frac{1}{T_0} \cong \frac{|M|^2}{1000}.$$

On obtient une valeur inférieure de T_0 en prenant $|M|^2 = 1$; d'où $T_0 = 1\ 000$. Cette valeur correspond au cas où les fonctions d'onde des noyaux ${}^7\text{Be}$ et ${}^7\text{Li}$ seraient identiques ; physiquement ceci signifie que la transition s'effectue sans réarrangement nucléaire.

On peut obtenir une limite supérieure pour T_0 en considérant la transition permise ${}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B}$. Les noyaux ${}^{11}\text{C}$ et ${}^{11}\text{B}$ diffèrent par une particule α ; on suppose que la transition ${}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B}$ s'accompagne d'un réarrangement plus notable que dans le cas ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$, on peut écrire $|M|_{\text{Be}}^2 > |M|_{\text{C}}^2$. L'étude de la transition $\beta^+ \text{C}^{11} \rightarrow {}^{11}\text{B}$ permet d'atteindre dans ce cas $|M|^2 \cong 1/4$.

La valeur T_0 correspondant à ${}^7\text{Be}$ est donc comprise entre 1 000 et 4 000, d'où $28 \text{ jours} < T_K < 110 \text{ jours}$: la valeur expérimentale est environ 55 jours.

Ce résultat signifie que la transition ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$ est accompagnée d'un réarrangement interne moins important que dans le cas de la transition ${}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B}$.

L'état de nos connaissances sur la structure des noyaux ne nous permet pas de préciser davantage.

Cas de la capture L.

On sait que $P_C \sim (\varepsilon_0 + \varepsilon_{\text{in}})^2 G_{\text{nl}}$, d'où :

$$\frac{P_{L_i}}{P_K} = \left(\frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_{L_i}}{\varepsilon_0 + \varepsilon_K} \right)^2 \left(\frac{G_{L_i}}{G_K} \right)^2,$$

où $\varepsilon_K, \varepsilon_{L_i}$ sont les énergies de liaison d'un électron K et d'un électron L_i ; on peut négliger leur différence devant ε_0 .

Il reste :

$$\frac{P_{L_i}}{P_K} \cong \left(\frac{G_{L_i}}{G_K} \right)^2.$$

Un calcul analogue à celui effectué pour G_K montre que

$$G_{L_i}^2 \cong 1/2 (\alpha Z_{\text{eff}})^3.$$

La constante d'écran pour électron L_i est 2,05.

$$\text{Il vient : } \frac{P_{L_1}}{P_K} \approx \frac{P_{L_1}}{P_K + P_{L_1}} \approx \frac{1}{8} \left(\frac{Z - 2,05}{Z - 0,3} \right)^3 \approx 1,8 \cdot 10^{-2},$$

$$\text{soit : } \frac{P_{L_1}}{P_K} \approx 1,8 \cdot 10^{-2}.$$

La contribution de la capture L est inférieure à 2 %.

Si l'on ionise l'atome ${}^7\text{Be}$, on réduit la probabilité de capture ; il en résulte une augmentation de la période. Ce fait a été signalé indépendamment par E. Segré [S4] et R. Daudel [D3]. Si par exemple on ionise complètement la couche L_1 de l'atome ${}^7\text{Be}$, la période de capture de l'ion ${}^7\text{Be}$ sera théoriquement 2 % plus grande que celle de l'atome neutre. Le calcul précis de cette variation ne peut être fait, car il nécessiterait la connaissance exacte de l'ionisation de la couche L_1 dans chacune des formes (2 % représente une limite supérieure).

Nous avons effectué des expériences en vue de mettre en évidence la variation de période prévue théoriquement. Les premiers résultats expérimentaux [B6] donnent une nette indication en faveur de cette variation de période en fonction du degré d'ionisation de l'atome ; mais il n'est pas encore possible de donner un résultat quantitatif.

D'autres expériences plus précises sont en cours³, utilisant une méthode différentielle à l'aide de deux chambres d'ionisation reliées à un système électrométrique très sensible.

B. — Capture K avec émission de positons. $\frac{\Delta W}{m_0 c^2} > 1.$

Si la désintégration ne s'accompagne pas de rayonnement γ , la mise en évidence des raies X caractérise la capture ; dans le cas contraire il est nécessaire d'estimer la contribution due à la conversion interne dans la couche K avant de conclure au phénomène de capture.

B₁) *Pas de rayonnement γ* : les deux transitions β^+ et capture K sont généralement permises.

Tous les noyaux émetteurs de positons correspondant à une transition permise et n'émettant pas de rayonnement γ appartiennent à cette catégorie, mais seuls sont plus faciles à étudier ceux dont les probabilités de capture et d'émission β^+ sont comparables.

Type ${}_{29}^{64}\text{Cu}$ (3,4 heures) : la probabilité d'émission β^+ est théorique-

3. Note sur épreuves : ces expériences ont permis de mettre en évidence une variation de période de l'ordre de 10/0 ; Cf. C. R., Paris, 1948 par R. Bouchez, R. et P. Daudel, Muxart et Journal de Phys. et le Rad. (déjà cité).

ment 4 fois plus importante que celle de capture K, mais on ne possède pas de détermination expérimentale ⁶ du rapport $R = \frac{P_K}{P_+}$.

B₂) *Avec rayonnement γ .*

Les transitions appartenant à cette catégorie sont beaucoup plus complexes.

Leur complexité dépend du nombre et de la nature des niveaux intermédiaires. Il peut exister par exemple une capture complexe « permise » (cf. § A₁), accompagnée d'une émission β^+ également « permise » : ⁶⁵Zn, ¹⁰⁷Cd...

L'émission peut être « interdite » ; dans ce cas la capture appartient au type ⁶⁷Ga et le rayonnement γ est souvent fortement converti : V⁴⁸, ⁵²Mn...

Sur le rapport $R = P_K/P_+$.

Les probabilités de capture K, P_K , et celle d'émission β_+, P_+ , sont proportionnelles à l'élément de matrice nucléaire $|M|^2 = \left| \int_D V^* \mathbf{H} U d\tau \right|^2$.

Cet élément de matrice est le même dans le cas d'une capture et d'une émission β^+ correspondant à une même transition et disparaît dans le rapport $R = P_K/P_+$.

Ce rapport est une excellente grandeur de comparaison avec la théorie de la désintégration β , car il est indépendant des fonctions d'onde nucléaires, que l'on ne connaît pas.

On peut effectuer le calcul de R en faisant certaines hypothèses sur la nature de la transition et le choix des opérateurs d'interaction.

La détermination expérimentale de R n'est pas facile. Aussi peu de transitions s'effectuant par capture et émission β^+ ont été étudiées quantitativement. Une étude précise est celle de la transition

¹⁰⁷Cd $\xrightarrow[\text{C}_K]{\beta^+}$ ¹⁰⁷Ag par Bradt et al. [B7].

Calcul de $R = P_K/P_+$ dans le cas de ¹⁰⁷Cd \rightarrow ¹⁰⁷Ag.

Les deux transitions sont permises.

On a vu dans ce cas que :

$$P_K = \frac{1}{T_0} \cdot \frac{\pi}{2} (\epsilon_0 + \epsilon_K)^2 G_K^2.$$

6. Note sur épreuves : Récemment R. Bouchez et G. Kayas ont déterminé pour le ⁶⁴Cu le rapport P_K/P_+ et ont obtenu : $0,55 \pm 0,06$ (*J. de Phys.*, avril 1949).

D'autre part indiquons que dans le cas d'une transition β^+ permise interaction $\beta\sigma$ non, on a :

$$P_+ = \frac{1}{T_0} \frac{1 + \gamma_0}{2} \int_1^{z_0} \varepsilon p q^2 \bar{\nu}_0 d\varepsilon,$$

dans laquelle $\gamma_0 = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$; ε , p , énergie et impulsion du positon émis; q , énergie (ou impulsion, on néglige la masse au repos du neutrino) du neutrino émis.

$$\bar{\nu}_0 = 4(2pR)^{2\gamma_0-2} e^{-\pi\alpha Z/p} \left| \frac{N(\gamma_0 - i\alpha Z\varepsilon/p)}{M^2(\gamma_0 + 1)^2} \right|^2.$$

On trouve $\frac{P_K}{P_+} \cong 330$, en excellent accord avec la valeur expérimentale : 320 ± 30 .

Remarquons que si l'on effectuait ce même calcul en utilisant la modification de la théorie de la désintégration β par Konopinsky-Uhlenbeck, on trouverait environ $18 \cdot 10^3$.

La théorie de Konopinsky-Uhlenbeck est définitivement rejetée.

C. — *Embranchement capture K, émission β^- .*

Les règles concernant cet embranchement ont été établies par Sizoo. On peut schématiser les conditions par lesquelles un tel type

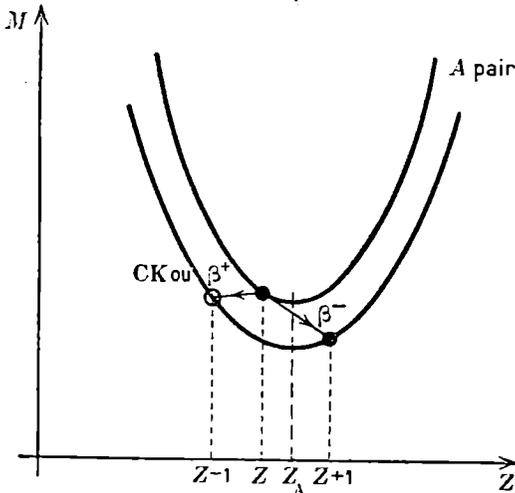


Fig. 14.

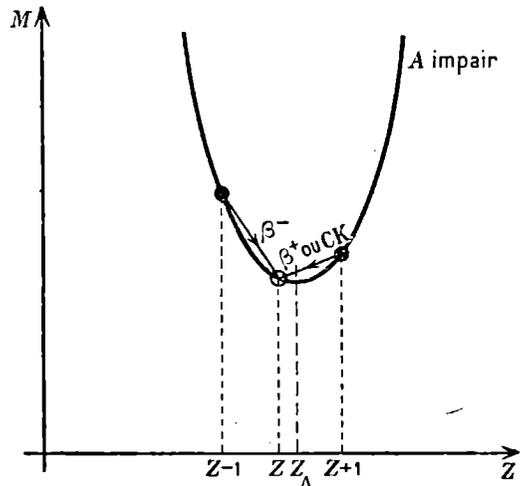


Fig. 15.

d'embranchement peut se réaliser en traçant les courbes isobares $M = f(Z)$ pour A pair (fig. 14) et A impair (fig. 15).

On constata que pour une série isobare A impair un tel embranchement ne peut exister; pour une série isobare A pair, un noyau de Z impair instable encadré par deux noyaux isobares stables se désintégrera par émission β^+ (ou capture K) et par émission β^- (si les conditions énergétiques le permettent). L'embranchement ($\beta^+\beta^-$) a été observé sur $^{63}_{29}\text{Cu}$ (12,8 heures), sur lequel fut faite la première observation; $^{36}_{17}\text{Cl}$ (1 an); $^{40}_{19}\text{K}$ ($2 \cdot 10^8$ an); $^{48}_{21}\text{Sc}$ (85 jours); $^{76}_{33}\text{As}$ (27 heures); etc.

L'embranchement (CK. β^-) existe pour $^{80}_{33}\text{Ta}$ (8 heures); $^{198}_{79}\text{Au}$ (2,7 jours) très probablement.

CONCLUSIONS

Sauf de rares exceptions, l'étude de la capture n'a pas dépassé le stade descriptif; on possède encore très peu de renseignements quantitatifs sur les embranchements capture K-émission β^+ . La comparaison de ces renseignements avec les théories a par exemple contribué à rejeter celle de Konopinsky-Uhlenbeck; par contre la théorie de Fermi permet de les expliquer.

On peut donc dire qu'en première approximation, la théorie de la capture calquée sur celle de la désintégration β de Fermi est en accord avec les faits expérimentaux.

En outre, on sait que dans le domaine des émissions β l'accord est également en première approximation satisfaisant. Il n'en reste pas moins que la théorie de Fermi est basée sur des hypothèses générales qui ne sont pas exactes dans la forme dans laquelle elles ont été formulées: l'interaction des nucléons n'est pas réalisée par le couple électron-neutrino.

BIBLIOGRAPHIE

- [A1] L. W. ALVAREZ. *Phys. Rev.*, **52**, 134 (1937).
- [A2] L. W. ALVAREZ. *Phys. Rev.*, **54**, 486 (1936).
- [A3] J. S. ALLEN. *Phys. Rev.*, **61**, 692 (1942).
- [A4] P. ABELSON. *Phys. Rev.*, **54**, 424 (1939).
- [A5] — — — **56**, 753 (1939).
- [B1] H. A. BETHE et BACHER. *Rev. of Mod. Physics*, **8**, 184-205 (1936).
- [B2] E. BLEULER et M. GABRIEL. *Helvetica Physica Acta*, **XX**, 67 (1947).
- [B3] H. A. BETHE. *Handbuch der Physik*, **24**, 2, p. 316 (1933).
- [B4] — — — *Rev. of Modern Physics*, **9**, 168 (1937).
- [B5] — — — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **31**, 108 (1935).
- [B6] R. BOUCHEZ, R. DAUDEL et R. MUXART. *J. de Phys. et le Rad.*, **11**, 336 (1947).

- [B7] H. BRADT et al. *Helvetica Physica Acta*, **18**, 351 (1938).
 [B8] P. BENOIST *Comptes rendus Ac. Sc. Paris*, **226**, 243 (1948).
 [C1] I. CURIE. *Jour. de Phys. et le Rad.*, **8**, 209 (1945).
 [C2] CRANE et HALPERN. *Phys. Rev.*, **53**, 789 (1938).
 [C2a] — — — **56**, 232 (1939).
 [C3] A. H. COMPTON et S. K. ALLISON. *X Rays in theory and experiment*, New-York (1947).
 [D1] R. DAUDEL et P. BENOIST, R. JACQUES, M. JEAN. *Comptes rendus Ac. Sc. Paris*, **224**, 1427 (1947).
 [D2] M. DEUTSCH et L. G. ELLIOTT. *Phys. Rev.*, **65**, 241 (1944).
 [D3] R. DAUDEL. *La Revue Scientifique*, **3**, 162 (1947).
 [E1] J. E. EDWARDS, M. L. POOL, F. C. BLAKE. *Phys. Rev.*, **67**, 450 (1945).
 [F1] FERMI E., *Zeit. für Physik*, **88**, 461 (1934).
 [J1] JACOBSEN. *Nature*, **139**, 879 (1937).
 [K1] E. J. KONOPINSKY et G. E. UHLENBECK. *Phys. Rev.*, **60**, 308 (1941).
 [K2] — — — **48**, 7 (1935).
 [K3] E. J. KONOPINSKY. *Rev. of Modern Physics*, **15**, 4 (1943).
 [K4] P. KIRKPATRICK et A. V. BÆZ. *Phys. Rev.*, **71**, 524 (1947).
 [L1] M. LECOIN. *Jour. de Phys. et le Rad.*, **8**, 209 (1945).
 [L2] A. I. LEIPUNSKI. *Proceedings Camb. Phil. Soc.*, **32**, 304 (1936).
 [M1] MÖLLER. *Phys. Rev.*, **51**, 84 (1937).
 [M2] MARSHAK. *Phys. Rev.*, **61**, 431 (1942).
 [N1] NAHMIA. *Proceedings Camb. Phil. Soc.*, **31**, 99 (1935).
 [O1] R. D. O'NEAL, G. S. GOLDBABER. *Phys. Rev.*, **62**, 83 (1942).
 [R1] ROZENTAL, D. KEGL. *Danske Vidensk. Selsk. Math. Fys. Medd.*, XVIII, 7 (1941).
 [R2] ROBERTS et HEYDENBURG. *Phys. Rev.*, **53**, 374 (1937).
 [R3] ROBERTS et al. *Phys. Rev.*, **53**, 1016 (1938).
 [R4] RUMBAUGK, ROBERTS et HAFSTAD. *Phys. Rev.*, **44**, 657 (1938).
 [S1] G. J. SIZOO. *Physica*, IV, 468 (1937).
 [S2] SLATER. *Phys. Rev.*, **36**, 57 (1930).
 [S3] A. E. SMICK et P. KIRKPATRICK. *Phys. Rev.*, **67**, 153 (1945).
 [S4] P. SEGRÉ. *Phys. Rev.*, **71**, 274 (1947).
 [T1] TSIEN SAN-TSIANG, C. MARTY et B. DREYFUS. *Jour. Phys. et le Rad.*, **9**, 269 (1947).
 [W1] WILFRED, GOOD et PEACOCK. *Phys. Rev.*, **69**, 680 (1946).
 [W2] KAN CHANG WANG. *Phys. Rev.*, **61**, 97 (1942).
 [W3] B. T. WRIGHT. *Phys. Rev.*, **71**, 839 (1947).
 [W4] K. C. WANG. *Phys. Rev.*, **71**, 645 (1947).
 [W5] H. WELTIN. *Phys. Rev.*, **64**, 128 (1943).
 [W6] WILLIAMS et PICKUP. *Nature*, **141**, 499 (1938).
 [W7] WALKER, WILLIAMS, EVANS. *Proc. Royal Society*, **171**, 360 (1939).
 [Y1] YUKAWA et SAKATA. *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **17**, 467 (1935).
 [Y2] — — — **18**, 128 (1936).

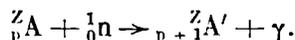
RÉUNION DU MARDI 1^{er} JUIN

EFFET SZILARD ET CHALMERS

(Transformations chimiques
accompagnant les réactions nucléaires)

par M. HAÏSSINSKY
Maître de recherches à
l'Institut du Radium — Paris

Soit un composé de formule chimique $AB_mC_n\dots$ soumis à l'action de neutrons thermiques. Admettons, pour simplifier, que seul l'atome A subisse la transformation nucléaire



Par l'effet de l'émission d'un photon γ , l'atome A' peut subir un recul mécanique généralement assez violent pour briser la molécule et séparer cet atome du reste de l'édifice. L'atome A' peut ainsi se trouver dans des conditions chimiques très différentes de celles dans lesquelles sont les atomes isotopes A n'ayant pas subi la transformation nucléaire et la séparation isotopique A'/A devient alors possible. C'est l'effet Szilard et Chalmers dans le sens strict, historique du mot.

Ces auteurs ont observé [1] qu'en irradiant de l'iodure d'éthyle C_2H_5I avec des neutrons lents, une fraction importante de l'iode radioactif se trouve sous forme d'iode libre et peut être séparé de l'iodure ¹.

Mais comme nous le verrons tout à l'heure, des faits analogues peuvent être observés dans des réactions nucléaires autres que (n,γ) , par exemple dans les transitions isomériques, dans les réactions avec

1. Pour la technique de la méthode et ses améliorations, voir [2], [3] et [4].

émission α ou β , dans les réactions de fission, etc. Dans tous ces cas les transformations nucléaires peuvent être accompagnées d'effets chimiques modifiant plus ou moins profondément l'édifice moléculaire initial. Nous appellerons donc Effet Szilard et Chalmers généralisé toutes les modifications chimiques accompagnant les transformations nucléaires naturelles ou artificielles, ou, comme disent les Américains, la chimie des « atomes chauds ».

Dans le cas où ces transformations conduisent à un changement du numéro atomique de l'atome bombardé, l'effet Szilard et Chalmers ne présente pas d'intérêt pratique, puisque la séparation peut généralement s'effectuer par des méthodes chimiques habituelles. L'étude de l'effet peut cependant fournir des résultats théoriques d'une haute importance, tant du point de vue chimique que nucléaire. En effet, l'énergie du système, son degré d'ionisation et d'excitation dépendent de la réaction nucléaire. Certaines modalités de celle-ci peuvent donc être éclaircies par l'étude de l'état chimique des produits de la réaction. Malheureusement, on possède jusqu'ici peu de données sur l'effet Szilard et Chalmers généralisé pour les réactions $Z \rightarrow Z'$ ($Z \neq Z'$), et cet exposé sera consacré surtout aux réactions $Z \rightarrow Z$, que nous traiterons en premier lieu.

Suivant l'habitude établie dans les laboratoires de radioactivité et pour abrégé, nous parlerons de l'effet Szilard au lieu de l'effet Szilard et Chalmers.

A. — TRANSFORMATIONS NUCLÉAIRES SANS CHANGEMENT DE Z

a) Réactions (n, γ).

C'est probablement sur les composés organiques des halogènes : Cl, Br, I, que le plus grand nombre de réactions Szilard a été observé. Notons parmi ceux-là, en dehors de C_2H_5I déjà mentionné, CH_3I , CBr_3H , CBr_4 , CCl_4 , C_4H_9Br , C_6H_5Br , C_6H_5I , $C_2H_4Br_2$, C_2H_5Cl , etc. Lorsque ces composés sont irradiés sous forme liquide ou en solution pas trop diluée, le rendement de l'effet est généralement inférieur à 100 % et nous dirons avec Libby [5] que la *rétenion* n'est pas nulle ; si le

rendement est par exemple de 60 %, nous dirons que la rétention est de 40 %, etc. Du point de vue pratique, on doit encore considérer l'*enrichissement* du radioélément qu'on peut réaliser par l'effet Szilard, c'est-à-dire le rapport :

$$\frac{\text{activité du produit final par unité de masse}}{\text{activité du produit irradié par unité de masse}}$$

Ce rapport peut varier entre zéro (lorsque l'effet est nul et qu'il n'y a pas d'échange entre la forme initiale et la forme finale) et 10^7 (voir [3] et [6]).

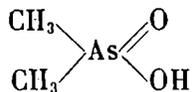
Le choix de composés organiques pour la réalisation de l'effet Szilard s'explique par la nécessité de transformer le produit initial en une forme bien différente de celui-ci, de sorte qu'il n'y ait pas d'échange isotopique appréciable du radioélément pendant les opérations de séparation (condition nécessaire, mais, comme nous le verrons, pas toujours suffisante). Ce but est généralement atteint avec des composés dans lesquels l'élément intéressé est engagé soit dans un composé de coordinence suffisamment parfaite, soit dans un composé typiquement homopolaire, pratiquement non dissociable en solution aqueuse. On doit, par conséquent, s'attendre à ce que les éléments à électro-négativité élevée, c'est-à-dire les métalloïdes et les métaux de grande électroaffinité ou à plusieurs valences, donnent plus facilement l'effet Szilard. L'ensemble des expériences de divers auteurs, réalisées généralement en vue d'applications pratiques, confirme cette prévision. C'est ainsi que les perchlorates, les chlorates, les bromates, les periodates et les iodates donnent l'effet, l'élément radioactif se retrouvant en grande partie sous forme des ions Cl^- , Br^- , I^- ; le rendement varie avec les conditions expérimentales, notamment avec le pH [7, 5]. Un effet Szilard a été observé par Suess [8], en phase gazeuse, même sur HBr , 50 % environ du brome radioactif étant libéré sous forme atomique (mise en évidence par la réaction avec C_2H_2).

Les sélénites et les séléniates donnent l'effet Szilard [9] en se transformant en sélénium métalloïde, tandis que les tellurates se retrouvent sous forme de tellurites; les tellurites ne donnent pas l'effet.

Les phosphates se transforment en phosphites avec une rétention voisine de 50 % [5].

Avec le phosphate de triphényle $(\text{C}_6\text{H}_5)_3\text{PO}_4$ dans le benzène,

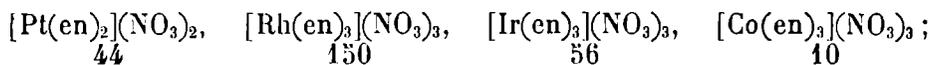
Erbacher et Philipp [10] ont obtenu des facteurs d'enrichissement de l'ordre de 10^7 . Parmi les composés d'As, l'acide cacodylique



se transforme en acide arsénieux [7]. AsH_3 se décompose en ses éléments et on peut recueillir les atomes de radio-As sur une surface métallique portée à une tension de 1 300 volts [11]. Pour les arséniates Daudel [9] et Süe [12] ont observé, indépendamment l'un de l'autre, un effet notable de l'ordre de 50 %, avec transformation en arsénites, tandis que d'après Libby [5] la rétention est totale. Les acides de Sb ne semblent pas donner l'effet [9]².

Parmi les éléments de transition, Mn de 2,6 h., initialement à l'état de KMnO_4 , se retrouve à l'état de MnO_2 [7], avec un rendement qui varie fortement suivant les conditions expérimentales [5] : en faisant varier le pH des solutions aqueuses de 9 à 12, la rétention passe de 7 à 100 % ; elle est nulle dans l'acétone. La recherche d'un effet Szilard sur Cr dans CrO_4^{--} a donné un résultat négatif [13], bien qu'il n'y ait pas d'échange appréciable entre CrO_4^{--} et Cr^{+++} . Des effets extrêmement faibles ont été observés par Süe et Yuasa [14] sur divers composés du vanadium : ortho-oxyquinoléate solide, cupféronate en solution benzénique et NaVO_3 en solution aqueuse.

Des résultats intéressants ont été obtenus par Steigman [15] sur certains complexes énanthiomorphes des éléments des trois triades, notamment sur les complexes éthylènediamminiques ($\text{NH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{NH}_2 = \text{en}$) de Pt, Rh, Ir et Co :



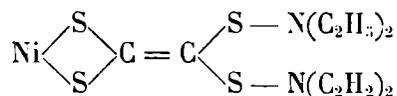
les nombres expriment les facteurs d'enrichissement observés, soit par entraînement des produits de l'effet Szilard après leur réduction à l'état métallique, soit par extraction avec un solvant organique.

Le complexe mentionné de Co a été récemment comparé par Süe et Kayas [16] avec ceux des nitrates de cobalthexammine $[\text{Co}(\text{NH}_3)_6](\text{NO}_3)_3$

2. D'autres composés de Sb donnent l'effet (voir note 8 p. 174).

et cobaltidiéthylènetriammine $[\text{Co}(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{NHCH}_2\text{CH}_2\text{NH}_2)_2](\text{NO}_3)_3$. Les valeurs moyennes des rendements observés sont respectivement 75, 86 et 10 %. Le rendement décroît donc avec l'allongement de la chaîne coordonnée.

Un facteur d'enrichissement égal à 15 a été observé dans mon laboratoire par Mlle Scoffier [17] sur le diéthylthiocarbamate de Ni :



Enfin, des effets Szilard ont été réalisés avec des complexes formés par les sels d'uranyle et la benzoylacétone [18, 19] ou la salicylaldehyde-o-phénylènediimine [20, 21]³, de même que sur le complexe formé par ce dernier composé et les sels de Cu [20]⁴.

Cet aperçu sommaire montre suffisamment que par un choix approprié du composé initial l'effet Szilard est très souvent facilement réalisable dans les réactions (n, γ) , mais que le rendement, ou la rétention, d'un système donné, varie entre de larges limites avec les conditions physicochimiques des expériences. Pour comprendre la raison de ces variations et pour mieux pénétrer le mécanisme de l'effet, il est nécessaire de traiter d'abord le problème quantitativement, afin de voir la part des résultats qui revient aux conditions nucléaires et celle qui est causée par des facteurs physicochimiques.

Un photon γ dont l'énergie est $E_\gamma = h\nu$ a une quantité de mouvement $h\nu/c = E_\gamma/c$. Le noyau de recul Compton reçoit la même quantité de mouvement, que nous désignerons par p :

$$p = MV = E_\gamma/c,$$

où M est la masse du noyau et V sa vitesse. Son énergie cinétique est :

$$(1) \quad E_r = \frac{MV^2}{2} = \frac{(MV)^2}{2M} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}.$$

3. Un faible effet a été obtenu avec U par Irvine [22], par précipitation hydrolytique fractionnée de l'acétate double $\text{NH}_4\text{UO}_2(\text{CH}_3\text{CO}_2)_2$; ^{238}U de 23 min. passerait à l'état tétravalent plus hydrolysable que l'hexavalent.

4. Pour être complet, notons encore que Maier [23] avait signalé un très faible effet Szilard par irradiation de AuCl_3 en solution alcaline, suivie d'une réduction partielle par l'acide oxalique. Pour un effet Szilard sur $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$ avec $\text{Rd}-\text{Fe}$ voir note 8, p. 174.

En introduisant la valeur de c et en exprimant E_γ en MeV, on a :

$$(2) \quad E_r = \frac{536 E_\gamma^2}{M} \text{ eV} \quad \text{ou} \quad \frac{12\,360 E_\gamma}{M} \text{ Calories/mol.}$$

Si par exemple l'énergie γ est émise sous forme d'un seul quantum de 8 MeV et si $M = 100$, l'énergie de recul $E_r = 343 \text{ eV} = 7\,900 \text{ Cal./mol.}$, énergie plusieurs dizaines de fois supérieure à celle qui est nécessaire pour rompre toute liaison chimique.

On doit cependant faire les trois remarques suivantes :

1) L'énergie cinétique du neutron capturé a été négligée, ce qui est justifié pour les neutrons thermiques. Dans le cas de neutrons rapides, l'énergie cinétique de ceux-ci se répartit, suivant les lois de conservation des quantités de mouvement et de l'énergie, entre l'énergie d'excitation du noyau composé et l'énergie cinétique de celui-ci. L'énergie d'excitation s'ajoute à l'énergie de liaison du neutron, pour augmenter l'énergie de recul Compton.

2) D'autre part, E_γ peut être émis en cascade sous la forme de deux (ou plusieurs) quanta d'énergies E_1 et E_2 . E_r n'a plus une valeur définie, mais dépend de l'angle α entre les directions d'émission des deux quanta. L'impulsion résultante de l'atome de recul est :

$$(3) \quad p^2 = \frac{E_1^2}{c^2} + \frac{E_2^2}{c^2} + \frac{2E_1E_2}{c^2} \cos \alpha ;$$

pour $E_1 = E_2$ et $\alpha = 180^\circ$, l'impulsion et l'énergie de recul sont nulles.

On peut montrer⁵ que cette énergie se répartit uniformément entre les deux valeurs limites $[536 (E_1 + E_2)^2/M]$ et $[536 (E_1 - E_2)^2/M]$ eV. Lorsque E_1 et E_2 sont voisins, l'énergie de recul peut ne plus suffire à rompre certaines liaisons chimiques et une partie des molécules initiales se trouverait intacte.

3) Dans l'équation (2), il a été tacitement admis que l'énergie de recul dépasse largement l'énergie de liaison, de sorte qu'on n'a pas à considérer l'énergie de translation de la molécule, puisque celle-ci est brisée par le recul. Dans certains cas, cette énergie peut intervenir et préserver la molécule de sa destruction.

5. Pour les calculs des énergies de recul dans différentes réactions nucléaires, voir Libby [5] et Edwards [43].

En désignant la masse de la molécule par $(M + m)$, son énergie de translation est :

$$E_t = p^2/2(M + m).$$

Il reste alors pour l'énergie d'activation :

$$E_a = E_r - E_t = \frac{p^2}{2M} \cdot \frac{m}{M + m}.$$

Si m est très petit, E_a peut ne pas suffire pour dissocier la molécule. Ce cas, rare d'ailleurs, devrait se présenter avec HBr gazeux. L'énergie γ de Br est émise en 2 quanta, dont la valeur moyenne est suivant Fleischmann [24] de 5 MeV, ce qui donne pour E_a 44 Calories, tandis que l'énergie de liaison de H-Br est 87,5 Calories. Les expériences de Suess [8] montrent cependant une formation de Br atomique atteignant 50 %. On est conduit à admettre que les collisions des molécules activées avec d'autres molécules font augmenter l'énergie d'excitation aux dépens de l'énergie de translation et provoquent la rupture de la liaison H-Br.

Les remarques 2) et 3) pourraient expliquer l'importance de la rétention dans certaines réactions Szilard. D'une façon générale cependant, la rétention varie avec les conditions physico-chimiques du milieu et ne peut donc être imputée à l'insuffisance de l'énergie de recul. C'est ainsi, par exemple, que, suivant Libby [5], elle est de 75 % avec C_2H_5Br liquide et de 4 % seulement avec le composé gazeux. D'autre part, Glückauf et Fay [25] ont constaté que l'effet Szilard sur des molécules organiques contenant des radio-halogènes conduit à une synthèse, en faibles proportions, de nouvelles molécules radioactives, dans lesquelles l'atome-halogène se substitue généralement à un atome d'hydrogène. Par exemple, dans l'irradiation par neutrons lents de CH_3I , il se forme 19 % de CH_2I_2 ; dans celle du bromoforme $CHBr_3$, 29 % sont transformés en CBr_4 , etc. Ce résultat montre que l'énergie des rayons γ est suffisante, dans les cas examinés, à rejeter l'halogène de sa molécule initiale et le faire pénétrer dans une autre. Enfin, la dilution par un solvant d'une substance liquide irradiée peut annuler complètement la rétention R :

CBr_4 pur	$R = 60 \%$
CBr_4 1,15 % mol. + C_2H_5OH	$R = 28 \%$
CBr_4 0,064 % mol. + C_2H_5OH	$R = 0 \%$

On connaît une situation analogue en photochimie. Ici aussi le rendement quantique de certaines réactions est plus élevé à l'état gazeux qu'à l'état condensé. L'hypothèse de la « cage » de Franck et Rabinowitsch [26] explique cette différence. Suivant ces auteurs, à l'état condensé, une particule activée par la lumière (atome, radical libre) est gênée dans son mouvement, emprisonnée par les molécules environnantes qui lui enlèvent rapidement son excès d'énergie. Avant de dépasser plusieurs diamètres moléculaires elle est « essoufflée » et s'arrête, de telle sorte que la chance de rencontrer l'autre composant de la molécule initiale est beaucoup plus grande qu'à l'état gazeux. La probabilité de recombinaison entre radicaux ayant appartenu à la même molécule est ainsi beaucoup plus élevée que la probabilité de recombinaison ordinaire, régie par la distribution statistique des radicaux.

Supposons maintenant une réaction nucléaire dans laquelle l'atome de recul a acquis une énergie cinétique beaucoup plus élevée que l'énergie de liaison de la molécule. Cet atome commence par perdre son énergie par chocs contre d'autres molécules, en provoquant des ionisations et des dissociations avec formation de radicaux libres, de particules chargées, etc., et en s'éloignant du point de naissance. Dans son parcours, il échangera également des charges électriques avec d'autres particules, tout comme le fait une particule alpha. Vers la fin du parcours, l'atome de recul, de moins en moins excité, peut encore avoir une énergie suffisante pour dissocier une molécule rencontrée, mais l'énergie cinétique qui lui reste après cet acte peut ne pas lui suffire pour s'échapper du voisinage du choc et du radical libre dernièrement formé, de telle sorte qu'il pourrait y avoir une recombinaison.

En appliquant cette image au processus de « refroidissement » d'un atome-halogène de recul, initialement engagé dans un composé organique, on doit considérer avec Libby que le choc d'un tel atome X^* contre un atome H ou C ou même contre un radical libre aliphatique constituera généralement un obstacle peu important pour s'échapper du voisinage du choc. Par contre, dans une rencontre avec un autre halogène X de masse égale, le transfert d'énergie est bien plus considérable, et à un certain moment de son parcours, l'atome radioactif ne pourrait plus s'échapper de la cage et se trouverait immobilisé au

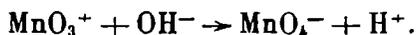
voisinage du radical libre ; la recombinaison, formation d'une nouvelle molécule-mère, pourrait alors se produire. La probabilité de telles rencontres étant plus grande à l'état condensé, la rétention est ici plus grande. La dilution par un solvant constitué par des atomes légers fait également diminuer la probabilité des collisions X-X*, donc la rétention.

Cette hypothèse permet d'expliquer d'autres faits caractéristiques liés à l'effet Szilard, tels que les observations de Glückauf et Fay déjà mentionnées et la diminution de la rétention par addition d'aniline (effet observé par Lu et Sugden [4], qui serait dû à l'excès d'énergie vibrationnelle des molécules fraîchement formées, réagissant plus facilement avec C₆H₅NH₂ pour donner C₆H₅NH₂R⁺ + X⁻). Libby admet que la rétention est approximativement égale au rapport ϵ/ν , où ϵ est l'énergie nécessaire aux fragments moléculaires pour échapper de la cage et ν l'énergie de la liaison à rompre. Il en résulte que la rétention, toutes autres conditions égales, diminuerait avec l'augmentation de l'énergie de liaison. Il serait intéressant de vérifier expérimentalement cette conclusion.

Dans certains cas la rétention peut s'expliquer, tout au moins en partie, par des interactions chimiques entre les atomes de recul et les molécules du milieu. D'après Libby, l'irradiation de KMnO₄ par des neutrons thermiques conduit à la formation primaire d'ions instables, tels que MnO₃⁺, MnO₂⁺⁺, etc. En solution acide, ceux-ci seraient réduits par l'eau :



tandis qu'en solution alcaline on aurait surtout l'hydrolyse de ces ions :



La compétition entre ces deux réactions possibles expliquerait l'augmentation de la rétention avec le pH.

Dans ce cas particulier l'effet Szilard conduit au passage de Mn de la valence VII à la valence IV. Cette diminution de la valence est une caractéristique générale de l'effet et provient sans doute, comme nous venons de le voir, des interactions du solvant avec les fragments moléculaires formés lors de la réaction nucléaire.

La discussion de ce problème sort du cadre de cet exposé. Nous n'aborderons pas ici non plus les applications qu'offre l'effet Szilard pour l'étude de divers problèmes physicochimiques. Signalons que l'effet permet de détecter et de déterminer de faibles densités de neutrons lents et qu'il a été utilisé, pour cette raison, par Halban, Kowarski et Magat [27], pour mesurer l'intensité des neutrons dans le rayonnement cosmique et par Broda [28] pour déterminer les rendements de réactions (α , n).

Il est, enfin, utile de faire remarquer que si pour une réaction (n, γ) donnée on ne réussit jamais à réaliser un effet Szilard, quelles que soient les conditions physicochimiques et qu'un examen approfondi de ces conditions ne permette pas de les rendre responsables de l'échec, on pourrait éventuellement conclure à l'insuffisance de l'énergie des rayons γ . Cette présomption deviendra une certitude si l'effet est positif avec un autre radio-isotope du même élément produit dans une autre réaction (n, γ).

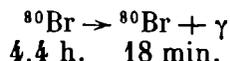
b) *Transitions isomériques.*

De nombreuses observations expérimentales montrent que des radio-éléments peuvent souvent être séparés de leurs isomères-parents par des opérations analogues à celles de l'effet Szilard. Segré, Halford et Seaborg [29] ont été les premiers à effectuer une telle séparation sur le mélange des isomères de ^{80}Br de 4,4 h. et 18 min. par transformation de NaBr radioactif en bromure de pseudo-butyle et hydrolyse de ce dernier : HBr formé s'est trouvé notablement enrichi en ^{80}Br de 18 min. De Vault et Libby ont obtenu [30] une séparation bien meilleure avec l'ion bromate dont la rupture permet de recueillir l'isomère de 18 min. pur sous la forme d'un précipité de AgBr. Fairbrother a ensuite montré [31] que si on laisse en contact SbBr_3 , ou d'autres bromures minéraux, avec $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}^*$ actif, l'activité de l'isotope 18 min. se trouve concentrée sur le bromure minéral, tandis que les isotopes de 4,4 et de 36 h. restent avec $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$.

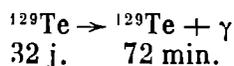
D'une façon analogue, on a séparé chimiquement les isomères de Te et de Se [32, 33] en partant de l'acide tellurique ou de l'acide sélénique ; l'isomère-fille se transforme en acide tellureux (ou sélénieux) qu'on réduit par SO_2 à l'état de Te- (ou Se-) élément, tandis

que l'acide de valence supérieure (contenant l'isomère le plus excité) n'est pas réduit dans les conditions choisies.

Dans le cas des réactions (n, γ) nous avons vu que l'énergie de recul est généralement plus que suffisante pour rompre des liaisons chimiques, dont l'énergie dépasse rarement 5 eV. La situation est toute différente dans les transitions isomériques. Par exemple, dans le processus :



l'énergie des γ est de 48,9 eV. L'équation (2) donne pour l'énergie de recul de Br 18 min. 0,016 eV = 370 cal./mol. Cette énergie est de l'ordre de grandeur de l'agitation thermique et ne peut certainement pas briser des liaisons chimiques. De même dans la transition



l'énergie de transition est de 100 eV, correspondant à l'énergie de recul nucléaire de 0,04 eV = 920 cal./mol. Nous savons cependant que les γ de ces transitions sont fortement convertis en électrons K ou L, et que la probabilité de la conversion croît avec la diminution de l'énergie de transition. L'énergie E_r des électrons émis est égale à :

$$E_r = E_\gamma - E_K \text{ (ou } E_L),$$

où E_K est l'énergie d'extraction d'un électron de la couche K. Comme nous le verrons plus loin à propos des émissions β (équation 9), l'énergie de recul d'un atome de masse M après le départ d'un électron est donnée par :

$$E_r = \frac{548 E}{M} + \frac{536 E_e^2}{M} \text{ eV } (E_e, \text{ énergie de l'électron en MeV}).$$

On obtient ainsi pour l'énergie de recul de ${}^{80}\text{Br}$ et la conversion K 5,9 Cal./mol. ; dans le cas de Te l'énergie de recul est de 9,2 Cal./mol. pour ${}^{127}\text{Te}$ et de 6,6 pour ${}^{129}\text{Te}$, c'est-à-dire des valeurs nettement insuffisantes.

Segré, Halford et Seaborg avaient d'abord supposé que les énergies provenant du recul électronique pourraient activer les molécules de sorte que la rupture de leurs liaisons serait facilitée lors de chocs contre d'autres molécules. Cette interprétation pourrait à la rigueur expliquer

l'accélération de l'hydrolyse des bromures d'alcoyle, mais elle ne rend pas compte des expériences de Fairbrother avec les bromures minéraux + C_2H_5Br , où la rupture de la liaison C-Br demande une énergie au moins égale à 60 cal./mol. Elle n'explique pas non plus certaines autres observations expérimentales telles que le déplacement de Cl dans CCl_4 par ^{80}Br 18 min. [34], ni la réaction de ce dernier avec CS_2 [35].

On peut cependant envisager d'autres mécanismes plus adéquats à interpréter ces transformations chimiques.

1) Lorsqu'un électron est rejeté de la couche K, la place vacante est reprise par un électron d'une couche extérieure, par exemple de la couche L avec émission d'une radiation X caractéristique. Le trou de la couche L est rempli par un électron M avec une nouvelle émission X. Il en résulte en définitive une disparition d'un électron de la couche extérieure de valence et un état excité de plusieurs électron-volts.

2) Encore plus important est l'effet Auger, dont les répercussions sur l'état moléculaire dans les transitions isomériques ont été étudiées en particulier par Cooper [36]. Le remplissage du trou de la couche K par un électron L peut être accompagné par l'éjection d'un autre électron (au lieu d'une radiation X). Cet effet en se multipliant conduit à une forte accumulation de charges positives à la périphérie atomique et provoque des répulsions électrostatiques suffisamment fortes pour rompre n'importe quelle liaison chimique. La durée de l'éjection d'un électron est toujours très courte par rapport au réarrangement électronique et moléculaire qui la suit ; la configuration des atomes dans la molécule initiale peut ne plus correspondre à l'énergie potentielle minimum et la molécule, suivant le principe de Franck et Condon, sera dissociée.

D'après les données de De Vault et Libby [37] dans le cas de la transition isomérique de Br, 15 % au moins des conversions conduisent à une perte totale des électrons de valence ; plus de 60 % à la perte de 4 électrons ou plus ; à peu près 10 % à celle de 2 électrons ; et moins de 2 % pour 1 seul électron. Le fait que l'extraction chimique du radio-brome 18 min. ne dépasse pas 85 % pourrait précisément s'expliquer par les charges simples ou doubles.

3) Le réarrangement électronique qui suit la conversion peut conduire la molécule dans un état d'excitation avec un excès d'énergie vibrationnelle dont la désactivation se produirait non par retour à l'état normal, mais ici encore, selon le principe de Franck et Condon, par dissociation.

Le troisième mécanisme a été envisagé par Fairbrother [31], Willard [34] et plus explicitement par Seaborg, Friedlander et Kennedy [37]. Ces derniers auteurs ont montré en outre que la rupture des liaisons chimiques dans les transitions isomériques était bien due aux phénomènes liés aux conversions internes et non au recul γ . L'énergie de recul dans le cas des isomères ^{69}Zn est de 5 à 6 fois supérieure à celle des isomères ^{127}Te et ^{129}Te . Cependant dans ce dernier cas les liaisons $\text{Te}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ sont rompues et on peut collecter séparément les isomères inférieurs, tandis qu'aucun effet n'est observé avec $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$. Ce résultat correspond au fait que les rayons γ de Te sont hautement convertis et que ceux de Zn ne le sont pas.

Si les effets directs du recul ne sont pas suffisants pour rompre des liaisons chimiques, ils pourraient cependant conduire, d'après Imre [38], à une séparation, au moins partielle, d'isomères dans des processus physicochimiques tels que l'adsorption. Cet auteur a agité une poudre d'AgCl avec une solution aqueuse contenant les ions des isomères de ^{80}Br et a constaté que le radio-brome adsorbé sur la poudre était plus riche en ^{80}Br 4,4 h., tan lis que la solution contenait davantage d'isomère 18 min. Imre explique ce résultat en admettant que le recul favorise la désorption de l'isomère inférieur et sa dissolution.

Les effets chimiques provoqués lors des transitions isomériques peuvent être utilisés non seulement pour la séparation des isomères, rendant ainsi possible l'étude de leurs propriétés nucléaires, mais aussi pour la détermination du degré de conversion interne. C'est ainsi que le haut rendement de diverses réactions chimiques provoquées par l'isomère ^{80}Br a conduit Willard à la conclusion [34] que la conversion interne est dans ce cas de l'ordre de 90 %, tandis que d'après les mesures physiques de Siday [39] elle serait de 30 %. Ces mesures sur des rayonnements très mous ne sont cependant pas suffisamment précises et la méthode chimique leur est ici certainement supérieure. Elle pourrait être utilisée dans d'autres cas d'isométrie nucléaire, en particulier, par exemple, pour l'éclaircissement du problème encore assez obscur de l'isométrie $\text{UX}_2\text{-UZ}$.

Il va sans dire que dans l'interprétation des rendements on doit prêter une grande attention aux conditions physicochimiques des expériences. Coryell et ses collaborateurs ont, à ce sujet, récemment relaté [40] des faits extrêmement intéressants concernant les transitions isomériques ^{129}Te 32 j. \rightarrow ^{129}Te 70 min. Si la substance-mère se trouve sous forme d'acide tellurique, H_6TeO_6 , en solution acide (HCl ou HClO_4) entre pH 0 et pH 5, 55 % de la substance-fille sont récupérés sous forme de tellurite; en solution fortement alcaline (NaOH 6N), 25 % de l'isomère 72 min. sont sous forme de tellurite. Si, par contre, on prépare la substance-mère à l'état de tellurite, l'isomère inférieur est entièrement sous cette même forme en solution acide, mais entre pH 7,8 et NaOH 6N, on observe une valeur constante de 14 % de tellurate. Si, enfin, le tellure 32 j. est à l'état de TeF_6 gazeux, 50 ± 5 % de l'isomère-fille passent avec celui-ci par distillation sous pression réduite, le reste étant transformé en produits non volatils, sans doute de valence inférieure.

Coryell interprète l'ensemble de ces résultats en admettant que 45 % des transitions nucléaires sont sans effet sur l'état de valence de Te et que 55 % conduisent à une rupture de liaison avec formation d'un produit actif intermédiaire, qui en solution acide se transforme définitivement en tellurite et qui en solution alcaline ou neutre donne 40 % de tellurite et 15 % de tellurate.

c) Réactions γ , n.

Les effets chimiques accompagnant les autres transformations nucléaires qui se produisent sans changement de Z , telles que (γ , n), (d, p), (n, 2n), n'ont pratiquement pas été étudiés jusqu'ici. On connaît seulement un travail de Bothe et Gentner [41], qui ont irradié $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$ avec les rayons γ de 17 MeV émis par $\text{Li} + \text{H}$ et séparé les trois isotopes de Rd-Br par effet Szilard. Un résultat analogue a été obtenu par Barkas, Carlson, Henderson et Moore [42].

Dans toutes ces réactions avec émission d'un corpuscule, l'énergie de recul du noyau formé est donnée par la relation simple :

$$(3) \quad E_r = \frac{m}{M} E_m,$$

où m et E_m sont la masse et l'énergie de la particule émise.

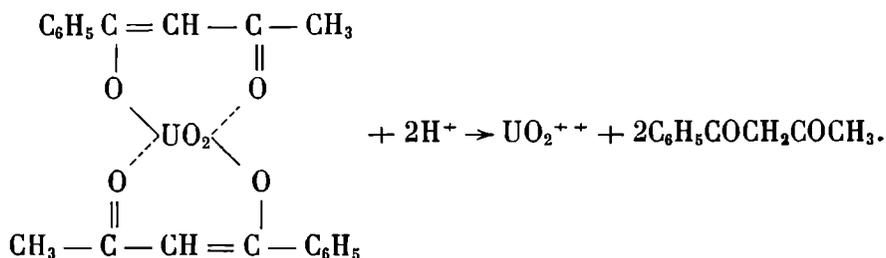
B. — TRANSFORMATIONS NUCLÉAIRES
AVEC CHANGEMENT DE Z

d) *Émission α .*

L'énergie de recul est donnée par l'équation (3) avec $m = 4$. Elle est toujours extrêmement élevée et doit conduire à des ionisations intenses et des modifications chimiques profondes. Sur ces dernières on ne possède cependant pas de données expérimentales, pour des raisons qui ont été déjà indiquées.

En collaboration avec M. Cottin, je poursuis actuellement des essais en vue de mettre en évidence un effet Szilard dans les désintégrations α des radio-éléments naturels.

D'après les expériences de Starke [18] que nous avons déjà mentionnées, ^{239}U 23 min., formé dans une réaction (n, γ) , se sépare des isotopes naturels de U, si ceux-ci sont irradiés sous forme de benzoylacétate, qui se dissocie sous l'effet du recul. L'ion uranyle produit est entraîné par BaCO_3 , avec lequel il forme un sel double insoluble :



Or, le thorium forme avec la benzoylacétone un complexe analogue à celui de U et donne également avec BaCO_3 un sel double insoluble. Nous avons donc préparé le complexe de U après élimination complète de UX_1 , isotope de Th, et abandonné le produit en solution acétonique pour une nouvelle accumulation de ce dernier. Des extractions successives par BaCO_3 montrent que les 60 à 70 %, environ de UX_1 formé par émission de U se séparent du complexe et sont entraînés par le carbonate ⁶.

6. Si le complexe est abandonné à l'état solide, la rétention est de l'ordre de 85 % [43].

e) *Désintégrations β .*

Pour calculer l'énergie de recul d'un noyau après l'émission d'un électron, on doit utiliser les équations relativistes pour l'énergie et la quantité de mouvement, étant donné que les vitesses des rayons β sont généralement considérables.

A l'aide des équations fondamentales :

$$(4) \quad E_{\beta} = (m - m_0)c^2 \quad \text{et} \quad (i) \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}$$

et des relations $MV = mv$ et $E_r = \frac{MV^2}{2}$, on établit facilement :

$$(6) \quad E_r = \frac{m + m_0}{2M} E_{\beta}.$$

Dans ces équations E_{β} est l'énergie de l'électron, v sa vitesse, m_0 sa masse au repos, m sa masse relativiste, M et V la masse et la vitesse du noyau après le recul, E_r l'énergie de recul et c la vitesse de la lumière.

L'équation (4) donne :

$$(7) \quad m/m_0 = \frac{E_{\beta} + m_0c^2}{m_0c^2} = \frac{E_{\beta} + 0,51}{0,51}$$

d'où :

$$(8) \quad E_r = \frac{m_0(E_{\beta} + 1,02)}{0,51} \cdot \frac{E_{\beta}}{2M} = 536E_{\beta} \cdot \frac{E_{\beta} + 1,02}{M} \text{ eV}$$

et enfin :

$$(9) \quad E_r = \frac{536E_{\beta}^2}{M} + \frac{548E_{\beta}}{M} \text{ eV,}$$

E_{β} étant exprimé en MeV.

Mais les énergies β , pour un noyau donné, s'étendent entre zéro et une valeur maximum E_{\max} qui est la limite supérieure du spectre β , la différence $E_{\max} - E$ étant emportée par le neutrino. On n'a donc pas une énergie déterminée de recul, mais un *spectre* de recul. Pour calculer celui-ci, on devrait connaître les directions relatives d'émis-

sion de l'électron et du neutrino. Si on admet que les deux particules sont émises dans la même direction, la quantité de mouvement du noyau sera égale à la somme des impulsions de celles-là ; des émissions en sens opposés donneront la différence et une émission isotrope la somme vectorielle.

En considérant le neutrino comme un quantum dont la quantité de mouvement est E_n/c , Edwards [44] ⁷ a donné pour les énergies de recul correspondant aux trois hypothèses les équations suivantes :

1) émissions dans la même direction ($\alpha = 0^\circ$) :

$$(10) \quad E_r = \frac{(p_\beta + p_n)^2}{2M} = \frac{536}{M} (\sqrt{E_\beta^2 + 1,02 E_\beta} + E_n)^2,$$

l'indice n se rapportant au neutrino ;

2) émissions en directions opposées ($\alpha = 180^\circ$) :

$$(11) \quad E_r = \frac{(p_\beta - p_n)^2}{2M} = \frac{536}{M} (\sqrt{E_\beta^2 + 1,02 E_\beta} - E_n)^2 ;$$

3) émission isotrope :

$$(12) \quad E_r = \frac{p_\beta^2 + p_n^2 + 2p_\beta p_n \cos \alpha}{2M} = \frac{536}{M} (E_\beta^2 + 1,02 E_\beta + E_n^2 + 2E_n \sqrt{E_\beta^2 + 1,02 E_\beta} \cos \alpha).$$

Notons en passant qu'en admettant avec Libby que le maximum d'intensité des spectres β se trouve approximativement à $E_{\max}/2$ et en prenant 90° comme angle moyen de la distribution isotrope, on tire de l'équation (12) l'énergie moyenne de recul :

$$(13) \quad E_r = 274 \frac{E_{\max}}{M} + 268 \frac{E_{\max}^2}{M}.$$

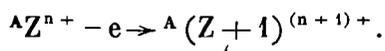
Ni les données expérimentales ni la théorie ne permettent de choisir actuellement entre les trois possibilités. Les mesures physiques directes sont particulièrement délicates, par suite des difficultés qu'on a rencontrées jusqu'ici à déceler le neutrino.

Edwards suppose que des études chimiques du genre que nous avons

7. J'exprime mes vifs remerciements au Prof. Coryell, qui a mis à ma disposition le manuscrit du mémoire d'Edwards avant sa publication.

examiné au cours de cet exposé pourraient aider à résoudre la question. Si, par exemple, on considère un spectre β d'un noyau de $M = 100$, dont la limite supérieure est 2,0 MeV, et qu'on se place au milieu du spectre, où l'énergie du neutrino est à peu près égale à celle de l'électron, E_r est de 31,4 eV pour un angle de 0° ; 16,2 eV pour 90° et 0,9 eV pour 180° . Cette dernière énergie est insuffisante pour rompre la plupart des liaisons chimiques, tandis que les deux premières sont plus que suffisantes. Par un choix approprié des isotopes émetteurs β et des composés qui les contiennent, la détermination des rendements des transformations chimiques pourrait probablement apporter une contribution substantielle à l'éclaircissement de ce problème important de la physique nucléaire.

D'autre part, si le processus nucléaire se produit sans perturber le cortège électronique, l'équilibre des charges devrait conduire à une augmentation de 1 unité de la valence positive de l'atome provenant de la désintégration :



Cette prévision théorique a été vérifiée par Coryell et ses collaborateurs [40] sur la transformation de ${}^{143}\text{La}$ 19 min en ${}^{143}\text{Ce}$ 33 h, où 60 % de ce dernier ont été trouvés à l'état tétravalent. Mais de façon générale, les faits expérimentaux sont peu nombreux et paraissent assez complexes. Une étude systématique sur la question a été entreprise au laboratoire de Coryell, qui a examiné de ce point de vue les produits émetteurs β provenant de la fission de l'uranium.

Suivant ces mesures, 40 % de ${}^{83}\text{Br}$ provenant de la désintégration de ${}^{83}\text{Se}$, présent comme sélénite ou séléniate, se trouvent sous forme de bromate et 60 % à l'état de valences inférieures. Dans le cas de ${}^{132}\text{I}$ 2,4 h, produit par désintégration de Te 77 h sous forme de tellurite, les rapports trouvés entre periodate, iodate et valences inférieures sont 11 : 14 : 75 ; si l'atome-parent est présent comme tellurate, ces rapports sont 12 : 28 : 60.

L'interprétation de ces résultats, pour le moment fragmentaires, est encore prématurée, de même que celle des expériences plus anciennes et purement qualitatives de Leighton et Mortensen [45]. Ces auteurs ont observé que le tétraméthyle de RaD (isotope de Pb) donne, après les 2 désintégrations β successives, le triméthyle de RaE et le biméthyle

de Po. L'énergie β de RaD est extrêmement faible ; l'énergie maximum du spectre de RaE est 1,17 MeV. En admettant une distribution isotrope pour l'émission du neutrino, l'équation (13) donne pour l'énergie de recul moyenne de Po la valeur 75 calories. Malgré cette énergie relativement élevée et le changement de la valence, un grand nombre d'atomes de Po semblent s'adapter à la structure organo-métallique.

f) Transmutations artificielles ; réactions (n, p).

Dans les réactions du type (n, γ), (n, α), (p, n), (p, α), (d, n), (d, α), etc. le bilan énergétique est exprimé par l'équation :

$$(14) \quad E_2 + E_r = E_1 + Q,$$

où les indices 1, 2, r se rapportent respectivement à la particule incidente, à la particule émise et au noyau formé ; Q est la tonalité de la réaction. Si on se trouve dans des conditions où le noyau composé perd par chocs son énergie cinétique avant sa décomposition par émission d'une particule ou d'un photon (état excité d'une vie moyenne relativement élevée, milieu condensé), l'énergie de recul de l'atome formé dans la réaction est :

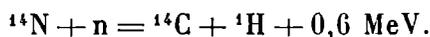
$$(15) \quad E_r = \frac{m_2}{M} \left[E_1 \left(1 - \frac{m_1}{M} \right) + Q \right],$$

M étant la masse du noyau composé. Cette énergie est généralement très élevée et peut conduire non seulement à la rupture des liaisons chimiques, mais à l'arrachement de plusieurs électrons périphériques. Peu de données expérimentales sont connues sur ces effets chimiques.

Dans le bombardement de KCl solide par neutrons, suivant les observations de Edwards, ^{35}S formé dans la réaction $^{35}\text{Cl} (n, p)$ se trouve en solution sous forme de SO_4^{--} , soit parce qu'il se produit S^{VI} dans le cristal irradié, soit parce que la forme atomique produite dans le solide est ensuite oxydée dans l'eau, en SO_4 . Les atomes de recul ^{35}S provenant de l'irradiation neutronique de $\text{CCl}_4 + \text{CS}_2$ s'échangent jusqu'à 50 % avec CS_2 , bien que ce processus n'ait habituellement pas lieu à la température ordinaire.

Suivant Aten [46], le radio-phosphore produit dans la réaction (n, p) par le soufre à l'état de sulfate ou dans la réaction (n, α) par le chlore de MgCl_2 hydraté est présent, au moins jusqu'à 90 %, sous forme de phosphate, les 10 % restants sous formes réduites : phosphite et hypophosphite. Avec KClO_3 ou KClO_4 , pratiquement la totalité de Rd-P est à l'état de phosphate. Dans l'irradiation de NaCl solide, la formation du phosphite est favorisée et peut atteindre 70 %.

Ces expériences montrent l'influence de la composition du milieu, notamment la présence d'oxygène, sur la nature chimique de la combinaison dans laquelle s'engage définitivement le radioélément. Le rôle du milieu se manifeste encore plus nettement dans le travail important réalisé par Yankwich, Rollefson et Norris [47] sur ^{14}C formé dans la réaction (n, p) :



Ces auteurs ont irradié avec des neutrons d'un cyclotron pendant 2 ans, à des intervalles de temps irréguliers, diverses substances azotées à l'état solide ou en solution. L'énergie de recul correspond dans cette réaction à 40 000 eV, de sorte qu'il est fort intéressant de connaître l'état chimique final de ces atomes de Rd-C formés dans des conditions si peu usuelles. Les auteurs ont analysé la phase gazeuse, en y dosant CO , CO_2 , CH_4 et HCN , et les solutions (initiales ou celles qui ont été obtenues après dissolution des cristaux) en y déterminant la teneur en alcool méthylique, formaldéhyde et acide formique. Malheureusement, la fermeture des récipients contenant les solutions irradiées n'était pas parfaite et une partie indéterminée des gaz s'en est échappée pendant l'irradiation. Il semble toutefois qu'on puisse retenir les résultats analytiques suivants :

Solution saturée de NH_4NO_3 : CO_2 de 16 à 59 % ; CO de 29 à 78 % ; CH_4 de 0 à 2,2 % ? ; CH_3OH de 0,9 à 4 % ; HCOOH de 9,6 à 14 %.

Cristaux de NH_4NO_3 : CO_2 81 % ; CO 19 %.

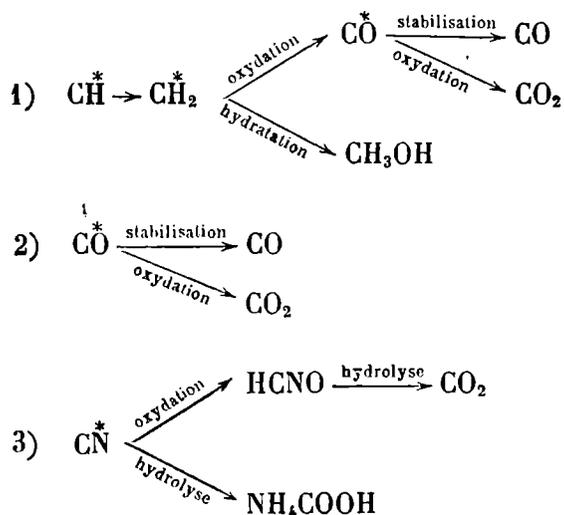
Cristaux d'urée $(\text{NH}_2)_2\text{CO}$: CO_2 39 % ; CO 5 % ; HCN 55 %.

Cristaux humides de $\text{N}_2\text{H}_4 \cdot \text{HCl}$: CO_2 17,8 % ; CO 7,9 % ; HCN 71 %.

Pour interpréter ces résultats, les auteurs font remarquer qu'étant

donnée la nature des produits formés il est peu probable que les réactions d'échange puissent y jouer un rôle notable (par exemple entre CO et CO₂). Ils pensent d'ailleurs que, plus généralement, les réactions thermiques, après la désactivation des atomes de recul, n'interviennent pratiquement pas dans la formation des produits, la nature de ceux-ci étant déterminée au cours de cette désactivation par des relations énergétiques et par la composition du milieu.

C'est ainsi que dans l'irradiation des solutions de nitrate d'ammonium, l'atome de C, partiellement excité à la fin de son parcours, pourrait d'abord se combiner avec un autre atome pour former un radical bi-atomique C-H, C-O, C-N, la probabilité de combinaison décroissant dans l'ordre indiqué. Le sort ultérieur de ces radicaux pourrait être présenté par le schéma suivant :



(Les astérisques indiquent ici des états excités.)

Parmi les autres processus, on a une compétition entre les oxydations et les hydratations, où les premières l'emportent, ce qui n'a rien d'étonnant, étant donné l'état d'excitation résiduelle, qui persiste probablement pendant la formation des molécules relativement stables.

Si on irradie les cristaux de NH₄NO₃, l'absence d'eau explique l'absence de formation de CH₃OH par hydratation du radical méthylène et de l'acide formique formé par hydrolyse de CN^{*} excité. Dans l'irradiation des cristaux d'hydrazine ou d'urée, substances

à forte densité d'azote et à faible teneur en oxygène, la formation de HCN est favorisée relativement à celle de CO et de CO₂.

Après irradiation du nitrure de béryllium [48] et dissolution dans NaOH, la majeure partie de ¹⁴C se trouve sous forme de méthane (62,7 %). Celui-ci provient sans doute de l'hydrolyse de Be₂C, produit au cours de la désactivation des radicaux Be-C initialement formés.

g) *Fission.*

Dans les réactions de fission nucléaire, les fragments formés ont des énergies cinétiques qui atteignent plusieurs dizaines de MeV, ce qui correspond à des températures de l'ordre de 10¹⁰ à 10¹¹ degrés. Les vitesses des noyaux sont supérieures aux vitesses orbitales des électrons des couches N et O et ceux-ci doivent être arrachés, de même qu'une partie des électrons M. Le comportement chimique de ces atomes hautement ionisés est totalement inconnu⁸.

8. *Note ajoutée aux épreuves.* — Les très fortes intensités des rayonnements neutronique et γ , produits par les réacteurs nucléaires (« piles atomiques »), peuvent provoquer de profondes transformations chimiques des substances bombardées, indépendamment de l'effet Szilard, mais par lesquelles ce dernier est, en apparence, diminué. En effet, le champ de radiations très élevé peut modifier l'état des molécules présentes, même si elles ne contiennent pas de constituants qui subissent des désintégrations nucléaires, et les amener à un état identique à celui qui proviendrait d'un effet Szilard (réduction, décomposition, synthèse etc.). Les molécules qui ont effectivement subi ce dernier se trouvent ainsi diluées par de la matière inactive et le rendement de l'effet est réduit.

Des effets de ce genre ont été observés par Williams [49] dans le bombardement de divers composés de Sb au voisinage d'une pile. Ni₄SbF₆ solide fournit, après un bombardement de courte durée, dissolution et précipitation par H₂S, un sulfure contenant à peu près 1/3 de l'activité totale de Sb. Après un bombardement intense, le précipité contient des quantités considérables d'antimoine inactif et le rendement tombe à 1 %. Des effets analogues ont été observés avec (C₆H₅)₃Sb et SbF₅ volatil, (l'activité recueillie dans ce dernier cas sous forme solide passe de 60 à 5 %). Lorsqu'on irradie pendant un temps court K₄Fe(CN)₆, 1/3 de l'activité est entraîné par l'hydroxyde d'Al. Une irradiation longue fait augmenter la quantité inactive du fer entraîné et l'activité spécifique baisse.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] SZILARD et CHALMERS, *Nature*, **134** (1934), 462.
- [2] ROGINSKI et GOPSTEIN, *Phys. Z. Sow. Union*, **7** (1935), 672.
- [3] ERBACHER et PHILIPP, *Ber.*, **169** (1936), 893 ; *Z. Phys. Chem. A.*, **176** (1936), 169.

- [4] LU et SUGDEN, *J. Chem. Soc. London* (1939), p. 1273.
- [5] LIBBY, *J. amer. chem. Soc.*, **62** (1940), 1930 ; **69** (1947), 2523.
- [6] STARKE, *Physik Z.*, **42** (1941), 184 ; *Naturwiss.*, **28** (1940), 131.
- [7] D'AGOSTINO, *Gaz. Chim. Ital.*, **65** (1935), 1071.
- [8] SUSS, *Z. Phys. Chem. B.*, **45** (1940), 297, 312. Voir aussi HAMILL et WILLIAMS, *J. Chem. Phys.*, **16** (1948), 1170.
- [9] DAUDEL, *C. R.*, **213** (1941), 479 ; **214** (1942), 545.
- [10] ERBACHER et PHILIPP, *Z. Phys. Chem. A.*, **179** (1937), 263.
- [11] PANETH et FAY, *Nature*, **135** (1935), 820 ; *J. Chem. Soc. London* (1936), p. 390.
- [12] SÜE, Colloque International sur les échanges isotopiques, Paris, 1948 *J. Chim. Phys.* **45** (1948), 177.
- [13] MUXART, P. et R. DAUDEL et HAÏSSINSKY, *Nature*, **159** (1947), 538.
- [14] SÜE et YUASA, *J. Chim. Phys.*, **41** (1944), 160.
- [15] STEIGMAN, *Phys. Rev.*, **59** (1941), 498.
- [16] SÜE et KAYAS, Colloque Internat. sur les échanges isotopiques, Paris, *J. Chim. Phys.* **45** (1948), 188.
- [17] GUILLOT, HAÏSSINSKY et SCOFFIER, travail non publié.
- [18] STARKE, *Naturwiss.*, **30** (1942), 577.
- [19] THOMMÈRET, Diplôme d'études supérieures, Paris (1947).
- [20] DUEFIELD et CALVIN, *J. amer. chem. Soc.*, **68** (1946), 129.
- [21] MELANDER, *Acta Chim. Scand.*, **1** (1947), 169.
- [22] IRVINE, *Phys. Rev.*, **55** (1939), 1105.
- [23] MAIER, *Naturwiss.*, **25** (1937), 252.
- [24] FLEISCHMANN, *Z. Physik*, **103** (1936), 113.
- [25] GLÜCKAUF et FAY, *J. Chem. Soc. London* (1936), p. 390.
- [26] FRANCK et RABINOWITSCH, *Trans. Far. Soc.*, **30** (1934), 120.
- [27] HALBAN, KOWARSKI et MAGAT, *C. R.*, **208** (1939), 572.
- [28] BRODA, Colloque Inter. sur les échanges isotopiques, Paris, *J. Chim. Phys.* **45** (1948), 193.
- [29] SEGRÉ, HALFORD et SEABORG, *Phys. Rev.*, **55** (1939), 321.
- [30] DE VAULT et LIBBY, *id.*, p. 322.
- [31] FAIRBROTHER, *Nature*, **145** (1940), 307.
- [32] SEABORG, KENNEDY et LIVINGOOD, *Phys. Rev.*, **55** (1939), 410, 794 ; **57** (1940), 363.
- [33] LANGSDORF et SEGRÉ, *id.*, **57** (1940), 105.
- [34] WILLARD, *J. amer. chem. Soc.*, **62** (1940), 256, 3161.
- [35] DE VAULT et LIBBY, *J. amer. chem. Soc.*, **63** (1941), 3216.
- [36] COOPER, *Phys. Rev.*, **61** (1942), 1.
- [37] SEABORG, FRIEDLANDER et KENNEDY, *J. amer. chem. Soc.*, **62** (1940), 1309.
- [38] IMRE, *Naturwiss.*, **28** (1940), 158.
- [39] SIDAY, *Nature*, **143** (1939), 681.
- [40] CORYELL et collaborateurs, Colloque Intern. sur les échanges isotopiques, Paris, *J. Chim. Phys.* **45** (1948), 165.

- [41] BOTHE et GENTNER, *Z. Phys.*, **106** (1937), 236.
- [42] BARKAS, CARLSON, HENDERSON et MOORE, *Phys. Rev.*, **58** (1940), 577.
- [43] HAÏSSINSKY et COTTIN, *J. Chim. Phys.* **45** (1948), 270.
- [44] EDWARDS, Chemical effects of nuclear transformations, *Nucleonics* 1948 (à paraître).
- [45] LEIGHTON et MORTENSEN, *J. amer. chem. Soc.*, **56** (1934), 2397.
- [46] ATEN, *Phys. Rev.*, **71** (1947), 644.
- [47] YANKWICH, ROLLEFSON et NORRIS, *J. Chem. Phys.*, **14** (1946), 131.
- [48] YANKWICH, *ibid.*, **15** (1947), 374. ◆
- [49] WILLIAMS, *J. Phys. Chem.* **52** (1948), 603.

RÉUNION DU MARDI 8 JUIN 1948

THÉORIE DE LA CRÉATION Θ

par Maurice JEAN

Attaché de Recherches du Centre National de la Recherche Scientifique

Nous voulons parler aujourd'hui d'un phénomène encore hypothétique, sur lequel l'attention a été récemment attirée par R. Daudel, P. Benoist, R. Jacques et M. Jean [1]. Il correspond à un processus qui s'introduit logiquement dans le cadre de la théorie des désintégrations électroniques (émission β^- , émission β^+ et capture K). D'autre part il présente une certaine analogie avec des faits expérimentaux dont on pourrait penser qu'il fournit l'explication. Pour ces deux raisons nous avons pensé qu'il était intéressant d'en examiner de près la théorie.

Mr Lecoin, Mlle Perey et Mr Tsien San Tsiang [2] ont signalé l'existence de désintégrations β^- (c'est-à-dire passage d'un atome de numéro atomique Z à un atome de numéro atomique $Z + 1$) pour lesquelles on n'a pas décelé de spectre β continu, mais seulement un spectre X. De ce phénomène on peut envisager diverses explications. Il suggère en particulier qu'il pourrait exister des désintégrations β^- au cours desquelles l'électron reste dans l'atome et devient ainsi un des électrons de l'essaim planétaire de l'atome final. Remarquons que de cette façon la charge de l'atome final est la même que celle de l'atome initial, puisque si la charge du noyau a augmenté de 1 unité positive, celle du cortège s'est accrue simultanément de 1 unité négative. Ce phénomène, qui a été appelé *création* Θ , s'interprète aisément dans le cadre de la théorie développée par Fermi pour rendre compte des désintégrations électroniques. On sait qu'on admet que l'émission β^- résulte d'une transition nucléaire au cours de laquelle un neutron se

transforme en proton, électron et neutrino ; l'énergie perdue par le noyau se retrouvant dans les énergies totales (y compris la masse au repos) du neutrino et de l'électron :

$$(1) \quad n \rightarrow p + e^- + \nu.$$

Puisque cette énergie se répartit sur deux particules (on néglige l'énergie de recul du noyau en raison de sa masse très grande devant celles des particules légères), on considère habituellement que l'énergie totale de l'électron peut prendre toutes les valeurs comprises entre son énergie au repos $m_e c^2$ et l'énergie de transition W_0 (en supposant, comme nous le ferons toujours par la suite, que la masse du neutrino est nulle). L'électron possède donc une certaine énergie cinétique, qui lui permet de sortir de l'atome. Cependant il n'est pas interdit d'envisager, comme valeur possible de l'énergie de l'électron, des valeurs inférieures à son énergie au repos $m_e c^2$. On sait en effet que c'est précisément le cas pour les électrons périphériques qui sont liés à l'atome : l'énergie de ces électrons est égale à leur énergie au repos diminuée d'une certaine quantité : leur énergie de liaison

$$(2) \quad W_e = m_e c^2 - I.$$

Supposons que, lors de la transition nucléaire (1), l'électron soit créé avec une énergie telle que (2) : il restera lié à l'atome ; c'est notre phénomène de création θ . On voit donc que ce phénomène n'est qu'un prolongement naturel de la théorie de l'émission β . Extension qui consiste à considérer pour l'électron la possibilité de se trouver dans les états d'énergie discrets qui correspondent aux différents niveaux électroniques de l'atome. L'intervention de ces états discrets d'énergie n'est d'ailleurs pas nouvelle en théorie des désintégrations β , puisqu'on envisage la possibilité de capture des électrons planétaires par le noyau. Et nous pouvons encore dire que la création θ est le phénomène inverse de la capture θ .

Nous nous résumerons en disant que la création θ consiste essentiellement (fig. 1) :

- a) en la transformation d'un neutron du noyau en proton ;
- b) en l'émission d'un neutrino (avec recul éventuel du noyau) ;

c) en la création d'un électron qui complète le cortège de l'atome final;

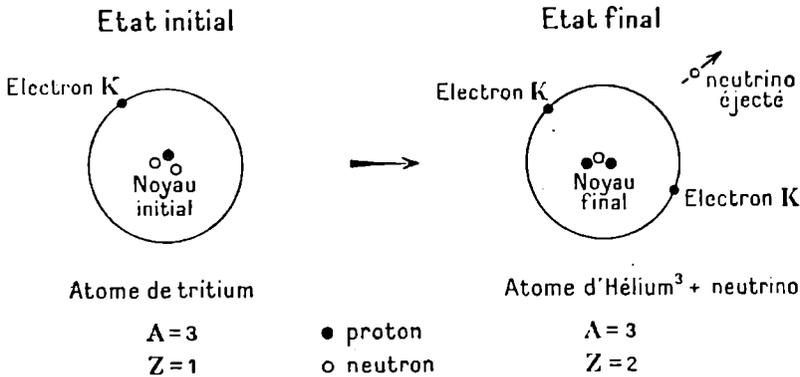


Fig. 1.

ces différentes phases du phénomène devant être considérées comme simultanées.

CONDITIONS ÉNERGÉTIQUES DE RÉALISATION DE LA CRÉATION e

Évidemment l'électron créé ne pourra pas apparaître sur n'importe quelle couche de l'atome. En raison du principe de Pauli il devra naître dans un état tel que ses nombres quantiques (n, j, l, m) soient différents de ceux des autres électrons de l'atome. Soit W_e l'énergie de l'état de plus basse énergie répondant à cette condition. La création e est possible dès que l'énergie W_0 de la transition $Z \rightarrow Z + 1$ est supérieure à W_e :

$$(3) \quad W_0 > W_e = m_e c^2 - I.$$

Comme l'émission β^- n'est possible que si $W_0 > m_e c^2$, on voit que *la création e est toujours possible quand l'émission β^- existe*. Par contre on voit aussi que *la création e peut se produire sans que l'émission β^- soit possible*. Il suffit pour cela que

$$(4) \quad m_e c^2 > W_0 > W_e = m_e c^2 - I.$$

L'extension du domaine où ne peut se produire que la création e

seule est ainsi mesurée par la valeur de I . Pour les atomes normaux I est toujours de l'ordre de quelques électronvolts. Le domaine considéré est donc très réduit. Cependant pour des noyaux dépouillés d'électrons I peut atteindre 100 000 eV pour des Z de l'ordre de 90, ce qui conduit à un domaine considérablement plus étendu. Il semble évidemment difficile d'obtenir de tels noyaux. Cependant dans les étoiles moyennement chaudes, où les températures sont de l'ordre de 2 500 électronvolts, les noyaux légers ($Z < 14$) sont entièrement pelés. L'extension du domaine où la création peut exister seule est alors de l'ordre du millier de volts. *Le phénomène de création ϵ peut donc avoir là une certaine importance.*

PHÉNOMÈNES SECONDAIRES POUVANT ACCOMPAGNER LE PHÉNOMÈNE PRINCIPAL

1° Lors de la désintégration du noyau, le numéro atomique Z de celui-ci augmente d'une unité. Or l'énergie des différents niveaux électroniques est étroitement liée à la valeur de Z . Il va en résulter une augmentation de l'énergie de liaison des différentes couches. Par exemple pour la couche K l'énergie de liaison qui était primitivement de l'ordre de $13,5 Z^2$ eV devient de l'ordre de $13,5 (Z + 1)^2$ eV, soit une augmentation d'environ $13,5 (2Z + 1)$ eV, ce qui ne correspond qu'à quelques dizaines de volts pour les éléments légers, mais à 2 500 volts pour les éléments les plus lourds. Il doit s'en suivre une émission de photons, d'origine électronique, dont les longueurs d'onde s'échelonnent, suivant le numéro atomique, de la limite de l'ultra-violet aux rayons X très mous.

2° L'électron créé peut venir occuper au moment de sa formation une case autre que la case libre de plus basse énergie. Un réarrangement du cortège doit alors suivre le phénomène. Cette réorganisation se fera par émission de photons électroniques. C'est une raison supplémentaire de penser que la création ϵ doit s'accompagner de l'émission de photons ayant leur origine dans le cortège, raison qui n'existe pas dans le cas de l'émission β .

3° La création ϵ constituant un type particulier de désintégration β^- doit pouvoir, évidemment, être suivie des mêmes filiations radioactives

que l'émission β^- . En particulier elle doit pouvoir être accompagnée de l'émission de photons d'origine nucléaire suivant le schéma de la figure 2 par exemple.

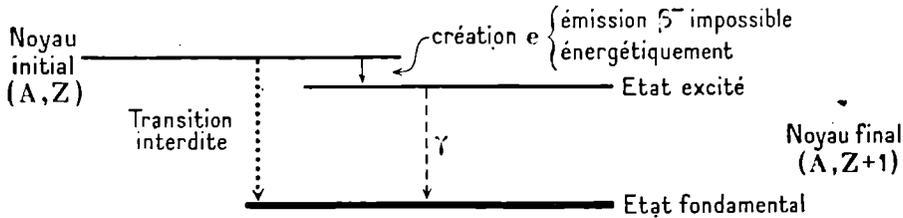


Fig. 2.

En résumé, la création e doit généralement s'accompagner d'une émission de photons d'origine électronique. Elle peut être suivie de filiations radioactives α , β et γ .

ÉTUDE THÉORIQUE DU PHÉNOMÈNE

Du point de vue théorique le problème que pose le calcul de la probabilité de création e diffère peu de celui de l'émission β^- . Dans les deux cas il s'agit d'une transition nucléaire qui fait passer d'un état initial, dans lequel on a un noyau (A, Z) , à un état final, dans lequel on a un noyau $(A, Z + 1)$, un électron et un neutrino. Le neutrino est supposé éjecté hors du noyau, son énergie pouvant prendre des valeurs variant de manière continue. La fonction d'ondes qui décrit son mouvement appartient à un spectre continu. Aussi les deux problèmes sont justiciables de la formule usuelle de la théorie des perturbations dans le cas du spectre continu [3]. Elle est la suivante :

$$(5) \quad p = \frac{2\pi}{\hbar} |\Pi_{if}|^2 \rho(E_f),$$

à laquelle il convient d'associer la formule qui exprime la conservation de l'énergie :

$$(6) \quad E_{\text{initiale}} = E_{\text{finale}}.$$

Dans la formule (5) p est la probabilité de transition par unité de temps, $\rho(E_f)$ est le nombre des états finaux du système dont l'énergie

est comprise entre E_f et $E_f + dE_f$ et H_{if} est l'élément de matrice $\int \Psi_f^* \mathbf{H} \Psi_i d\tau$ construit à l'aide des fonctions d'ondes finales et initiales du système et de l'opérateur d'interaction \mathbf{H} qui provoque la transition. Nous ne reviendrons pas sur la question du choix de cet opérateur qui a déjà été traitée dans l'exposé théorique sur la capture θ . Nous nous contenterons de rappeler qu'on est conduit, que ce soit dans la théorie originale de Fermi ou que ce soit par l'intermédiaire du champ mésique, à 5 types d'opérateurs d'interaction qui sont linéairement indépendants et qui présentent des variances bien déterminées par rapport aux transformations de Lorentz. Suivant la valeur (déterminée par la nature de la transition : changement de moment angulaire et de parité) de l'élément de matrice H_{if} , on peut classer les différentes transitions en transitions permises ou interdites de diverses espèces. *Les transitions permises* correspondent aux plus grandes probabilités : *c'est à elles que nous nous intéresserons exclusivement dans cet exposé.* Dans ces conditions le choix de l'opérateur d'interaction n'est pas pour nous un problème essentiel. En effet les 5 types d'opérateurs auxquels il a été fait allusion donnent des règles de sélection (association d'une certaine variation de moment angulaire et de parité aux différentes classes de transition) différentes, mais conduisent à la même forme du spectre β dans le cas des transitions permises. Nous ne restreindrons pas la généralité de nos résultats en choisissant l'opérateur d'interaction utilisé par Fermi. Il nous suffira pour définir nos transitions permises d'utiliser les règles de sélection correspondantes, c'est-à-dire : une variation de moment angulaire $\Delta J = 0$ et aucun changement de parité. Nous poserons donc suivant Fermi :

$$(7) \quad \mathbf{H}_{if} = G \int \left\{ (V^* U)(\Psi^* \Phi_-) - (V^* \vec{\alpha} U)(\Psi^* \vec{\alpha} \Phi_-) \right\} d\tau,$$

où G est la constante de Fermi, qui caractérise l'intensité du couplage nucléons-particules légères, U et V les fonctions d'ondes initiale et finale du noyau, Ψ la fonction d'ondes de l'électron et Φ_- celle de l'antineutrino (solution à énergie négative des équations de Dirac appliquées au neutrino — c'est là une simple commodité mathématique). Nous décrirons l'électron créé par des ondes sphériques qui sont un produit d'harmoniques sphériques par une fonction radiale

$\Psi = Y_{lm}(\hat{r})$ et le neutrino par des ondes planes. Il a été montré dans l'exposé déjà cité comment, la nature de la transition étant fixée, on peut simplifier notablement l'élément de matrice \mathbf{H}_{it} . Rappelons simplement qu'il est possible de sortir la partie radiale de la fonction Ψ de l'intégrale en s'appuyant sur le fait que sa valeur moyenne dans le noyau est très voisine de sa valeur pour $r = \text{Rayon nucléaire}$. La fonction d'ondes $\Phi_- = u e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}}$ est développée sous la forme $u(1 - i\vec{q} \cdot \vec{r} \dots \text{etc.})$ où il est encore possible d'isoler des termes qui peuvent être aussi sortis du signe \int . De cette façon il ne reste plus dans l'intégrale que des expressions provenant du rayon vecteur \vec{r} et les harmoniques sphériques Y_{lm} de l'électron. L'expression (7) se présente ainsi comme une somme de termes tels que

$$(8) \quad \int \left\{ V^* \mathbf{O}_p(Y_{cm}, \vec{r}, \vec{\alpha}) U \right\} d\tau$$

où \mathbf{O}_p est un opérateur dépendant de Y_{cm} , \vec{r} et $\vec{\alpha}$. En raison de notre règle de sélection

$$(9) \quad \Delta J = 0 ; \text{ pas de changement de parité}$$

ne seront différents de zéro que ceux des termes pour lesquels $\mathbf{O}(Y_{cm} \vec{r} \vec{\alpha})$ est un scalaire. Des considérations d'ordre de grandeur permettent de n'en conserver qu'un seul (on néglige des termes en \vec{r}^2 , $\vec{\alpha} \cdot \vec{r}$, etc.). Finalement (8) se réduit à :

$$(10) \quad \mathbf{H}_{it} = G\rho(R)u \int (V^* Y_{00}^* \cdot 1 \cdot U) d\tau.$$

On voit qu'il ne reste des fonctions de l'électron que les composantes qui correspondent aux harmoniques sphériques Y_{00} .

Ces considérations s'appliquent aussi bien à l'émission β^- qu'à la création e . L'étude des deux phénomènes va se différencier par le fait que nous devons choisir pour décrire l'électron, en création e , des fonctions d'ondes appartenant au spectre discret de l'atome considéré, alors qu'en émission β^- on doit utiliser les fonctions d'ondes du spectre continu. Nous admettrons que chaque Ψ du spectre discret correspond à un état caractérisé par les nombres quantiques n, j, l, m . La fonction

d'ondes Φ_- du neutrino correspond d'autre part à une direction déterminée de son impulsion \vec{q} et à une certaine orientation de son spin. Pour obtenir la probabilité totale de création e , il nous faudra donc sommer (5) sur tous les états finaux possibles du système, c'est-à-dire sur tous les états possibles de l'électron et du neutrino. Nous avons donc :

$$(11) \quad P_{\text{cré } e} = \frac{2\pi}{\bar{n}} \sum_{n,j,l,m} \int_{\nu} |\mathbf{H}|^2 \rho(E_l),$$

où $\sum_{n,j,l,m}$ représente une sommation sur tous les états inoccupés de l'atome initial et \int_{ν} une sommation sur toutes les directions de l'impulsion et sur les états de spin du neutrino. Pour un état donné de l'électron créé le nombre d'états finaux d'énergie comprise entre E_l et $E_l + dE_l$ est égal au nombre des états du neutrino. Nous utiliserons maintenant des unités telles que $\bar{n} = m_e = c = 1$. Les énergies sont ainsi mesurées en unité $m_e c^2 \approx 500\,000$ volts ; on a alors :

$$(12) \quad \begin{aligned} \rho(E_l) &= \rho(K) \quad K, \text{ énergie du neutrino} \\ &= \frac{G^2}{(2\pi)^3} d\omega_{\nu}, \end{aligned}$$

où $d\omega_{\nu}$ est l'élément d'angle solide dans lequel se trouve l'impulsion du neutrino. On trouve en appliquant les considérations développées plus haut :

$$(13) \quad \sum_{j,l,m} \int_{\nu} |\mathbf{H}_{if}|^2 = \frac{G^2}{2} \left\{ N_{nI} g_{nI}^2(R) + N_{nII} f_{nII}^2(R) \right\} |M_0|^2,$$

où N_{nI} et N_{nII} sont les nombres de cases inoccupées des états de l'atome initial caractérisés respectivement par les nombres quantiques $\left(n, j = \frac{1}{2}, l = 0\right)$ et $\left(n, j = \frac{1}{2}, l = 1\right)$; g et f sont les parties radiales correspondantes des fonctions d'ondes électroniques évaluées pour $r =$ rayon nucléaire ; M_0 est l'élément de matrice nucléaire

$$M_0 = \int (V^* U) d\tau$$

qui subsiste après qu'on a extrait les parties radiales des fonctions

d'ondes des particules légères. La conservation de l'énergie (6) nous donne la relation :

$$(14) \quad W_0 = K + W_n,$$

où W_0 est l'énergie de transition et W_n l'énergie de l'électron. Si l'on remarque qu'avec nos unités l'énergie du neutrino est mesurée par le même nombre que son impulsion, on a :

$$(15) \quad q = W_0 - W_n.$$

Compte tenu de (11), (12), (13) et (15), on a finalement :

$$(16) \quad P_{\text{cré } e} = \frac{G^2}{2\pi^3} |M_0|^2 \sum_n \frac{\pi}{4} \left\{ N_{nI} g_{nI}^2(R) + N_{nII} f_{nII}^2(R) \right\} (W_0 - W_n)^2.$$

Sur cette formule on peut immédiatement faire une remarque importante : la probabilité de création est proportionnelle au carré de l'énergie de transition diminuée de l'énergie de l'électron sur sa couche. Par contre la probabilité d'émission β^- varie en gros comme la 5^e puissance de l'énergie de transition. *Donc la création e , pour un même Z , sera défavorisée par rapport à l'émission β^- pour les grandes énergies de transition.*

Nous allons considérer maintenant successivement deux cas extrêmes : celui des noyaux dépouillés de leurs électrons périphériques, puis celui, évidemment le plus intéressant du point de vue pratique, des atomes neutres tels qu'on les connaît dans la nature.

NOYAUX DÉPOUILLÉS DE LEUR CORTÈGE [4]

Dès que l'électron apparaît autour du noyau, le système se comporte comme un atome hydrogénoïde. On peut alors prendre pour Ψ les solutions correspondantes des équations de Dirac.

Dans ce cas particulier on peut encore tirer de la formule (16) quelques conséquences qualitatives intéressantes.

1° Très approximativement $g_{nI}^2(R)$ est de l'ordre de $\frac{Z^3}{n^3}$ et l'on a de plus $f_{nII}^2(R) \simeq \frac{\alpha^2 Z^2}{4} g_{nI}^2$. Or la probabilité d'émission β^- varie beaucoup plus lentement avec Z . Aussi nous pouvons dire que pour des noyaux nus *la création e est favorisée par rapport à l'émission β^- , pour des Z élevés.*

2° Il est clair qu'en raison du facteur $\frac{1}{n^3}$ la création K sera plus probable que la création L, elle-même plus probable que la création M, etc.

Nous allons maintenant nous intéresser plus spécialement à la création K. On a alors :

$$g_{\mathbf{k}}^2(R) \simeq \frac{1 + W_{\mathbf{K}}}{2\Gamma(2s+1)} (2\alpha Z)^3 e^{-2\alpha ZR} (2\alpha ZR)^{2s-2}$$

$$\text{où} \quad s_0 = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2} \quad \text{et} \quad W_{\mathbf{K}} = 1 - \frac{\alpha^2 Z^2}{2}$$

La fonction f_{III} n'existe pas pour la couche K.

On a donc :

$$(17) \quad P_{\text{cr: K}} = \left(\frac{G^2}{2\pi^3}\right) |M_0|^2 N_{\mathbf{K}} \frac{\pi}{4} g_{\mathbf{k}}^2 (W_0 - W_{\mathbf{K}})^2.$$

Pour $Z < 10$, on a avec une bonne approximation $g_{\mathbf{k}}^{\mathbf{K}} = 4(\alpha Z)^3$.

Pour $Z > 10$, le tableau ci-dessous donne les valeurs de

$$\Phi_{\mathbf{K}}(Z) = \frac{\pi}{4} g_{\mathbf{k}}^2$$

en fonction de Z :

$Z = 10$	20	30	40	50	60	70	80	90
$\Phi_{\mathbf{K}} = 1.26 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$4.3 \cdot 10^{-2}$	$1.22 \cdot 10^{-1}$	$2.8 \cdot 10^{-1}$	$6.6 \cdot 10^{-1}$	1.42	3	6.3

1° Comparaison des probabilités d'émission β^- et de création K.

Nous avons vu que la création \mathbf{e} existe toujours quand l'émission β^- est possible. Il est alors intéressant d'examiner l'importance relative de la création K et de l'émission β^- . Nous calculerons donc le rapport

$$(18) \quad \frac{\text{Probabilité de création K}}{\text{Probabilité d'émission } \beta^-}$$

Dans le cas des transitions permises on peut écrire pour la probabilité d'émission β^- [5] :

$$(19) \quad P_{\beta^-} = \left(\frac{G^2}{2\pi^3}\right) |M_0|^2 f^-(Z, W_0)$$

où $f^-(Z, W_0) = \int_1^{W_0} F(Z, W) W(W^2 - 1)^{1/2} (W_0 - W)^2 dW$

et $F(Z, W) = \frac{4(2pR)^2 s^{-2} e^{-\alpha Z W/p} |\Gamma(s + iZ W/p)|^2}{|\Gamma(2s + 1)|^2} \frac{1 + s}{2}$,

avec $s = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$ et $p = \sqrt{W^2 - 1}$.

Le rapport (18) a donc pour expression :

(20)
$$\frac{N_K \Phi_K(Z) (W_0 - W_K)^2}{f^-(Z, W_0)} = N_K \sigma_K(Z, W_0).$$

En utilisant diverses approximations pour $f^-(Z, W_0)$ nous avons

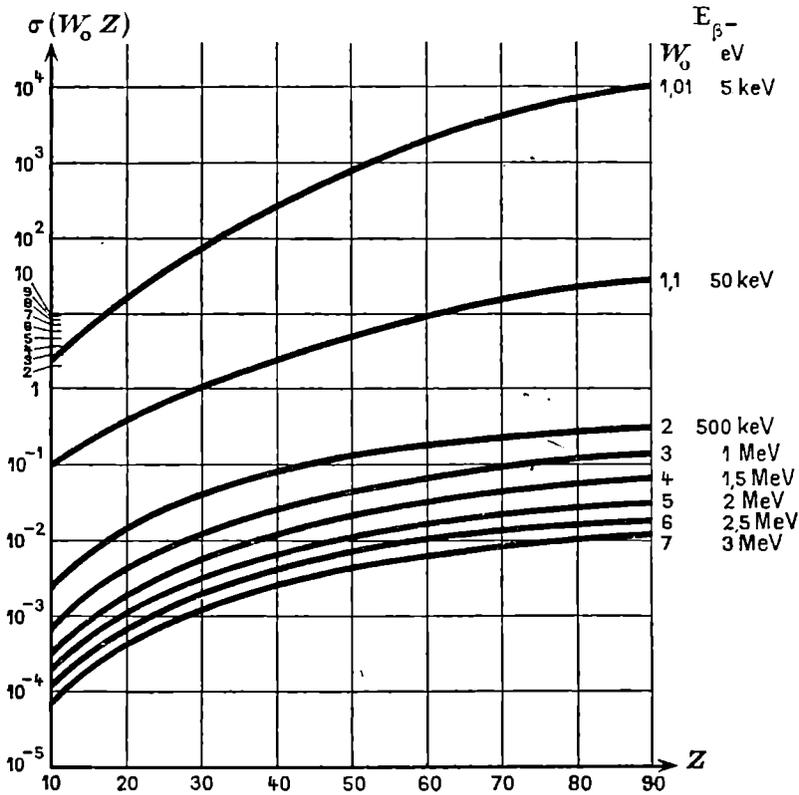


Fig. 3.

calculé σ_K pour diverses valeurs de Z et de W_0 . Les résultats sont condensés dans les courbes de la figure 3.

Ils précisent le sens des remarques qualitatives que nous avons faites au début de ce paragraphe. On voit clairement que la création K ne peut devenir prépondérante que pour des énergies de transition d'autant plus voisines de l'énergie au repos de l'électron que le numéro atomique est plus petit.

Une certaine réserve cependant s'impose. Nous avons utilisé dans ce calcul des fonctions d'ondes hydrogénoïdes qui décrivent un électron dans le champ d'une charge ponctuelle Z_e . Il n'est pas absolument sûr que les fonctions d'ondes décrivent correctement le comportement de l'électron au voisinage du noyau, en particulier pour de petites énergies cinétiques du β^- . Ce problème a d'ailleurs une portée beaucoup plus générale : la valeur de la fonction d'ondes au voisinage du noyau intervient dans des problèmes divers (par exemple dans les problèmes de structure hyperfine, pour l'explication de la séparation des niveaux $S_{1/2}$ et $P_{1/2}$ dans les expériences récentes de Lamb et Retherford). Nous pouvons tout de même penser que nous avons obtenu, avec les noyaux employés, une bonne estimation des ordres de grandeur.

2° Cas où la création e seule est possible.

Lorsque l'énergie de transition est inférieure à l'énergie au repos de l'électron, nous avons vu que seule la création e peut être possible. Pour avoir une idée de l'importance du phénomène nous devons avoir recours au calcul des périodes de désintégration. On a alors :

$$(21) \quad \theta_K = \frac{0,693}{P_K} = 0,693 \left(\frac{2\pi^3}{G^2 |M_0|^2} \right) \frac{1}{N_K \Phi_K(Z) (W_0 - W_K)^2}$$

Une difficulté se présente du fait qu'on ne sait pas évaluer d'une manière générale l'élément de matrice nucléaire $|M_0|$. Nous le déterminerons d'une manière empirique. L'expression théorique de la période d'émission est

$$(22) \quad \theta_{\beta^-} = 0,693 \left(\frac{2\pi^3}{G^2 |M_0|^2} \right) \frac{1}{f^-(Z, W_0)}$$

Nous savons calculer $f^-(Z, W_0)$ et les résultats expérimentaux nous donnent θ_{β^-} . Konopinski [6] en a déduit la valeur du facteur $0,693 \left(\frac{2\pi^3}{G^2 |M_0|^2} \right)$. Si l'on porte en ordonnées le produit $f^-(Z, W_0)\theta_{\beta^-}$ et

en abscisses le numéro atomique Z , on obtient un nuage de points qui se placent tous au-dessus d'une droite AB (fig. 4).

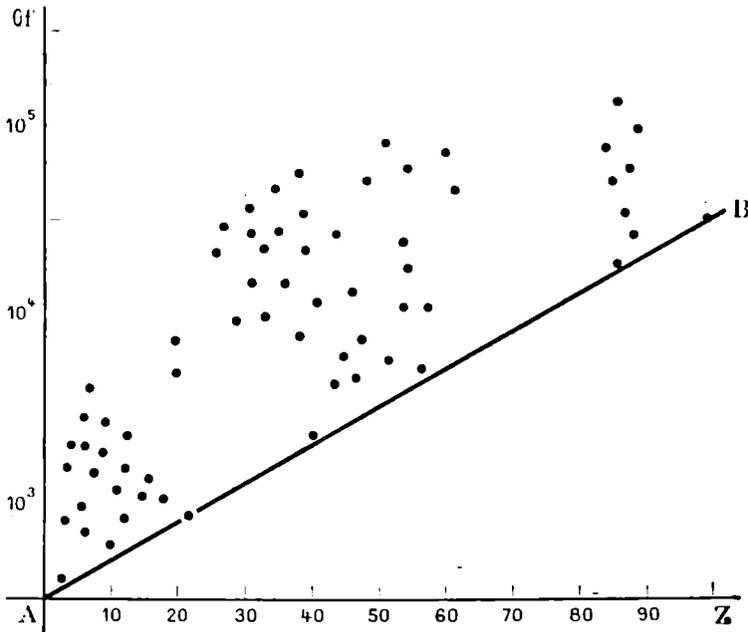


Fig. 4.

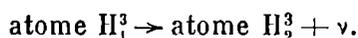
Il est raisonnable de prendre pour limite inférieure de $0,693 \left(\frac{2\pi^3}{G^2 |M_0|^2} \right)$ les valeurs qui correspondent à cette droite. En portant ces valeurs dans l'expression (21) de θ_K dans laquelle on a fait $N_K = 1$, on trouve que les périodes minima que l'on puisse espérer obtenir lorsque l'énergie de transition est précisément égale à l'énergie au repos de l'électron sont de l'ordre de :

Z_{final}	10	20	30	40	50	60	70	80	90
θ_K	$4.3 \cdot 10^3$ a	62 a	5.1 a	11 m	2.6 m	27 j	10 j	5 j	2.6 j

On voit que si l'on pouvait obtenir des noyaux lourds complètement pelés on pourrait, même pour de petites énergies de transition, avoir des périodes très courtes. De plus pour des Z de l'ordre de 14 on a encore des périodes de 10^2 à 10^3 ans, ce qui nous confirme dans l'idée que la création e pourrait jouer un rôle non négligeable dans les étoiles.

3° *Étude de quelques cas particuliers.*

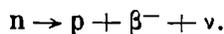
a) Parmi les éléments naturels le tritium atomique est le seul qui puisse donner lieu à la création K. Il est intéressant de regarder de près ce que donnent les résultats précédents dans ce cas particulier. L'énergie maximum des β est d'après Watts et Williams [7] de 11 keV¹ : ce qui nous donne une énergie de transition égale à 1,022 de nos unités. Le processus de création correspond au schéma suivant :



Les fonctions d'ondes décrivant les électrons de l'atome d'hélium ont été étudiées par de nombreux auteurs et par diverses méthodes. Il résulte de ces travaux qu'on obtient une assez bonne représentation en introduisant dans la fonction hydrogénoïde un Z diminué de la constante d'écran $s = \frac{5}{16}$. On trouve, si l'on tient compte de la petite contribution due à la possibilité de création sur les couches L, M, etc., pour le rapport Probabilité de création ϵ / Probabilité d'émission β^- , une valeur de l'ordre de 1 %.

Si on ionisait l'hydrogène atomique, le rapport deviendrait voisin de 1/50. La variation de période est encore au delà des possibilités expérimentales (Novick [8]).

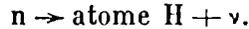
b) Un autre cas particulier où la création K est possible est celui de la radioactivité du neutron. La masse du neutron dépasse de 750 000 électronvolts la somme des masses du proton et de l'électron libres. Suivant la théorie de l'émission β , le neutron doit être instable et se désintégrer suivant le schéma :



Mais d'après les idées que nous venons de développer il doit aussi

1. Note sur éprouves : Des mesures plus récentes et, semble-t-il, plus précises de Curran, Angus et Cockcroft (Nature 162, 1948, p. 302) ont fourni, pour l'énergie maximum des β , la valeur 17 keV. Dans ces conditions la création ϵ devient moins probable, le rapport calculé plus loin n'étant que de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$. Ce n'est que pour du tritium ionisé qu'il atteindrait 1 %.

se désintégrer en donnant directement un atome d'hydrogène et un neutrino :



Cependant on voit que l'énergie de transition (2,47 de nos unités) n'est guère favorable. On trouve en effet :

$$\frac{\text{Prob cré } e}{\text{Prob } \beta^-} \sim 10^{-6}.$$

ATOMES NEUTRES [9]

Il est bien évident que du point de vue pratique ce qui nous intéresse essentiellement est de connaître quelle pourrait être l'importance du phénomène pour des atomes normaux. Cependant il est beaucoup plus difficile de répondre à cette question que dans le cas des noyaux nus. Si nous n'étions pas absolument certains que les fonctions d'ondes utilisées précédemment représentaient d'une manière précise le comportement des électrons dans le noyau, nous sommes sûrs maintenant qu'elles ne conviennent plus. En effet, en raison des interactions entre électrons du cortège, la répartition électronique dans les atomes est profondément modifiée. On peut cependant, dans certains cas, utiliser encore des fonctions hydrogéoïdes dans lesquelles on remplace le numéro atomique Z par un Z_{effectif} qu'on obtient en retranchant de Z une certaine constante d'écran s . Cette méthode est utilisée couramment dans les problèmes de structure moléculaire. Marshak [10] l'a employée pour étudier la capture d'électrons par les noyaux. On dispose d'une règle empirique due à Slater, qui permet de calculer approximativement les constantes d'écran appropriées à chaque couche électronique considérée. Cependant il est clair que la « constante d'écran » s devrait être en fait une fonction de la position de l'électron dans l'atome, ou tout au moins de sa distance au noyau. Si l'on examine d'assez près cette question on voit que les constantes d'écran de Slater n'ont vraiment de sens que pour des électrons qui se trouvent au voisinage de leurs orbites au sens de la théorie de Bohr. Aussi il nous semble dangereux d'utiliser des fonctions hydrogéoïdes construites avec de tels Z_{effectif} pour décrire un électron au voisinage d'un noyau. Il existe des fonctions d'ondes atomiques qui décrivent beau-

coup plus correctement les électrons du cortège. Ce sont les fonctions de Hartree. Leur construction s'inspire de l'idée de charge effective fonction de la position dans l'atome et s'appuie sur la méthode du « champ self consistent ». Cette méthode consiste à remplacer les interactions entre les électrons du cortège par un champ moyen qui ne dépend que de la distance au noyau. On admet ensuite que chaque électron se meut isolément dans le champ du noyau et dans ce champ moyen qu'on déduit de la distribution des électrons dans l'atome. Comme cette distribution est elle-même déterminée par les fonctions d'ondes que nous cherchons, il semble qu'on tourne dans un cercle vicieux. On peut cependant sortir de cette impasse en opérant par approximations successives. On part en général d'un champ moyen qui représente déjà les interactions dans le cortège d'une manière assez bonne : le champ de Thomas-Fermi. A l'aide de ce champ on construit des fonctions d'ondes d'approximation zéro, d'où l'on déduit un nouveau champ (1) qui est utilisé à son tour pour construire des

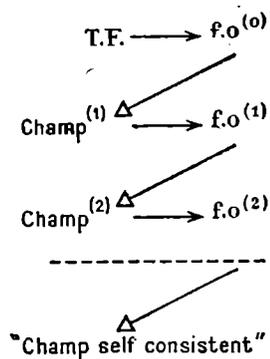


Fig. 5.

fonctions d'ondes d'approximation (1). En répétant ces opérations on arrive à obtenir un champ (n) qui ne diffère que de très peu du champ (n - 1). On dit alors qu'on a obtenu un champ « self consistent ». Tous ces calculs ne peuvent se faire analytiquement et sont très laborieux. Cependant les approximations convergent assez rapidement et en général la deuxième donne déjà de bons résultats. Cette méthode, que nous avons voulu rappeler rapidement d'une manière intuitive, s'appuie sur des développements théoriques sur lesquels nous

pe pouvons insister ici. Ainsi il est bien certain que les fonctions d'ondes calculées par la méthode de Hartree sont les meilleures que l'on possède pour les électrons atomiques. Il est donc intéressant, à défaut d'autre moyen de contrôle, de comparer les fonctions d'ondes hydrogénéoïdes avec Z_{effectif} et les fonctions de Hartree en ce qui concerne leur valeur dans le noyau. Nous avons pour cela calculé les rapports :

$$(23) \quad \frac{\Psi_{\text{Hartree}}^{(0)}}{\Psi_{\text{hydrogénéoïde}}^{(0)} Z_{\text{off de Slater}}}$$

pour les états s des différentes couches des éléments pour lesquels les fonctions de Hartree ont été calculées. Les valeurs obtenues sont résumées dans les courbes de la figure 6.

On voit ainsi que la valeur dans le noyau des fonctions hydrogé-

noïdes affectées du Z_{eff} de Slater ne coïncide avec la valeur correspondante des fonctions de Hartree que pour la couche K. Les deux types de fonctions donnent encore les mêmes valeurs pour les couches L et M si le numéro atomique est > 40 , c'est-à-dire si ces couches sont recouvertes des couches N et O. D'une manière générale les fonctions de Hartree ont une valeur supérieure à celle des fonctions de Schrödinger avec Z_{effectif} pour la couche la plus externe de l'atome. Le désaccord est d'autant plus grand que l'atome est plus lourd. Or dans le problème qui nous intéresse c'est toujours la couche la plus externe des atomes qui va nous occuper. En effet l'électron créé ne pourra se placer, en vertu du principe de Pauli, que dans une case inoccupée, donc sur une couche lointaine. Nous sommes ainsi arrivés à la conclusion que si nous voulons obtenir des résultats qui ne soient pas par trop grossiers pour les atomes lourds, nous devons utiliser les fonctions de Hartree.

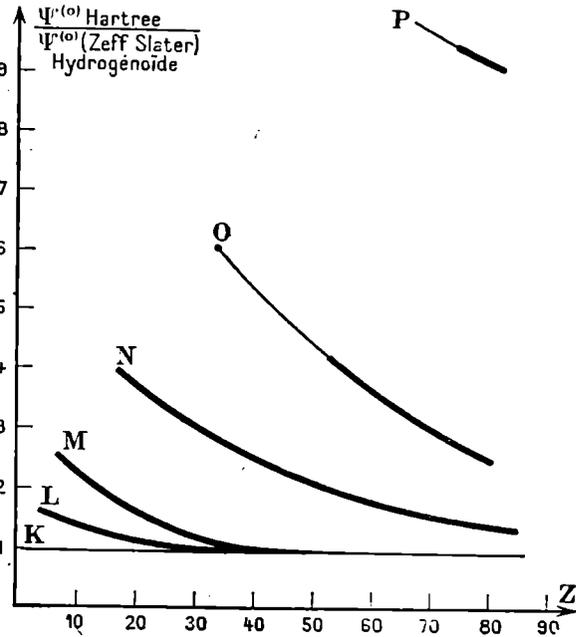


Fig. 6.

Le désaccord est d'autant plus grand que l'atome est plus lourd. Or dans le problème qui nous intéresse c'est toujours la couche la plus externe des atomes qui va nous occuper. En effet l'électron créé ne pourra se placer, en vertu du principe de Pauli, que dans une case inoccupée, donc sur une couche lointaine. Nous sommes ainsi arrivés à la conclusion que si nous voulons obtenir des résultats qui ne soient pas par trop grossiers pour les atomes lourds, nous devons utiliser les fonctions de Hartree.

Cependant une nouvelle difficulté se présente lorsqu'on veut utiliser systématiquement les fonctions de Hartree, et encore plus particulièrement en ce qui concerne les atomes lourds : les fonctions de Hartree ne sont pas relativistes, et il est bien connu que l'utilisation de fonctions d'ondes relativistes s'impose dès que l'on traite des atomes

lourds. Nous pouvons nous faire une idée de l'importance des effets de relativité au voisinage du noyau en calculant le rapport

$$(24) \quad \chi(Z) = \frac{g^2(Z, R)}{R_S^2(Z, 0)}$$

où $g(Z, R)$ est la partie radiale de la grande composante des fonctions de Dirac pour un atome hydrogénoïde, évaluée au voisinage du noyau, et $R_S(Z, 0)$ est la partie radiale de la fonction de Schrödinger pour un atome hydrogénoïde évaluée dans le noyau.

Les résultats de cette comparaison sont les suivants :

La relativité a donc pour effet d'accroître notablement la densité de probabilité de présence au voisinage des noyaux lourds. L'utilisation de fonctions non relativistes peut par conséquent introduire des erreurs de l'ordre d'un facteur 10 pour des Z voisins de 90.

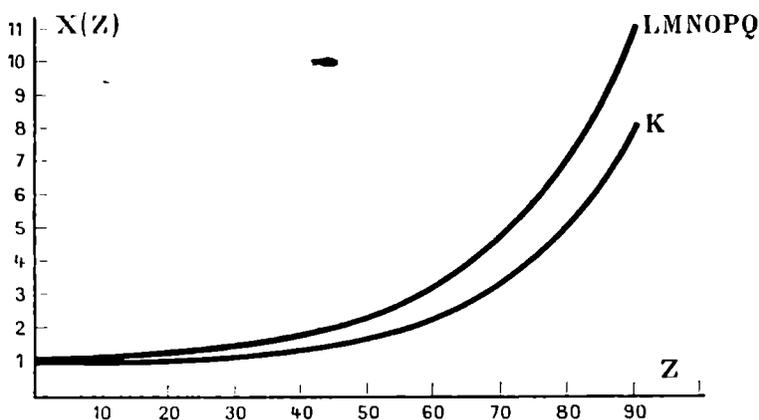


Fig. 7.

Il résulte de cette étude que nous devons renoncer à l'utilisation de fonctions de Dirac hydrogénoïdes affectées d'un Z_{effectif} calculé par la méthode de Slater. Et cela pour deux raisons :

1° La comparaison avec les fonctions de Hartree montre que l'introduction d'un Z_{effectif} traduit mal les interactions dans le cortège ;

2° Si ces fonctions sont à l'origine relativistes, le fait d'y introduire un Z_{effectif} qui sera petit (< 10) pour la couche la plus externe qui nous intéresse fait disparaître les termes de correction relativiste. (En fait pour les petits $Z_{\text{effectifs}}$ que nous aurions à utiliser les fonctions de Dirac sont très voisines des fonctions de Schrödinger et c'est pour cela que

nous nous sommes contentés de comparer les fonctions de Hartree aux fonctions hydrogénoïdes de Schrödinger et non à celle de Dirac).

Il semble qu'en conclusion la solution la plus adéquate serait d'utiliser des fonctions résultant d'un « champ self-consistent » construit à l'aide de fonctions de Dirac. Malheureusement nous ne possédons pas de telles fonctions. Et nous n'avons pas voulu entreprendre des calculs aussi longs et laborieux pour une simple étude d'ordres de grandeur. Aussi pour mener à bien cette estimation nous essaierons de faire un compromis. Nous utiliserons les fonctions de Hartree et nous les affecterons d'un facteur de correction relativiste que nous tirerons de notre comparaison précédente des fonctions de Schrödinger et de Dirac. Nous nous restreindrons de plus au cas où la création est possible dans un état s de la première couche incomplète de l'atome initial. Il est facile de voir que pour une couche donnée la création dans un état s est de beaucoup la plus importante. Nous avons vu qu'on avait, avec une bonne approximation :

$$f_{sH}^2 \approx \frac{1}{4} \alpha^2 Z^2 g_{n1}^2.$$

Pour un Z de l'ordre de 90 on a encore $\frac{1}{4} \alpha^2 Z^2 \approx \frac{1}{10}$. Il est inutile d'insister sur le fait que nous n'atteindrons pas dans nos estimations une telle précision. Aussi bien pourrions-nous négliger cette contribution. Nous écrivons finalement pour la probabilité de création :

$$(25) \quad P_{\text{cré e}} = \frac{G^2}{2\pi^3} |M_0|^2 N \frac{\pi}{4} R_H^2(0) X(Z) (W_0 - W_n)^2,$$

où $N = 1$ ou 2 est le nombre de cases inoccupées du premier état s dans lequel la création est possible. $R_H(0)$ est la valeur dans le noyau de la fonction de Hartree correspondant à cet état. $X(Z)$ est le facteur de correction donné par (24). Nous avons encore laissé de côté dans (25) la contribution des couches de nombre quantique n supérieur à celui de la première couche où la création est possible. Cette omission a peu d'importance en ce qui concerne les atomes légers, mais peut nous conduire à un résultat erroné par un facteur 2 dans le cas des atomes lourds. Cependant comme nous ne possédons pas les fonctions de Hartree qui décrivent l'électron dans ces états, nous avons dû

négliger ces termes. Il n'est pas impossible d'ailleurs d'estimer une limite supérieure de leur contribution. Nous avons à l'aide de (25) étudié quelques transitions fictives aboutissant à des éléments pour lesquels nous disposons de fonctions de Hartree. Les probabilités respectives de création σ et d'émission β^- et les périodes de création ont été calculées comme dans le cas des noyaux nus.

a) *Comparaison des probabilités de création σ et d'émission β^- .*

Le tableau ci-dessous donne les valeurs du rapport $\sigma = \frac{P_{\beta^-}^{cré} \sigma}{P_{\beta^-}}$, en fonction de différentes énergies de transition :

Ces résultats deviennent plus éloquentes dans le diagramme de la figure 8.

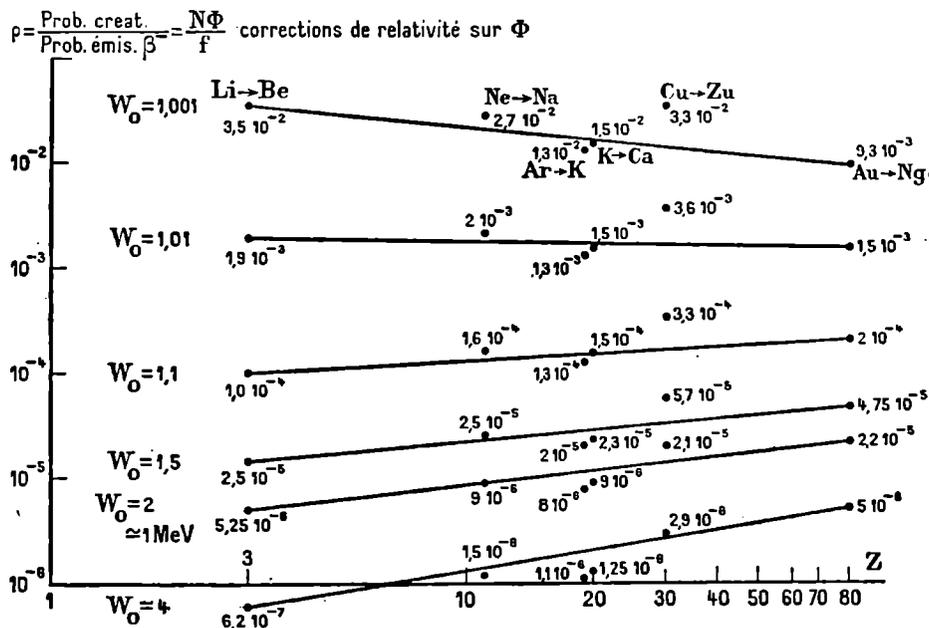


Fig. 8.

b) *Périodes dans le cas où seule la création est possible.*

Nous avons encore calculé les périodes lorsque l'énergie de transition est juste égale à l'énergie au repos de l'électron de la même manière

que précédemment. On trouve pour les mêmes transitions que ci-dessus :

Transition	Li \rightarrow Be	Ne \rightarrow Na	Ar \rightarrow K	K \rightarrow Ca	Cu \rightarrow Zn	Au \rightarrow Hg
0	$5.4 \cdot 10^{10}$ a	$1.6 \cdot 10^{11}$ a	$2.7 \cdot 10^{11}$ a	$1.3 \cdot 10^4$ a	$2.4 \cdot 10^{10}$ a	$3 \cdot 10^{11}$ a

Il ne faut évidemment pas attacher aux nombres indiqués dans les tableaux ci-dessus plus de valeur que celle d'un ordre de grandeur. Cependant ils montrent bien que, de manière générale, dans toutes les radioactivités β^- actuellement connues, l'émission est de beaucoup prépondérante devant la création. Cette dernière ne peut guère devenir le phénomène essentiel que pour des énergies de transition excessivement voisines de l'énergie au repos de l'électron. Mais alors les périodes correspondantes sont si longues que le phénomène risque fort de passer inaperçu. Il semble donc difficile d'expliquer par la création Θ seule les faits expérimentaux auxquels nous faisons allusion au début de cet exposé. Les périodes des éléments en question (Ac, RaD, M₀, ThI) sont en effet considérablement plus courtes que celles obtenues par les calculs précédents.

Il faut, cependant, remarquer l'énorme écart qui sépare les périodes correspondant à des noyaux nus de celles qui correspondent aux atomes neutres, particulièrement pour les grands Z . Il n'est donc pas interdit de penser qu'une ionisation assez profonde de certains éléments pourrait révéler des désintégrations β^- restées jusqu'ici inaperçues.

MISE EN ÉVIDENCE DU PHÉNOMÈNE

Nous terminerons cette étude en indiquant rapidement de quelle façon on pourrait espérer mettre le phénomène en évidence. Nous distinguerons, comme nous l'avons fait dans les considérations théoriques, les deux cas : création Θ seule et création Θ accompagnée d'émission β^- .

a) Lorsque la création Θ ne se superpose pas à une émission β^- , on peut espérer déceler les désintégrations :

par observation directe du recul du noyau ou par observation d'un effet Szilard qui en résulterait ;

par observation des photons électroniques ;
 par observation des désintégrations elles-mêmes, en recueillant en quantité pondérable les atomes formés, ou bien indirectement grâce à des filiations β , γ ou α .

b) Lorsque la création coexiste avec l'émission β^- , on devrait pouvoir s'en rendre compte :

par décompte des désintégrations et des électrons émis (en particulier dans le cas d'existence de filiations) ;

par observation d'une variation de période sous l'influence d'une ionisation de nature quelconque.

Toutefois l'étude théorique précédente indique que, exception faite de la variation de période par ionisation, les effets mentionnés ci-dessus doivent être très petits, de telle sorte que leur mise en évidence exigera des moyens d'investigation très fins.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. DAUDEL, P. BENOIST, R. JACQUES et M. JEAN. *Comptes Rendus*, **224** (1947), 1427.
 R. DAUDEL, M. JEAN, M. LECOIN. *Comptes Rendus*, **225** (1947), 290.
- [2] M. LECOIN et M. PEREY, *Comptes Rendus*, **217** (1943), 106 et *Cahiers de Physique*, **20** (1944), 52.
 M. LECOIN, M. PEREY et TSIEN San Tsiang, *Cahiers de Physique*, **26** (1944), 20.
- [3] Voir par exemple L. DE BROGLIE : « De la Mécanique Ondulatoire à la théorie du Noyau » (Hermann), t. I, p. 24.
- [4] La majeure partie des résultats exposés dans cette section ont été donnés par R. DAUDEL, M. JEAN et M. LECOIN. *Journal de Physique*, **8** (1947), 238.
- [5] E. J. KONOPINSKI. *Review of Modern Physics*, **15** (1943), 224.
- [6] E. J. KONOPINSKI. Article cité, p. 222, tableau II.
- [7] R. J. WATTS et O. WILLIAMS. *Physical Review*, **70** (1946), 640.
- [8] A. NOVICK. *Physical Review*, **72** (1947), 972.
 M. GOLDBLATT, E. S. ROBINSON, R. W. SPENCE. *Physical Review*, **72** (1947), 973.
- [9] M. JEAN, *Comptes Rendus*, **226** (1948), 2064.
- [10] R. E. MARSHAK. *Physical Review*, **61** (1942), 431.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
Préambule.	5
La description des atomes par la Mécanique ondulatoire.. . . .	8
I. L'onde broglienne et les idées de base de la Mécanique Ondu- latoire.	8
II. Les solutions de l'équation de Schrödinger.	14
III. Les solutions de l'équation de Dirac.. . . .	21
IV. Le calcul des probabilités de transition.. . . .	26
 Introduction théorique à l'étude de l'interaction entre le noyau et son cortège, par Raymond DAUDEL.	 29
CHAPITRE I. Description des phénomènes qui prennent naissance de cette interaction.	29
A. Phénomènes concernant uniquement le cortège.	30
I. Phénomènes du premier ordre.	30
II. Phénomènes du deuxième ordre.	32
B. Phénomènes concernant uniquement le noyau.	33
C. Phénomènes qui naissent de l'interaction entre le cortège et le noyau.	34
I. Phénomènes mettant en jeu une variation d'énergie nucléaire.	34
II. Phénomènes mettant en jeu une absorption ou une émission d'électron.	37
 CHAPITRE II. Généralité sur la théorie de l'interaction noyau-cor- tège.	 38
A. L'interaction électromagnétique.	38
B. L'interaction mésique.	42
 CHAPITRE III. Caractéristiques essentielles de la capture d'électrons périphériques par le noyau.	 45
 CHAPITRE IV. Caractéristiques essentielles de la création e.	 49
 CHAPITRE V. Influence de l'ionisation des atomes sur les périodes radioactives.	 50
 Conclusion.	 53

Isomérisie nucléaire , par Paul CHANSON.	55
Introduction.	55
Classification des cas d'isomérisie.	57
Isomérisie des noyaux radioactifs.	59
A. Les deux isomères sont radioactifs β^- ou β^+	60
B. Un isomère est radioactif β^+ ou β^- , l'autre est radioactif γ	62
C. Un isomère est radioactif γ , l'autre subit la capture K.	63
Remarques générales sur les cas d'isomérisie.	64
Considérations théoriques.	67
a) Isomérisie et symétrie.	71
b) L'isomérisie de position.	72
Le modèle de la goutte liquide.	72
La conversion interne du point de vue expérimental , par Jean SURUGUE.	75
Discussion par Mr VALADARES.	82
Théorie de la conversion interne , par Jean RATIER.	85
Introduction.	85
Considérations qualitatives.	86
Établissement des formules générales.	90
Étude de la conversion électrique.	94
Étude de la conversion magnétique.	98
La capture d'électrons périphériques : aspect théorique et faits expérimentaux , par M ^{me} P. BENOIST et R. BOUCHEZ.	103
I. Introduction.	103
II. Étude théorique.	106
A. Généralités sur les désintégrations électroniques. Hypothèse du Neutrino.	106
B. Conditions énergétiques des désintégrations β^- , β^+ et de la capture de négatons orbitaux.	108
C. Schéma de la théorie des désintégrations électroniques.	113
D. Calcul de la probabilité de capture d'un électron dans l'état (n).	116
E. Vue d'ensemble sur les résultats de la théorie. Calcul de la probabilité totale de désintégration par capture P_c	122
III. L'hypothèse du neutrino et la capture de négatons orbitaux.	127
A. Arguments pour l'hypothèse du neutrino.	127
B. Énergie emportée par le neutrino dans la capture d'électrons.	130
C. Essai de mise en évidence du neutrino par le recul du noyau.	130
IV. Méthodes expérimentales pour l'étude de la capture des négatons orbitaux.	133

A. Généralités.	133
B. Étude de la capture à l'aide de la chambre de Wilson.	135
C. Étude à la chambre d'ionisation et aux compteurs G. M.	136
1. Énergie du rayonnement X.	137
2. Intensité du rayonnement X.	139
D. Analyse spectrographique.	140
V. Résultats expérimentaux.	143
A. Capture K sans émission de positons : $-\gamma < \epsilon_0 < 1$	143
Calcul de la période.	146
Cas de la capture L.	147
B. Capture K avec émission de positons $\frac{\Delta W}{m_0c^2} > 1$	148
C. Embranchement capture K, émission β^-	150
Conclusions.	151
Effet SZILARD et CHALMERS (Transformations chimiques accompagnant les réactions nucléaires), par M. HAÏSSINSKY.. . . .	153
A. Transformations nucléaires sans changement de Z.	154
a) Réactions (n, γ).	154
b) Transitions isomériques.	162
c) Réactions (γ , n).	166
B. Transformations nucléaires avec changement de Z.	167
d) Émission α	167
e) Désintégrations β	168
f) Transmutations artificielles : réactions (n, p).	171
g) Fission.	174
Théorie de la création e, par Maurice JEAN.	177
Conditions énergétiques de réalisation de la création e.	179
Phénomènes secondaires pouvant accompagner le phénomène principal.	180
Étude théorique du phénomène.	181
Noyaux dépouillés de leur cortège.	185
1. Comparaison des probabilités d'émission β^- et de création K.	186
2. Cas où la création e seule est possible.	188
3. Étude de quelques cas particuliers.	190
Atomes neutres.	191
a) Comparaison des probabilités de création e et d'émission β^-	196
b) Périodes dans le cas où seule la création est possible.	196
Mise en évidence du phénomène.	197

IMPRIMÉ PAR L'IMPRIMERIE DURAND, A CHARTRES (EURE-ET-LOIR), FRANCE
Dépôt légal : n° 48. — 2^e trimestre 1949.

598

Edmond DAUDEL. — Paul CHANSON. — Jean SURUGUE.
RATIER. — M^{me} P. BENOIST et R. BOUCHEZ.
M. HAÏSSINSKY. — Maurice JEAN.

INTERACTION ENTRE LE NOYAU ET SON CORTÈGE ÉLECTRONIQUE

RÉUNIONS D'ÉTUDES ET DE MISES AU POINT
tenues sous la présidence de

LOUIS DE BROGLIE

SECRÉTAIRE PERPÉTUEL DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
MEMBRE DE L'ACADÉMIE FRANÇAISE
PRIX NOBEL
PROFESSEUR A LA SORBONNE



ÉDITIONS DE LA REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE
ET INSTRUMENTALE

165, RUE DE SÈVRES — 3 ET 5, BOULEVARD PASTEUR
PARIS (15^e)

—
1949

698

monD DAUDEL. — Paul CHANSON — Jean SURUGUE.
RATIER. — M^{me} P. BENOIST et R. BOUCHEZ.
M. HAÏSSINSKY. — Maurice JEAN.

INTERACTION ENTRE LE NOYAU ET SON CORTÈGE ÉLECTRONIQUE

RÉUNIONS D'ÉTUDES ET DE MISES AU POINT
tenues sous la présidence de

LOUIS DE BROGLIE

SECRÉTAIRE PERPÉTUEL DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

MEMBRE DE L'ACADÉMIE FRANÇAISE

PRIX NOBEL

PROFESSEUR A LA SORBONNE

ÉDITIONS DE LA REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE
ET INSTRUMENTALE

165, RUE DE SÈVRES — 3 ET 5, BOULEVARD PASTEUR
PARIS (15^e)

—
1949

**INTERACTION ENTRE LE NOYAU
ET
SON CORTÈGE ÉLECTRONIQUE**

COLLECTION DES RÉUNIONS ET MISES AU POINT

tenues sous la présidence de Mr Louis DE BROGLIE

1944. **Le Méson**, aspects théoriques et expérimentaux (Louis DE BROGLIE, Louis LEPRINCE-RINGUET, Marie-Antoinette TONNELAT, Robert RICHARD-FOY, André FRÉON, Serge GORODETZKY, Jean-Louis DESTOUCHES, Jean DAUDIN). *Édité en 1945. Épuisé.*
1945. **L'Optique électronique** (Louis DE BROGLIE, Claude MAGNAN, André LALLEMAND, Emmanüel FAURÉ-FREMIET, Paul CHANSON, André ERTAUD, Pierre GRIVET, Gaston DUPOUY, L. LÉAUTÉ). *Édité en 1946.*
1946. **La Mésomérie** (Charles DUFRAISSE, Paul RUMPF, A. PACAULT, Paul MEUNIER, Raymond DAUDEL, Jean CABANNES, Alberté PULLMAN, Jean GUY, Jean-Louis DESTOUCHES). *Édité en 1947.*
1947. **Les ondes électromagnétiques centimétriques** (André ANGOT, André BLANC-LAPIERRE, Robert WARNECKE, Pierre GUÉNARD, Colette FAUVE, Marc JOUGUET, Jean BERNIER, Raymond CABESSA, Georges GOUDET, Jean VOGÉ, Raymond JOUAUST, Théo KAHAN). *Édité en 1948.*
1948. **Interaction entre le noyau et son cortège électronique.**
Le présent volume.
1949. **Accélérateurs de particules** (Stanislas WINTER, Jean de BEAUREGARD, Eugène NAGEOTTE, Pierre LAPOSTOLLE, Bernard KWAL, Pierre DEBRINE, André BARIAUD, Roger JOUTY, Théo KAHAN, Claude MAGNAN, Paul CHANSON). *En préparation.*

Raymond DAUDEL. — Paul CHANSON. — Jean SURUGUE.
Jean RATIER. — M^{me} P. BENOIST et R. BOUCHEZ.
M. HAÏSSINSKY. — Maurice JEAN.

INTERACTION ENTRE LE NOYAU ET SON CORTÈGE ÉLECTRONIQUE

RÉUNIONS D'ÉTUDES ET DE MISES AU POINT
tenues sous la présidence de

LOUIS DE BROGLIE

SECRÉTAIRE PERPÉTUEL DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
MEMBRE DE L'ACADÉMIE FRANÇAISE
PRIX NOBEL
PROFESSEUR A LA SORBONNE



ÉDITIONS DE LA *REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE
ET INSTRUMENTALE*

165, RUE DE SÈVRES — 3 ET 5, BOULEVARD PASTEUR
PARIS (15^e)

—
1949

INTERACTION ENTRE LE NOYAU ET SON CORTÈGE ÉLECTRONIQUE

RÉUNIONS D'ÉTUDES ET DE MISES AU POINT
tenues en avril-juin 1948 sous la présidence de

MR LOUIS DE BROGLIE
Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences
Membre de l'Académie Française
Prix Nobel
Professeur à la Sorbonne

PRÉAMBULE

L'interaction entre le noyau et son cortège électronique est un phénomène de la plus haute importance.

On pense d'abord à l'attraction coulombienne, qui maintient les électrons négatifs au voisinage du noyau positif. Mais en dehors de ce phénomène tout à fait fondamental et classique, que nous n'étudierons pas ici, il résulte de l'interaction noyau-cortège des effets plus curieux qui feront l'objet des exposés groupés ci-après.

Il y a lieu de se souvenir tout d'abord que l'interaction noyau-cortège se fait, au moins, par l'intermédiaire de deux champs de forces : le champ électromagnétique à grand rayon d'action (dû à ce qu'électrons et noyau sont électriquement chargés) et le champ plus spécifiquement nucléaire (ou champ de Fermi), à court rayon d'action.

Les manifestations auxquelles donnent lieu ces deux champs sont assez diverses.

Si l'on envisage par exemple un noyau dans un état excité, c'est-à-dire possédant un excès d'énergie, celui-ci peut disparaître, rayonné sous forme de photons : c'est la classique émission de photons γ par les noyaux d'atomes. Mais il se peut aussi que, par l'intermédiaire du champ électromagnétique, cette énergie soit communiquée à un élec-

tron du cortège et provoque l'éjection de cet électron hors de l'atome : c'est le phénomène de conversion interne, qui sera étudié par M^{me} Surugue et Ratier.

Cet effet est surtout important lorsque le noyau possède une vie assez longue dans son état excité. On dit alors que ce noyau excité est isomère du noyau dans son état fondamental. L'étude de la conversion interne ne peut donc pas se dissocier de celle de l'isométrie nucléaire, objet de l'exposé de Mr Chanson.

Ainsi la conversion interne donne un exemple de transfert d'énergie depuis le noyau jusqu'au cortège — et ce phénomène se produit grâce à l'interaction électromagnétique.

Afin de donner un exemple de phénomène résultant de l'interaction de Fermi, Mr Bouchez et M^{me} Benoist analyseront la capture d'électrons périphériques par les noyaux d'atomes.

Certains noyaux d'atomes possèdent en effet la singulière propriété d'absorber un de leurs électrons périphériques. A la suite de cette absorption, la charge du noyau diminue d'une unité et par conséquent le noyau change de nature chimique.

C'est ainsi que le glucinium 7 se transforme spontanément en lithium 7 en absorbant un de ses électrons périphériques. La période de cette radioactivité est de l'ordre de 50 jours.

Le phénomène inverse, appelé création θ , n'a pas encore été observé. Bien étudié théoriquement, il fera cependant l'objet de la communication de Mr Jean. Il s'agit d'un noyau d'atome qui spontanément provoquerait la formation d'un nouvel électron dans son cortège.

Le cas le plus simple serait celui d'un neutron se transformant en atome d'hydrogène.

Tous ces exemples montrent que l'interaction noyau-cortège n'est pas seulement statique, mais que des modifications produites dans le noyau (telle une excitation) peuvent avoir des répercussions sur le cortège¹.

Lorsque le noyau perturbé appartient à une molécule, le cortège perturbé est celui de la molécule.

Celle-ci peut subir alors des modifications profondes, telles qu'une

1. Il sera montré qu'inversement, et contrairement à une opinion courante, des modifications produites dans le cortège (telle l'ionisation) peuvent avoir des répercussions sur le noyau.

rupture. De tels exemples seront donnés par Mr Haïssinsky, qui résumera l'état de nos connaissances sur l'effet Szilard et Chalmers.

Enfin en conclusion Mr Perrin montre comment des expériences récentes paraissent en contradiction avec la forme habituellement donnée à la théorie de l'interaction électromagnétique noyau-cortège et qu'il y a probablement lieu de revenir une fois de plus sur cette question, qu'on aurait tort de croire être à jamais résolue.

LA DESCRIPTION DES ATOMES PAR LA MÉCANIQUE ONDULATOIRE

1) *L'Onde broglienne et les idées de base de la Mécanique Ondulatoire.*

A) *La Notion d'Onde broglienne.*

Il est universellement acquis actuellement que la Mécanique Ondulatoire est la seule doctrine qui permette de décrire et de prévoir le comportement des corpuscules élémentaires.

Cette Mécanique repose sur la notion d'onde associée à tout corpuscule, notion qui a été introduite en 1923 par Louis de Broglie.

L'idée de base de Louis de Broglie consiste à admettre qu'à tout corpuscule, qu'il soit photon, électron, proton, etc., on peut associer une onde, intermédiaire de calcul indispensable en vue de la prévision et de l'interprétation des phénomènes auxquels participe ce corpuscule.

La découverte de la diffraction des électrons par Davison et Germer en 1928 fut une des plus brillantes confirmations expérimentales des idées de Louis de Broglie, car comparablement à ce qui se passe en optique, la notion d'onde est fort commode pour l'interprétation des phénomènes de diffraction électronique.

Pendant quelque temps on chercha à savoir si cette onde possédait un caractère physique directement observable. Il semble qu'à la suite des idées d'Einstein notamment il soit sage de renoncer à accorder à cette onde un caractère physique effectif. Il est plus raisonnable d'envisager cette onde comme un simple être mathématique, intermédiaire de calcul du plus haut intérêt.

Analytiquement l'onde broglienne est représentable par une fonction d'onde $\Psi(x, y, z, t)$ qui dépend des coordonnées d'espace x, y, z et du temps.

Toutes les grandeurs fondamentales associées à un corpuscule peuvent être calculées quand on connaît la fonction d'onde.

C'est ainsi que si l'on cherche à connaître la probabilité de présence dP d'un corpuscule au temps t et dans un certain petit volume élémentaire $d\nu$ entourant un point M , on admet que cette probabilité est donnée par la relation :

$$dP = |\Psi(M, t)|^2 d\nu.$$

Ce principe dit des interférences est la transposition dans le domaine corpusculaire de ce que l'on était accoutumé de faire dans le domaine de l'optique de Fresnel où « l'intensité » était proportionnelle au carré de « l'amplitude » de l'onde lumineuse.

Il y a lieu d'attirer tout de suite l'attention sur le caractère « probabiliste » de la nouvelle mécanique.

Nous venons de voir comment on peut évaluer la probabilité de présence. Nous verrons ultérieurement la façon dont s'évaluent d'autres probabilités.

Il est en fait très rare que l'on puisse en Mécanique Ondulatoire évaluer autre chose que des probabilités.

Toutes ces probabilités s'évaluent d'ailleurs à partir de la fonction d'onde et cela souligne l'intérêt et l'importance de cette notion. On peut dire que tous les problèmes concernant un corpuscule se ramènent à l'évaluation de la fonction d'onde de celui-ci.

Cette fonction obéit à une équation dite « de Schrödinger », qui a la forme suivante ¹ :

$$(I) \quad \frac{1}{m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) - \frac{8\pi^2}{h^2} F(x, y, z) \Psi = \frac{4\pi i}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial t},$$

où m est la masse de l'électron, h la constante de Planck et $F(x, y, z)$ le potentiel des forces auxquelles est soumis le corpuscule.

Si l'on étudie un phénomène stationnaire, c'est-à-dire tel que les probabilités de présence soient indépendantes du temps, on peut mettre la solution de l'équation précédente sous la forme :

$$(II) \quad \Psi(x, y, z, t) = a(x, y, z) e^{\frac{2\pi i}{h} Et},$$

E étant l'énergie du corpuscule.

1. Voir Louis de Broglie : Introduction à l'étude de la Mécanique Ondulatoire (Hermann).

On remarque bien en effet que d'une part :

$$|\Psi|^2 = a^2(x, y, z) \text{ (le module de } e^{\frac{2\pi i}{h} Et} \text{ étant égal à 1),}$$

ce qui traduit le fait que la probabilité de présence ne dépend pas du temps ; et que d'autre part :

$$e^{\frac{2\pi i}{h} Et} = \cos \frac{2\pi}{h} Et + i \sin \frac{2\pi}{h} Et.$$

Si on identifie à la forme habituelle d'un mouvement périodique, on en tire :

$$\cos 2\pi\nu t = \cos \frac{2\pi}{h} Et,$$

d'où :

$$E = h\nu.$$

L'onde fluctue avec une fréquence ν telle que :

$$E = h\nu,$$

ce qui est bien en accord avec les idées de quanta.

En reportant (II) dans (I), on obtient :

$$\frac{1}{m} \left(\frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} \right) - \frac{8\pi^2}{h^2} F(x, y, z)a = -\frac{8\pi^2}{h^2} Ea,$$

ou encore :

$$(III) \quad \frac{h^2}{8\pi^2 m} \left(\frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} \right) + [E - F(x, y, z)]a = 0.$$

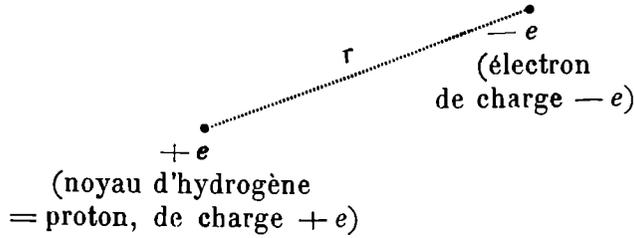
B) *La Quantification.*

Si l'on cherche à résoudre cette équation dans le cas de la fonction d'onde de l'électron d'un atome d'hydrogène, on obtient des résultats extrêmement remarquables :

Le potentiel d'interaction s'écrit alors simplement sous la forme :

$$-\frac{e^2}{r} \text{ (} r = \text{distance électron-proton)}$$

et l'équation (III) devient :



$$\frac{h^2}{8\pi^2m} \Delta a + \left(E - \frac{e^2}{r} \right) a = 0.$$

On résout cette nouvelle équation en passant dans un système de coordonnées polaires r, θ, φ et on réussit à mettre la solution

$$a(x, y, z) = a(r, \theta, \varphi)$$

sous la forme d'une série qui ne converge que si ¹

$$(IV) \quad E = - \frac{8\pi^2 m e^4}{n^2 h^2},$$

n étant un nombre entier.

Ainsi l'équation n'admet de solutions acceptables et non identiquement nulles ($a(x, y, z) \equiv 0$ est toujours solution) que si l'énergie de l'électron de l'hydrogène possède l'une des valeurs définies par (IV).

Il est clair que la solution $a(x, y, z) \equiv 0$ n'est pas intéressante ; elle signifie que la probabilité de présence de l'électron de l'hydrogène est nulle partout, c'est-à-dire qu'il n'y a aucune chance de le rencontrer en quelque endroit qu'on le cherche.

En conclusion, on peut dire que de deux choses l'une : ou l'électron de l'hydrogène possède l'une des énergies définies par la formule (IV), ou il n'existe pas.

Son énergie est *quantifiée*, elle ne peut prendre qu'une série discrète de valeurs privilégiées.

Ainsi la Mécanique Ondulatoire donne une interprétation quantita-

1. Louis de Broglie : Théorie de la Quantification dans la Nouvelle Mécanique (Hermann).

tive très claire et très précise de la quantification. Les niveaux spectraux $\frac{E}{h}$ introduits expérimentalement par l'étude des spectres ont en effet exactement les valeurs :

$$\frac{E}{h} = - \frac{8\pi^2 me^4}{n^2 h^3}$$

et coïncident ainsi rigoureusement avec ceux auxquels conduit la Mécanique Ondulatoire.

C) *Les Incertitudes.*

Passons maintenant à une question qui va souligner encore le caractère probabiliste de la nouvelle mécanique : celle des indéterminations. La mécanique ondulatoire, qui, comme nous venons de le voir, rend compte des postulats introduits par la mécanique des quanta, permet d'aller plus loin et notamment d'introduire des idées nouvelles sur la question de la mesure simultanée de plusieurs grandeurs.

On peut notamment montrer qu'il est impossible de mesurer simultanément et avec précision certains couples de grandeurs.

C'est, par exemple, le cas de la position et de la vitesse d'un corpuscule. On peut en effet établir que le produit de l'erreur Δq que l'on commet en déterminant la position d'un corpuscule par l'erreur Δp qui entache la mesure de sa quantité de mouvement est tel que :

$$\Delta p \cdot \Delta q \geq \frac{h}{2\pi}$$

si les deux mesures sont effectuées au même instant. Les conséquences de cette relation, dite relation d'indétermination de Heisenberg, sont d'une très grande portée.

On en déduit immédiatement, par exemple, que, si l'on connaît avec certitude la position d'un corpuscule (c'est-à-dire si $\Delta q = 0$), l'incertitude sur la vitesse devient totale (il faut en effet que $\Delta p = \infty$), et vice-versa, de sorte qu'il devient tout à fait impossible de connaître avec précision *la trajectoire* d'un corpuscule : en mécanique ondulatoire la notion de trajectoire s'évanouit. La seule grandeur importante analogue que l'on peut à chaque instant connaître est la proba-

bilité que l'on a de rencontrer un corpuscule dans un certain petit volume.

A l'inflexible rigueur des équations de la mécanique rationnelle se sont substituées les notions de probabilité et d'incertitude.

Ainsi la pensée scientifique devenue plus nuancée, perdant une partie de son absolu, gagne en souplesse et en fécondité.

D) *Le corpuscule en Mécanique Ondulatoire.*

En résumé, il n'est pas possible de déterminer en toute rigueur la trajectoire d'un corpuscule. La seule chose qui reste possible est de connaître à chaque instant la chance que l'on a de rencontrer le corpuscule considéré dans un petit volume dv entourant un point M. Cette chance est la probabilité de présence du corpuscule.

Cette probabilité de présence est une fonction du point M où l'on fait la mesure et de l'instant où l'on fait la détermination ; elle est de plus proportionnelle au volume dv . On peut donc la noter :

$$dP = \Pi(x, y, z, t) dv.$$

La quantité dP/dv représente la densité de la probabilité de présence du corpuscule au point et à l'instant considérés. On a :

$$\frac{dP}{dv} = \Pi(x, y, z, t).$$

Remarquons que la probabilité Π est une quantité positive. En conséquence, on peut poser :

$$\Pi = |\Psi|^2 = \Psi\Psi^*.$$

La fonction Ψ ainsi définie, qui peut être complexe, représente par définition une fonction d'onde attachée au corpuscule. Cette fonction est solution de l'équation fondamentale de la mécanique ondulatoire.

Quand, en un point, Ψ est nulle, la probabilité d'y rencontrer le corpuscule est nulle. A un instant donné, si nous sommes sûrs que le corpuscule se trouve dans une certaine région de l'espace, la fonction Ψ est nulle en dehors de cette région.

La fonction Ψ définit alors à chaque instant un domaine de localisation du corpuscule : c'est la région de l'espace où elle n'est pas nulle.

Lorsque le temps varie, ce domaine se déplace en se transformant et enveloppe une région de l'espace que le corpuscule a traversée. C'est cette région non linéaire qu'il faut substituer à l'idée de trajectoire.

II) *Les solutions de l'équation de Schrödinger.*

A) *Cas du spectre discontinu.*

Revenant à l'équation qui définit la fonction associée à l'électron d'un atome d'hydrogène, nous allons montrer avec plus de précision sur cet exemple comment la mécanique ondulatoire permet la description d'un corpuscule.

Cette équation est :

$$(V) \quad \frac{\hbar^2}{8\pi^2m} \Delta a + \left(E - \frac{e^2}{r} \right) a = 0,$$

avec :

$$\Psi(x, y, z, t) = a(x, y, z) e^{\frac{2\pi i}{\hbar} Et}$$

et nous avons rappelé qu'elle n'admet de solution convenable que lorsque :

$$E = - \frac{8\pi^2 m e^4}{n^2 \hbar^2},$$

n étant un nombre entier.

Pour être complet il faut signaler que ce résultat ne s'applique qu'à des électrons appartenant au cortège électronique de l'atome d'hydrogène, c'est-à-dire possédant une énergie négative.

Nous verrons ultérieurement ce qui se passe dans le cas où E peut devenir positif.

Si nous restons dans le domaine des énergies négatives définies par (IV), nous observons que, puisque n est entier, l'ensemble de ces énergies forme un ensemble discontinu — ce que l'on appelle couramment un spectre discontinu —, car le saut d'un électron d'un des niveaux d'énergie sur un autre engendrera l'émission ou l'absorption de photons de longueurs d'onde bien déterminées et non susceptibles de variation continue.

La valeur de la fréquence de ces photons est en effet donnée par une relation de la forme :

$$\nu = \frac{E_{\text{photon}}}{h} = \frac{E_n - E_p}{h} = -\frac{8\pi^2 m e^4}{n^2 h^3} + \frac{8\pi^2 m e^4}{p^2 h^3} = \frac{8\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

si l'émission ou l'absorption envisagée correspond pour l'électron au passage de l'état d'énergie défini par l'entier n à celui défini par l'entier p .

Ce nombre entier n porte le nom de *premier nombre quantique* associé à l'électron.

La fonction $a(x, y, z) = a(r, \theta, \varphi)$ solution de l'équation (V) est de la forme :

$$a(r, \theta, \varphi) = R(r) Y(\theta, \varphi)$$

avec :

$$Y(\theta, \varphi) = e^{+im\varphi} \sin^m \theta \frac{d^{l+m}(1 - \cos^2 \theta)^l}{d \cos \theta^{l+m}},$$

l et m étant deux nouveaux nombres entiers ou nombres quantiques reliés à n par les deux relations :

$$\begin{cases} 0 \leq l \leq n - 1, \\ -l \leq m \leq +l. \end{cases}$$

n définit ce qu'on appelle la couche à laquelle appartient l'électron dans l'atome :

pour $n = 1$ la couche K
 — $n = 2$ — L
 — $n = 3$ — M
 etc.

l définit l'état :

pour $l = 0$ l'état s
 — $l = 1$ — p
 — $l = 2$ — d
 — $l = 3$ — f
 — $l = 4$ — g
 etc.

m définit la case :

pour $m = 0$	la case	σ
— $m = \pm 1$	—	π
— $m = \pm 2$	—	δ
— $m = \pm 3$	—	φ
etc.		

La fonction radiale $R(r)$ s'écrit :

$$R(r) = e^{-\frac{\rho}{2}} v(\rho),$$

avec :

$$\rho = \frac{4\pi}{h} \sqrt{-2mE} r$$

et

$$v(\rho) = \sum_{\nu} a_{\nu} \rho^{1+\nu},$$

les coefficients a_{ν} étant donnés par la relation de récurrence suivante : $[(\nu + 1 + 1)(\nu + 1) + 2(\nu + 1 + 1) - 1(1 + 1)]a_{\nu+1} = [\nu + 1 + 1 - n]a_{\nu}$.

En résumé la fonction d'onde Ψ dépend d'un certain nombre de nombres quantiques : les trois entiers n , l et m sont reliés entre eux par certaines relations, et il n'est pas inutile de donner les formes explicites de Ψ pour différents cas simples.

Pour la couche K ($n = 1$), l'état s ($l = 0$) et la case σ ($m = 0$) :

$$\Psi_{100} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} (\alpha)^{3/2} e^{-\alpha r} e^{\frac{2\pi i}{h} Et}$$

avec

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{h^2 c^2}.$$

On voit que la densité de probabilité de présence :

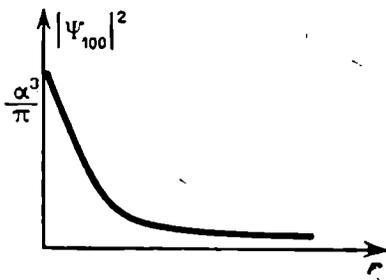


Fig 1.

$$|\Psi_{100}|^2 = \frac{\alpha^3}{\pi} e^{-\alpha r}$$

ne dépend pas des coordonnées angulaires. La répartition du nuage électronique autour de l'atome est donc à symétrie sphérique pour cette couche K et décroît exponentiellement avec la distance r .

Elle atteint son maximum $\frac{\alpha^3}{\pi}$ au centre du noyau (pour $r = 0$). Cette

conception est franchement différente de la conception de Bohr, selon laquelle on admettait que l'électron tournait sur un cercle concentrique au noyau et par là même ne pouvait jamais se trouver dans le noyau.

L'existence du phénomène de capture K montre que le noyau peut absorber son électron K et que par conséquent il existe bien une certaine probabilité pour l'électron K de pénétrer dans le noyau. Le phénomène de capture K souligne l'exactitude du résultat de la Mécanique Ondulatoire.

Pour retrouver l'idée de l'orbite de Bohr, ou plutôt quelque chose s'en rapprochant, il faut calculer non plus la densité de probabilité *en un point particulier situé à une distance r du noyau, mais bien la densité totale sur toute la sphère de rayon r .*

Cette densité est bien évidemment :

$$4\pi r^2 |\Psi_{100}|^2 = 4\alpha^3 r^2 e^{-2\alpha r},$$

puisque la sphère de rayon r a pour surface $4\pi r^2$.

Cette densité passe par un maximum pour

$$r = \frac{1}{\alpha}$$

et c'est précisément le rayon de l'orbite de Bohr.

L'électron K de l'hydrogène ne tourne donc pas sur un cercle concentrique au noyau et de rayon $\frac{1}{\alpha}$, mais la sphère concentrique au noyau possédant ce rayon est de toutes les sphères concentriques celle au voisinage de laquelle *il est le plus probable* de rencontrer l'électron K.

Pour la couche L ($n = 2$), l'état s ($l = 0$) et la case σ ($m = 0$) :

$$\Psi_{200} = \frac{(\alpha)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}} (2 - \alpha r) e^{-\frac{\alpha r}{2}}.$$

On voit qu'il s'agit encore d'une distribution sphérique. D'ailleurs le fait est général et se reproduit pour tous les électrons s.

Pour la couche L ($n = 2$), l'état p ($l = 1$) et la case σ ($m = 0$):

$$\Psi_{210} = \frac{(\alpha)^{5/2}}{4\sqrt{2\pi}} r e^{-\frac{\alpha r}{2}}.$$

Pour la couche L ($n = 2$), l'état p ($l = 1$) et les cases π ($m = \pm 1$):

$$\Psi_{21\pm 1} = \frac{\alpha^{5/2}}{8\sqrt{\pi}} \sin \theta e^{\pm i\varphi} r e^{-\frac{\alpha r}{2}}.$$

B) Cas du spectre continu.

Nous avons ainsi noté l'essentiel de ce qu'il faut retenir concernant un électron appartenant au cortège périphérique d'un atome d'hydrogène et montré par conséquent le correspondant en mécanique ondulatoire des trajectoires elliptiques classiques du problème d'un point matériel se mouvant dans un champ de force central en $\frac{1}{r^2}$.

Il nous reste à traiter le correspondant des trajectoires hyperboliques de ce même problème, c'est-à-dire celui d'un électron possédant une énergie suffisante pour quitter le champ de l'atome, une énergie E positive.

On montre que dans ce cas l'équation (V) qui définit $a(x, y, z)$ admet toujours des solutions convenables. Autrement dit le spectre des énergies est continu. Lorsqu'un électron β est émis par un noyau d'atome, par exemple, il peut passer, en quittant le noyau, d'un de ces états continus d'énergie à un autre en émettant un rayonnement susceptible d'une longueur d'onde quelconque (c'est le rayonnement de freinage ou *Bremstrahlung*). Un autre aspect de ce phénomène correspond au cas où un électron en mouvement pénètre dans le champ d'un noyau d'atome et où il peut aussi émettre différents photons de ce type.

La fonction Ψ solution de l'équation (IV) ressemble à celle du spectre discontinu. Cependant la partie radiale devient :

$$R(r) = e^{-1\frac{\rho}{2}} v(\rho)$$

avec

$$v(\rho) = \sum_{\nu} a_{\nu} \rho^{1+\nu}.$$

L'exponentielle devenue complexe ne modifie plus le module de la fonction. La somme \sum_v va maintenant jusqu'à l'infini, car les a_v ne s'annulent jamais plus. Au lieu d'être un simple polynôme, la fonction $v(\rho)$ est maintenant une série.

C) *L'interaction électronique.*

Tout ce que nous avons dit jusqu'à présent ne s'applique en toute rigueur qu'à l'atome d'hydrogène.

On peut aisément étendre ces résultats au cas d'un électron qui se mouvrait seul dans le champ d'un noyau de charge Z . Un tel problème se rencontre assez rarement. Il correspond à l'étude des ions He^+ , Li^{++} , Be^{+++} , ... etc. par exemple. On montre sans peine que dans ce cas tous les résultats précédemment énoncés restent valables à condition qu'on remplace dans les fonctions d'onde la quantité α par la quantité αZ .

Mais le cas qui se rencontre pratiquement le plus couramment est celui de l'étude d'un atome ou d'un ion possédant plusieurs électrons dans son cortège. Le problème se complique alors sérieusement, car on a affaire à une question de mécanique ondulatoire des systèmes.

On peut échapper à cette difficulté à l'aide de procédés un peu empiriques, tels que la méthode de Slater.

Cette méthode consiste à admettre que les résultats hydrogéoïdes sont encore valables à condition qu'on remplace Z et n par des grandeurs appropriées, afin de tenir compte des interactions qui naissent entre les électrons.

Si on considère, par exemple, un électron d'une couche L, il est en moyenne situé bien plus loin du noyau qu'un électron de la couche K.

Les électrons de la couche K masquent donc partiellement le noyau vu de la couche L.

Tout se passe comme si le noyau vu de la couche L ne possédait plus qu'une charge plus petite Z_L .

Cette diminution de la « charge apparente » du noyau vu d'une couche déterminée s'appelle « l'effet d'écran » dû aux couches ou électrons plus internes.

En fait, les électrons d'une certaine couche font aussi écran vis-à-

vis de l'un d'entre eux. Mais cet effet est plus faible que quand il s'agit d'électrons plus internes. On montre que, pour évaluer quantitativement l'effet d'écran sur un électron donné dû aux autres électrons, on peut appliquer les règles suivantes.

1° Les électrons sont classés en différents groupes :

$$(1s); (2s, p); (3s, p); (3d); (4s, p); (4d); (4f)...$$

2° L'effet d'écran sur un électron d'un groupe donné dû aux électrons des groupes suivants est nul.

3° L'effet d'écran sur un électron donné dû à un autre électron du même groupe est 0,35 (ce nombre se réduit à 0,30 dans la couche K).

4° L'effet d'écran sur un électron s ou p de nombre quantique principal n dû à un électron d'un groupe caractérisé par le nombre quantique appartenant à un groupe plus intérieur est 0,85 si le nombre quantique de ce dernier groupe est $n - 1$ et 1 si ce nombre est plus faible.

5° L'effet d'écran sur un électron d dû à un électron plus intérieur est 1.

Soit, par exemple, à étudier l'atome de béryllium qui possède 2 électrons K et deux électrons L. Si l'on étudie un électron de la couche K, d'après ce que nous venons de voir, l'effet de la couche L est négligeable, tandis que cet électron est soumis de la part de l'autre électron K à un effet d'écran de 0,30. Le noyau vu de la couche K a donc la charge $Z_K = 4 - 0,3 = 3,7$ et c'est cette valeur Z_K que l'on introduira dans la fonction d'onde hydrogénoïde pour représenter un électron K. Si l'on veut maintenant représenter un des électrons L, on remarquera qu'ils sont dans l'état s. Par conséquent l'effet d'écran dû aux 2 électrons K est $0,85 \times 2 = 1,70$. L'effet d'écran dû à l'autre électron L est 0,35. Au total la charge apparente du noyau vu de la couche L est :

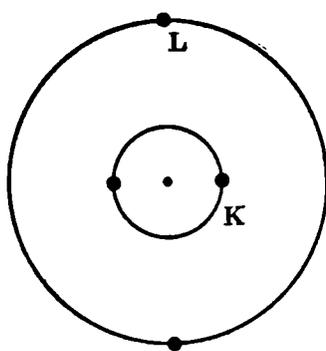


Fig 2.

est 1.

est 1.

$$Z_L = 4 - 1,70 - 0,35 = 1,95.$$

En plus de cette correction sur Z , Slater conseille de corriger aussi n lorsque celui-ci dépasse la valeur 3.

On remplacera ainsi $n = 4$ par 3,7

5 par 4

6 par 4,2.

Telle est la méthode de Slater. Il ne faut pas en attendre des résultats d'une extrême précision. Cependant elle est très commode, car elle est très simple, et conduit à des ordres de grandeur souvent bien raisonnables.

Il existe des méthodes plus précises d'évaluation des fonctions d'ondes atomiques. Parmi celles-ci nous citerons celle de Thomas-Fermi et celle de Hartree-Fock-Dirac, sans pouvoir insister davantage sur ce problème de l'interaction électronique.

III) *Les solutions des équations de Dirac.*

A) *Généralités.*

L'équation de Schrödinger ne représente qu'une forme non relativiste de mécanique ondulatoire. Quand on désire décrire des phénomènes où des vitesses considérables entrent en jeu (émission d'électrons, électrons des atomes lourds), il devient incorrect de négliger les effets de relativité. La fonction d'onde des corpuscules élémentaires (tels l'électron, le proton, le neutron, le neutrino), ou plus exactement les fonctions d'onde, sont alors fournies par les équations de Dirac¹.

Le corpuscule doit être décrit par quatre fonctions

$$\Psi_1(x, y, z), \quad \Psi_2(x, y, z), \quad \Psi_3(x, y, z), \quad \Psi_4(x, y, z),$$

formant les quatre composantes d'un spineur.

La probabilité de présence du corpuscule dans un volume dv entourant le point $M(x, y, z)$ devient :

$$dP = (|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + |\Psi_3|^2 + |\Psi_4|^2)dv.$$

1. Louis de Broglie : L'électron magnétique (Hermann, Benoit, Daudel, Fabre, Jacques, Jean et Ratier). *Journal de Physique*, 1948.

Le système d'équations auquel obéissent ces quatre fonctions est :

$$\begin{aligned} i[W + 1 + eV]\Psi_1 + \left[\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right] \Psi_4 + \frac{\partial}{\partial z} \Psi_3 &= 0 \\ i[W + 1 + eV]\Psi_2 + \left[\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right] \Psi_3 - \frac{\partial}{\partial z} \Psi_4 &= 0 \\ i[W - 1 + eV]\Psi_3 + \left[\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right] \Psi_2 + \frac{\partial}{\partial z} \Psi_1 &= 0 \\ i[W - 1 + eV]\Psi_4 + \left[\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right] \Psi_1 - \frac{\partial}{\partial z} \Psi_2 &= 0 \end{aligned}$$

Dans ces équations W représente l'énergie totale du corpuscule, y compris l'énergie au repos m_0c^2 ; V représente le potentiel des forces qui agissent sur le corpuscule de charge e .

Pour simplifier, on a posé : $m = 1$, $\hbar = 1$ et $c = 1$.

Nous avons déjà dit que la densité de probabilité de présence ρ est :

$$\rho = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + |\Psi_3|^2 + |\Psi_4|^2.$$

On peut montrer que si l'on pose :

$$\begin{aligned} \rho v_x &= -(\Psi_1^* \Psi_4 + \Psi_2^* \Psi_3 + \Psi_3^* \Psi_2 + \Psi_4^* \Psi_1) \\ \rho v_y &= -(i\Psi_1^* \Psi_4 - i\Psi_2^* \Psi_3 + i\Psi_3^* \Psi_2 - i\Psi_4^* \Psi_1) \\ \rho v_z &= -(\Psi_1^* \Psi_3 - \Psi_2^* \Psi_4 + \Psi_3^* \Psi_1 - \Psi_4^* \Psi_2) \end{aligned}$$

on observe que :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \vec{\rho v} = 0.$$

Cette équation de continuité montre que les quantités v_x , v_y et v_z peuvent être interprétées comme les trois composantes de la vitesse du corpuscule.

Si nous envisageons les 4 matrices :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}; & \alpha_2 &= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & +i \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & +i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}; \\ \alpha_3 &= \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{vmatrix} & \text{et} & \alpha_4 &= \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \end{aligned}$$

nous pouvons noter :

$$\rho = \sum_{i=1}^{i=4} \Psi_i^* \alpha_4 \Psi_i \qquad \rho v_x = - \sum_{i=1}^{i=4} \Psi_i^* \alpha_1 \Psi_i$$

$$\rho v_y = - \sum_{i=1}^{i=4} \Psi_i^* \alpha_2 \Psi_i \qquad \rho v_z = - \sum_{i=1}^{i=4} \Psi_i^* \alpha_3 \Psi_i$$

et nous voyons là un autre exemple montrant comment on peut évaluer une autre grandeur que la probabilité de présence (en l'occurrence la vitesse) à l'aide des fonctions d'onde.

On montre, en suivant une voie analogue, que :

les quantités (où e est la charge électrique du corpuscule).

$$\left\{ \begin{array}{l} I_x = \frac{ie}{2} \sum_{k=1}^{k=4} \Psi_k^* \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4 \Psi_k \\ I_y = \frac{ie}{2} \sum_{k=1}^{k=4} \Psi_k^* \alpha_3 \alpha_1 \alpha_4 \Psi_k \\ I_z = \frac{ie}{2} \sum_{k=1}^{k=4} \Psi_k^* \alpha_1 \alpha_2 \alpha_4 \Psi_k \end{array} \right\} \text{représentent la densité du moment magnétique du corpuscule ;}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} J_x = \frac{ie}{2} \sum_k \Psi_k^* \alpha_1 \alpha_4 \Psi_k \\ J_y = \frac{ie}{2} \sum_k \Psi_k^* \alpha_2 \alpha_4 \Psi_k \\ J_z = \frac{ie}{2} \sum_k \Psi_k^* \alpha_3 \alpha_4 \Psi_k \end{array} \right\} \text{représentent la densité du moment électrique du corpuscule ;}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_x = \frac{i}{2} \sum_k \Psi_k^* \alpha_2 \alpha_3 \Psi_k \\ \sigma_y = \frac{i}{2} \sum_k \Psi_k^* \alpha_3 \alpha_1 \Psi_k \\ \sigma_z = \frac{i}{2} \sum_k \Psi_k^* \alpha_1 \alpha_2 \Psi_k \end{array} \right\} \text{représentent la densité du spin du corpuscule.}$$

B) *Cas du spectre discontinu.*

Reprenant maintenant le plan que nous avons suivi pour l'étude des solutions de l'équation de Schrödinger, nous allons étudier les solutions des équations de Dirac représentant les électrons du cortège électronique d'un atome (spectre discontinu) et celles représentant un corpuscule traversant le champ d'un noyau avec suffisamment d'énergie W pour ne pas s'y arrêter (spectre continu)¹.

Quel que soit W , les solutions des équations de Dirac prennent la forme suivante :

$$\text{type I} \left\{ \begin{array}{l} \Psi_1 = i \left(\frac{1-p+3/2}{2l+3} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{-1/2} f_1 \\ \Psi_2 = i \left(\frac{1+p+3/2}{2l+3} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{+1/2} f_1 \\ \Psi_3 = \left(\frac{1+p+1/2}{2l+1} \right)^{1/2} Y_l^{-1/2} g_1 \\ \Psi_4 = \left(\frac{1-p+1/2}{2l+1} \right)^{1/2} Y_l^{+1/2} g_1 \end{array} \right.$$

ou :

$$\text{type II} \left\{ \begin{array}{l} \Psi_1 = i \left(\frac{1+p-1/2}{2l-1} \right)^{1/2} Y_{l-1}^{-1/2} f_{-1-1} \\ \Psi_2 = i \left(\frac{1-p-1/2}{2l-1} \right)^{1/2} Y_{l-1}^{+1/2} f_{-1-1} \\ \Psi_3 = \left(\frac{1-p+1/2}{2l+1} \right)^{1/2} Y_l^{-1/2} g_{-1-1} \\ \Psi_4 = \left(\frac{1+p+1/2}{2l+1} \right)^{1/2} Y_l^{+1/2} g_{-1-1} \end{array} \right.$$

Les Y sont les fonctions déjà rencontrées lors de l'étude des fonctions de Schrödinger.

On voit que ces fonctions dépendent de deux nombres quantiques l et p et que de plus il existe deux groupes de solutions.

Le type I) fait intervenir les indices l et $l+1$. On pose :

$$j = \frac{l+(l+1)}{2} = l + 1/2.$$

1. Nous extrayons les résultats ci-après de l'article de mise au point de Benoist, Daudel, Fabre, Jacques, Jean et Ratier, *J. de Physique*, 1948, article auquel nous renvoyons le lecteur pour plus de détails.

Le type II) fait intervenir les indices l et $l - 1$. On pose :

$$j = \frac{l + (l - 1)}{2} = l - 1/2.$$

On introduit ainsi un troisième nombre quantique. On montre assez facilement que p est relié à j selon la relation :

$$-j \leq p \leq j.$$

En résumé, dans le cas général, les fonctions d'onde solutions des équations de Dirac font intervenir les trois nombres quantiques l , j et p .

l est un entier qui définit l'état :

$$\begin{aligned} s & \text{ pour } l = 0 \\ p & \text{ pour } l = 1 \\ d & \text{ pour } l = 2 \\ f & \text{ pour } l = 3, \dots \text{ etc.} \end{aligned}$$

j est un demi-entier qui peut prendre deux valeurs :

$$j = l + 1/2 \quad \text{ou} \quad j = l - 1/2$$

(pour $l = 0$ cette deuxième possibilité est interdite).

p est un demi-entier qui varie entre $-j$ et $+j$.

Si W est inférieure à 1, c'est-à-dire si l'énergie totale du corpuscule est inférieure à son énergie au repos, il s'agit d'un corpuscule appartenant au cortège d'un autre : c'est le cas d'un électron planétaire dans un atome.

On montre qu'alors le système des équations de Dirac n'admet de solutions convenables que si cette énergie W répond à la relation :

$$W = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\alpha Z}{n - |K| + \sqrt{K^2 - \alpha^2 Z^2}} \right)^2}}$$

avec : $K = -(l + 1)$ si $j = l + 1/2$

et . $K = l$ si $j = l - 1/2$

n étant un nombre entier positif et non nul relié à l par la relation déjà rencontrée lors de l'étude de l'équation de Schrödinger :

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1.$$

On retrouve bien une série de valeurs quantifiées correspondant à un spectre discontinu. Les fonctions f et g qui correspondent à la fonction radiale $R(r)$ s'écrivent alors sous la forme :

$$\left. \begin{matrix} f \\ g \end{matrix} \right\} = - \frac{[\Gamma(2\gamma + n' + 1)]^{1/2}}{\Gamma(2\gamma + 1)\sqrt{n'!}} \left(\frac{1 \mp W}{4N(N-K)} \right)^{1/2} \left(\frac{2\alpha Z}{N} \right)^{3/2} e^{-\frac{\alpha Z r}{N}} \\ \times \left(\frac{2\alpha Z r}{N} \right)^{\gamma-1} \left[\pm n' \mathcal{F} \left(-n' + 1, 2\gamma + 1, \frac{2\alpha Z}{N} r \right) \right. \\ \left. + (N-K) \mathcal{F} \left(-n', 2\gamma + 1, \frac{2\alpha Z}{N} r \right) \right].$$

On a posé : $N = [n^2 - 2n'(|K| - \sqrt{K^2 - \alpha^2 Z^2})]^{1/2}$,

$$\gamma = (K^2 - \alpha^2 Z^2)^{1/2} \quad \text{et} \quad n' = n - (j + 1/2).$$

La fonction Γ est la fonction eulérienne.

La fonction \mathcal{F} est la fonction hypergéométrique :

$$\mathcal{F}(a, b, X) = 1 + \frac{a}{b} \frac{X}{1} + \frac{a(a+1)}{b(b+1)} \frac{X^2}{2!} + \dots$$

Elle se réduit ici à un polynôme en r .

C) Cas du spectre continu.

Si W est supérieur à 1, les équations de Dirac ont des solutions convenables quel que soit W . Le spectre des énergies devient donc continu. L'exponentielle des f et g devient complexe et les fonctions hypergéométriques des séries infinies.

IV) Le calcul des probabilités de transition.

Nous avons vu que toutes les grandeurs associées à un corpuscule se calculent à partir de certaines opérations effectuées sur les fonctions d'onde de ce corpuscule. C'est ainsi qu'en théorie de Dirac la vitesse se déduit des fonctions d'onde à l'aide des opérateurs : $\alpha_1, \alpha_2,$

$\alpha_3.$

De façon générale à chaque grandeur correspond ainsi un opérateur.

On peut montrer qu'en théorie de Schrödinger la quantité de mouvement par exemple est représentable à partir des opérateurs :

$$(p_x)_{\text{op}} = i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x}$$

$$(p_y)_{\text{op}} = i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y}$$

$$(p_z)_{\text{op}} = i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z}$$

de sorte que l'équation de Schrödinger sous la forme (I) :

$$-\frac{h^2}{8\pi^2m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + F(x, y, z) \Psi = -i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

peut s'écrire plus simplement.

En effet à l'énergie cinétique du corpuscule s'associe par analogie l'opérateur :

$$(1/2mv^2)_{\text{op}} = 1/2m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) = -\frac{h^2}{8\pi^2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$$

et le premier membre de l'équation (I) devient :

$$(1/2mv^2)_{\text{op}} \Psi + F \cdot \Psi.$$

Il fait apparaître l'opérateur énergie cinétique et l'opérateur énergie potentielle si l'on pose :

$$F_{\text{op}} = \text{multiplier par } F.$$

Si on appelle H l'opérateur dit hamiltonien représentant l'énergie totale du corpuscule, somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle, il est normal de poser :

$$H = F_{\text{op}} + 1/2mv_{\text{op}}^2,$$

et l'équation de Schrödinger devient tout simplement :

$$H\Psi = -i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial \Psi}{\partial t}.$$

Sous cette forme l'équation est particulièrement commode pour l'étude des probabilités de transition.

Soit à évaluer¹, par exemple, la probabilité de capture d'un électron par un noyau d'atome.

On procède selon la méthode des perturbations. Soit H l'opérateur représentant l'énergie du système à l'exception de l'énergie d'interaction qui est responsable de la capture et que nous admettons faible devant H .

Le système est approximativement représentable par une équation du type² :

$$H\Psi = -i\frac{\hbar}{2\pi}\frac{\partial\Psi}{\partial t}.$$

On peut alors évaluer Ψ dans l'état initial, soit Ψ_i , et Ψ dans l'état final (après capture), soit Ψ_f .

Si on appelle alors : H_{int} l'opérateur représentant l'énergie d'interaction noyau-électron responsable de la capture, on montre que la probabilité de capture par unité de temps est donnée par la relation :

$$\frac{4\pi^2}{\hbar} |H_{int}^{if}|^2 \rho(E)^{(2)}, \quad \text{avec} \quad H_{int}^{if} = \int \Psi_f^* H_{int} \Psi_i dt,$$

$\rho(E)$ représentant la densité des états finaux.

1. Louis de Broglie. La mécanique ondulatoire des systèmes de corpuscules (Gauthier-Villars).

2. Louis de Broglie. Une nouvelle théorie de la lumière, tome II (Hermann).

RÉUNION DU MARDI 27 AVRIL

**INTRODUCTION THÉORIQUE A L'ÉTUDE
DE L'INTERACTION
ENTRE LE NOYAU ET SON CORTÈGE**

par Raymond DAUDEL
Secrétaire général du Centre de Chimie
Théorique de France

CHAPITRE PREMIER

**DESCRIPTION DES PHÉNOMÈNES
QUI PRENNENT NAISSANCE
DE CETTE INTERACTION**

L'interaction entre le noyau d'un atome et son cortège est, avant tout, responsable de l'existence même du cortège et on pourrait s'attendre à ce que les exposés qui vont suivre soient spécialement réservés à l'étude de la stabilité des électrons dans le champ coulombien du noyau et aux questions qui s'y rattachent directement.

En fait ce domaine, étant par trop vaste, ne sera pas exploré ici dans son ensemble et on s'occupera plus particulièrement des répercussions que toute perturbation au noyau d'un atome peut avoir dans le cadre de son cortège électronique et vice versa.

Le nombre des phénomènes que l'on peut imaginer comme résultant d'une interaction entre le noyau et son cortège est considérable et beaucoup d'entre eux sont peu étudiés ou même ne sont encore pas du tout étudiés.

Afin de montrer succinctement comment on peut prévoir en théorie l'existence d'un phénomène résultant d'une interaction entre le cortège et le noyau des atomes, nous donnerons d'abord une classification systématique de certains phénomènes intéressant seulement le cortège ou le noyau, d'où nous ferons dériver par transposition les phénomènes qui nous intéressent.

A. — PHÉNOMÈNES CONCERNANT UNIQUEMENT LE CORTÈGE

Nous grouperons quelques phénomènes qui mettent en jeu des transformations électroniques et photoniques et nous diviserons ceux-ci en phénomènes du premier ordre et phénomènes du deuxième ordre, selon qu'ils ne nécessitent pas ou nécessitent l'emploi des états « virtuels » dont nous préciserons la nature au moment opportun.

I. — *Phénomènes du premier ordre :*

Nous savons que dans le champ d'un noyau d'atome existent, pour les électrons, des états à énergie négative¹ et des états à énergie positive. Dans un état à énergie négative, l'électron ne peut s'échapper du champ du noyau de l'atome, il fait partie du cortège. Dans un état à énergie positive, au contraire, il ne fait que passer dans le champ du noyau et est susceptible de s'en évader.

Par analogie avec l'image classique, nous représenterons symboliquement les premiers états par des ellipses, les autres par des hyperboles. Bien entendu, c'est là seulement une notation conventionnelle, qui ne signifie rien du point de vue physique. Nous parlerons parallèlement de niveaux O (ou elliptiques) et de niveaux H (ou hyperboliques). Rappelons encore, avant d'énumérer les phénomènes, que les niveaux O forment un spectre discret, tandis que les niveaux H forment un spectre continu.

1. L'énergie, prise ici en considération, est la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle. Elle ne contient pas la masse au repos de l'électron.

1° *Absorption de la lumière.* — Un photon est absorbé. Un électron change de niveau O.

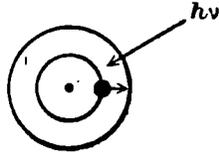


Fig. 1.

2° *Émission de la lumière.* — Un électron change de niveau O. Un photon est émis.

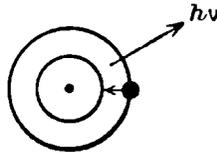


Fig. 2.

3° *Bramstrahlung positive.* — Un photon est absorbé. Un électron change de niveau H.

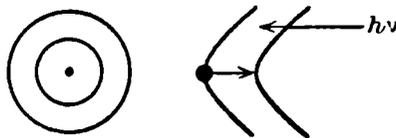


Fig. 3.

4° *Bramstrahlung négative.* — Un électron change de niveau H. Un photon est émis.



Fig. 4.

5° *Effet photoélectrique*. — Un photon est absorbé. Un électron passe d'un niveau O à un niveau H.

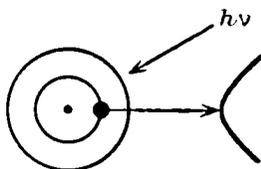


Fig. 5.

6° *Effet photoélectrique inverse*. — Un électron passe d'un niveau H à un niveau O. Un photon est émis.

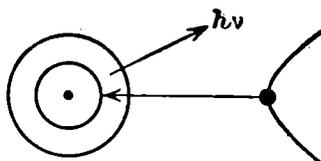


Fig. 6.

II. — *Phénomènes du deuxième ordre* :

10° *Diffusion Thomson* ². — Un photon est absorbé. Un électron passe « virtuellement » sur un niveau atomique, puis reprend sa place initiale. Un autre photon est émis, avec même fréquence.

Ce passage virtuel se fait sans conservation d'énergie ; il faut prendre en considération tous les états possibles ; la vie de cet état virtuel est très courte et l'état est inobservable. Le phénomène global conserve l'énergie.



Fig. 7.

². Les numéros des phénomènes sont ceux d'une classification qui nous est personnelle. Comme nous ne les relatons pas tous ici on ne s'étonnera pas d'observer des manques dans la numérotation.

11° et 12° *Diffusion « genre » Raman.* — Un photon est absorbé. Un électron passe virtuellement d'un niveau O sur un autre niveau, puis revient réellement sur un autre niveau O. Un autre photon est émis, avec une fréquence différente.

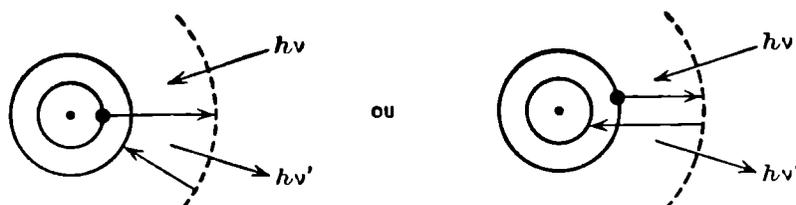


Fig. 8.

(On pourrait envisager le même phénomène sur les états H.)

13° et 14° *Effet Compton et son inverse.* — Un photon est absorbé. Un électron passe d'un niveau O à un niveau H (ou vice versa) par l'intermédiaire d'un état virtuel. Un autre photon est émis, avec une fréquence différente.

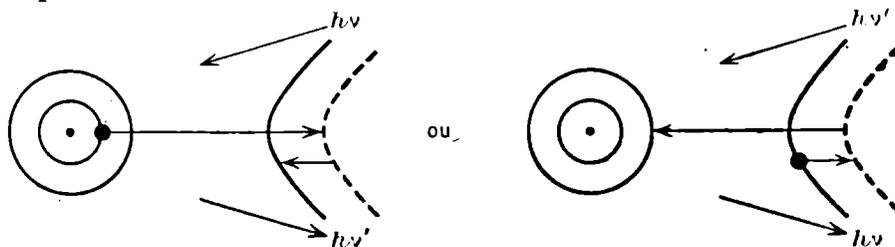


Fig. 9.

B. — PHÉNOMÈNES CONCERNANT UNIQUEMENT LE NOYAU

Nous ne rappellerons que ceux qui concernent l'émission ou l'absorption de photons ou d'électrons.

15° *Photoexcitation nucléaire.* — Un photon est absorbé. Le noyau passe dans un état excité.

$$\frac{w}{\bullet} \leftarrow h\nu.$$

16° *Émission γ .* — Le noyau passe d'un état excité à un état moins excité. Il émet un photon.

$$\frac{w}{\bullet} \rightarrow h\nu.$$

17° *Absorption* β . — Le noyau absorbe un⁻électron positif ou négatif. Il émet un neutrino.



18° *Émission* β . — Le noyau émet un électron positif ou négatif et un neutrino.

C. — PHÉNOMÈNES QUI NAISSENT DE L'INTERACTION ENTRE LE CORTÈGE ET LE NOYAU

A presque chacun des phénomènes que nous venons de décrire et à bien d'autres que nous n'avons pas décrits, on peut associer un phénomène d'interaction noyau-cortège.

Pour montrer cette correspondance, nous donnerons le même numéro au phénomène purement électronique ou nucléaire et à son équivalent mixte.

I. — *Phénomènes mettant en jeu une variation d'énergie nucléaire.*

Toute une série de ces phénomènes correspond à une variation de l'énergie nucléaire. Toute perte d'énergie du noyau peut avoir sur le cortège un effet analogue à l'absorption d'un photon. Toute augmentation d'énergie du noyau peut avoir sur le cortège un effet analogue à l'émission d'un photon.

En nous basant sur cette remarque, nous pouvons prévoir les phénomènes suivants :

1° *Absorption interne*. — Le noyau passe d'un état excité à un état moins excité. Un électron change de niveau O.

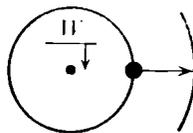


Fig. 40.

2° Un électron change de niveau O. Le noyau passe sur un état plus excité.

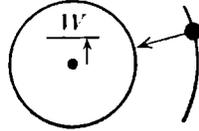


Fig. 11.

3° et 4° *Bramstrahlung interne positive et négative.* — Un électron change de niveau H. Le noyau change de niveau.

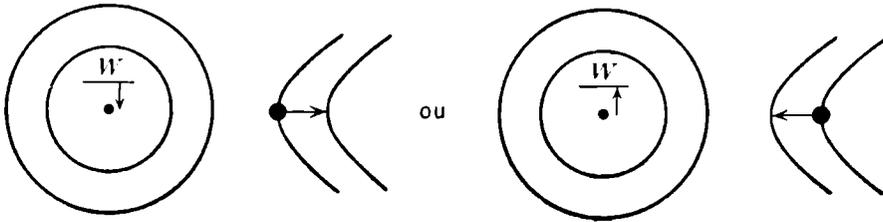


Fig. 12.

5° *Conversion interne.* — Le noyau passe sur un état moins excité. Un électron passe d'un niveau O à un niveau H.

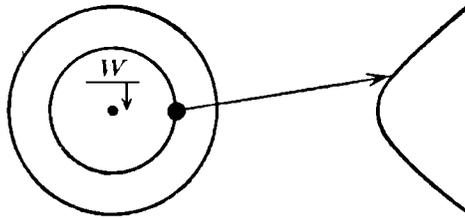


Fig. 13.

6° *Freinage électronique.* — Un électron passe d'un niveau H à un niveau O. Le noyau passe sur un état plus excité.

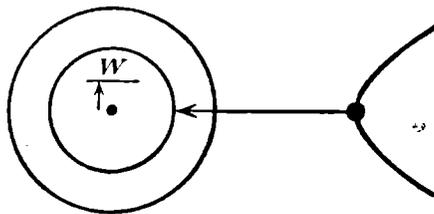


Fig. 14.

10° *Diffusion interne et inverse.* — Le noyau passe dans un état moins excité ou plus excité. Un électron passe sur un état virtuel, puis revient à son niveau de départ. Un photon est émis ou absorbé. Ce phénomène doit aider à l'absorption et à l'émission des photons par les noyaux.

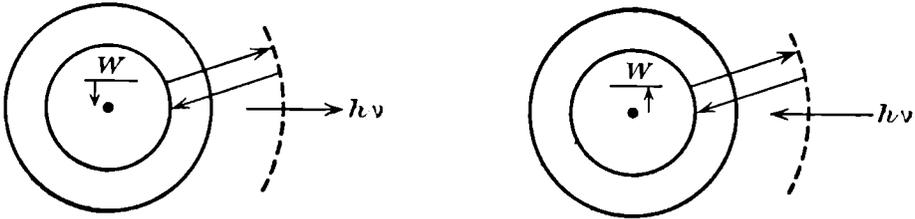


Fig. 15.

11° et 12° *Diffusion interne genre Raman et son inverse.* — Le noyau change d'état. Un électron change de niveau en passant par un état intermédiaire virtuel. Un photon est émis ou absorbé.

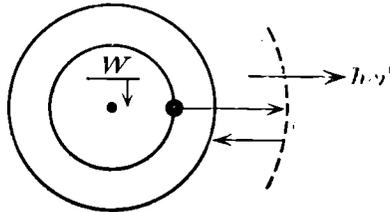


Fig. 16.

13° *Effet Compton interne.* — Le noyau perd de l'énergie. Un électron passe d'un niveau O à un niveau H par l'intermédiaire d'un niveau virtuel. Un photon est émis.

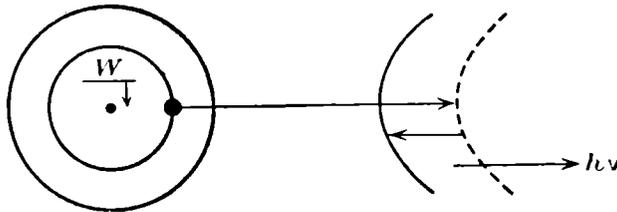


Fig. 17.

II. — *Phénomènes mettant en jeu une absorption ou une émission d'électron.*

17° *Capture e.* — Un électron du cortège est absorbé par le noyau, qui émet un neutrino.

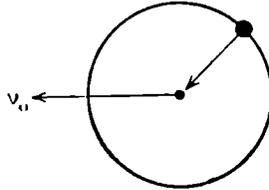


Fig. 18.

18° *Création e.* — Un électron est créé par le noyau au sein du cortège. Un neutrino est émis.

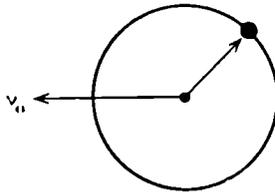


Fig. 19.

Tels sont quelques-uns des phénomènes dont on peut prévoir l'existence dans le schéma de correspondance que nous proposons. On pourrait en décrire un grand nombre, mais les exemples ici donnés mettent suffisamment en lumière l'esprit de la méthode.

Il est évident que le temps consacré à cette série d'exposés ne permettra pas de les étudier tous. D'ailleurs un certain nombre d'entre eux n'ont jamais fait l'objet d'études expérimentales ni même théoriques.

Seuls seront étudiés les mieux connus et les plus étudiés ; c'est-à-dire :

La conversion interne, qui ne peut se dissocier de l'émission γ , donc de l'étude de l'isométrie.

La capture d'électrons périphériques, ou capture e, et son inverse *la création e*, dont l'existence a été prévue théoriquement par R. Daudel, P. Benoist, R. Jacques et M. Jean [1], dont les caractéristiques essentielles ont été développées par R. Daudel, M. Jean et M. Lecoïn [2] et dont M. Jean [3] a récemment complété l'étude, mais

dont l'observation expérimentale n'a pas encore été réalisée. La recherche de ce phénomène serait intéressante. Il doit, en effet, constituer le quatrième type de radioactivité naturelle et le cinquième type de radioactivité artificielle.

Notons enfin qu'on ne peut impunément perturber le cortège d'un atome sans perturber aussi la molécule à laquelle il appartient ; il a semblé nécessaire de parler des conséquences qui en résultent : l'étude de l'*effet Szilard et Chalmers* en donnera une idée.

CHAPITRE II

GÉNÉRALITÉ SUR LA THÉORIE DE L'INTERACTION NOYAU-CORTÈGE

On admet couramment que l'interaction entre le noyau et son cortège se fait par l'intermédiaire de deux types différents de messagers :

les photons, qui véhiculent l'interaction électromagnétique due aux propriétés électriques des noyaux (charge électrique, moment magnétique) ; les mésons, qui véhiculent l'interaction plus spécifiquement nucléaire.

Nous devons étudier successivement ces deux types d'interaction.

A. — L'INTERACTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

L'interaction électromagnétique entre le noyau et un électron du cortège peut être considérée comme le résultat d'un échange de deux types de photons entre le noyau et l'électron.

Louis de Broglie³ envisage, en effet, le photon comme un corpuscule doué d'une très faible masse au repos μ_0 et possédant un spin maximum $\frac{h}{2\pi}$ et pouvant, par conséquent, être dans trois états différents en ce qui concerne la composante de ce spin dans une direction

3. La nouvelle théorie de la lumière, Hermann, éditeur, Paris.

donnée : cette composante en effet peut être nulle, ou avoir l'une des deux valeurs $\pm \frac{h}{2\pi}$.

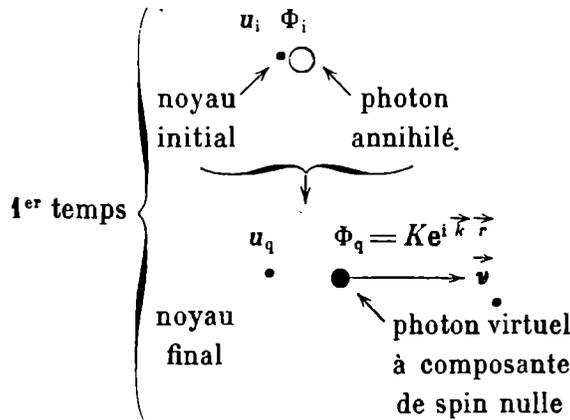
Dans le cas où la composante de spin est nulle, on peut symboliser le photon par le schéma suivant :

$$\frac{V \vec{\Lambda} \vec{E}}{\mu_0} \rightarrow v.$$

Il est, en effet, doué d'un potentiel scalaire V et le potentiel vecteur A ainsi que le champ électrique E sont collinéaires avec la vitesse \vec{v} .

Le photon, dans ce cas, ne transporte pas le champ magnétique. Il est surtout responsable de l'interaction coulombienne.

Celle-ci se produit en deux temps :

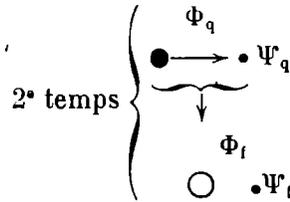


Louis de Broglie suppose que l'espace est plein de photons annihilés, décrits par des fonctions d'onde Φ_i , mais inobservables. Dans un premier temps, le noyau décrit par la fonction d'onde u_i pourra faire passer dans un état p non annihilé Φ_q un de ces photons. Le noyau perd alors une certaine quantité de mouvement, est décrit par u_q et communique cette quantité de mouvement au photon dont l'onde Φ_q peut se noter

$$\Phi_q = K e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}.$$

Dans un second temps le photon est absorbé par l'électron et redevient annihilé (fonction Φ_f). L'électron qui possédait d'abord la fonc-

tion d'onde Ψ_q devient alors Ψ_f :



Le résultat global de ce phénomène est le suivant :

Le noyau u_i est devenu u_q . L'électron Ψ_q est devenu Ψ_f . Autrement dit le noyau a changé d'état et a provoqué un changement d'état de l'électron. Le photon revenu dans l'état initial n'a servi que d'intermédiaire.

Louis de Broglie a montré que l'interaction ainsi transportée par les photons à composante de spin nulle, transporte l'interaction électrique coulombienne. Les photons à composante $\pm \frac{h}{2\pi}$ peuvent aussi passer du noyau à l'électron, ou vice-versa. Ils transportent l'interaction magnétique de Laplace.

La probabilité totale d'un phénomène de changement d'état analogue à celui que nous venons de décrire s'exprime à partir des opérateurs « énergie ». L'opérateur énergie associé au système noyau-photon s'écrit :

$$H = H_n + H_p + H_{np},$$

formule dans laquelle H_n est l'énergie du noyau, H_p celle du photon, H_{np} celle qui naît de l'interaction entre ces deux particules.

La quantité

$$H_{iq} = \int u_q^* \Phi_q^* H_{np} u_i \Phi_i d\tau$$

représente la tendance avec laquelle la transition $u_i \Phi_i \rightarrow u_q \Phi_q$ peut se réaliser.

L'énergie du système photon-électron s'écrit pareillement :

$$H_{pe} = H_p + H_e + H_{pe}$$

et la quantité :

$$H_{qf} = \int \Psi_f^* \Phi_f^* H_{pe} \Phi_q \Psi_q d\tau$$

exprime de même la tendance avec laquelle la transition peut se réaliser.

La probabilité du phénomène total s'écrit :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| \frac{H_{iq} H_{qf}}{E_i - E_q} \right|^2,$$

où E_i et E_q sont les énergies des états correspondants et où $\rho(E)$ dénombre les états finaux du système.

Cette forme rigoureuse conduit à des calculs assez longs et, usuellement, on écrit :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| \int u_q^* \Psi_f^* H_{ne} \Psi_i u_i d\tau \right|^2.$$

Cette façon d'agir revient à sous-entendre, sans l'expliciter, le rôle du photon : l'opérateur H_{ne} doit, en effet, être construit pour représenter l'interaction qui naît entre le noyau et l'électron sous l'influence de l'échange des photons précédemment décrit.

Quand on désire ne décrire que l'interaction coulombienne, on prend :

$$H_{ne} = e \cdot V,$$

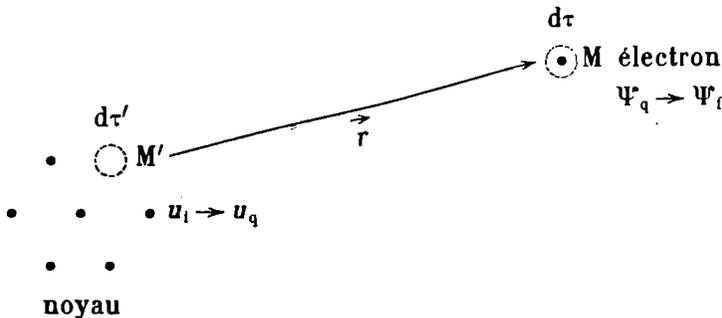
où e représente la charge de l'électron et où V représente le potentiel scalaire photonique créé par le noyau au cours de la transition

$$u_i \rightarrow u_q.$$

La probabilité devient :

$$(1) P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| \int_{\text{espace}} d\tau \Psi_f^*(Me) \Psi_i(M) \int_{\text{noyau}} e u_q(M') \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r} u_i(M') d\tau' \right|^2$$

L'exponentielle $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ peut être considérée comme une trace de l'existence du photon $\mathbf{K}e^{i\vec{k}\vec{r}}$ qui transmet l'interaction et $\frac{1}{r}$ représente la décroissance coulombienne de l'interaction en fonction de la distance :



En fait, dans la théorie de Louis de Broglie, l'interaction coulombienne n'est pas tout à fait en $\frac{1}{r}$, mais en

$$\frac{1}{r} e^{-\frac{2\pi}{h} \mu_0 c r},$$

dans laquelle μ_0 est la masse du photon. Mais comme cette masse est très petite, l'exponentielle vaut sensiblement 1 et peut être négligée.

B. — L'INTERACTION MÉSIQUE

L'interaction par mésons est très analogue à l'interaction par photons, mais elle est plus complexe.

Tous les photons appartiennent à la même classe de particules, qu'on appelle vectorielle, car les grandeurs qui les caractérisent dérivent d'un vecteur. De plus, les photons ont une charge nulle et un spin unité et une très faible masse. Au contraire, les mésons semblent se diviser en 4 classes :

- la classe vectorielle ;
- pseudovectorielle ;
- scalaire ;
- pseudoscalaire.

Ils peuvent posséder un spin entier ou nul, une charge nulle, positive ou négative, enfin différentes masses, assez élevées.

Le méson ne désigne pas une particule, mais tout un monde de particules différentes.

Si on prend le cas d'un méson vectoriel, on est conduit à un formalisme très voisin de celui du cas du photon.

Pour représenter ce qui correspond à l'interaction coulombienne, on pourra utiliser un opérateur d'interaction entre noyau et électron de la forme :

$$H_{ne} = g\mathcal{V}$$

g désignant la « charge mésique » de l'électron vis-à-vis des mésons, un peu comme e représente la « charge électrique » des électrons vis-à-vis des photons.

\mathcal{V} représente le potentiel scalaire mésique créé par le noyau.

Ce potentiel conduit à écrire :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| \int_{\text{espace}} d\tau \Psi_i^*(M) g \Psi_q(M) \int_{\text{noyau}} g' u_q(M') \frac{e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} e^{-\frac{2\pi}{h} \mu cr} d\tau' \right|^2,$$

car cette fois, il n'est plus possible de négliger le terme $e^{-\frac{2\pi}{h} \mu cr}$ puisque la masse μ d'un méson n'est pas très petite.

On peut encore noter :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| \int_{\text{noyau}} d\tau' u_q^*(M') g' u_i(M') \int_{\text{espace}} \Psi_i^*(M) g \Psi_q(M) \frac{e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} e^{-\frac{2\pi}{h} \mu cr} d\tau \right|^2.$$

Comme la longueur d'onde de Ψ est grande devant celle du méson, qui est considéré, le plus souvent, comme beaucoup plus lourd que l'électron, on peut admettre que les Ψ sont constants dans la zone où l'exponentielle $e^{-\frac{2\pi}{h} \mu cr}$ n'est pas nulle, de sorte que :

$$\int \Psi_i g \Psi_q \frac{e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} e^{-\frac{2\pi}{h} \mu cr} d\tau' = a \Psi_i g \Psi_q,$$

a étant une constante.

Et la probabilité P devient :

$$(II) \quad P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| a \Psi_i g \Psi_q \int_{\text{noyau}} u g' u d\tau \right|^2.$$

Cette formule, qui représente la partie « coulombienne » du phénomène, représente donc « l'essentiel » de celui-ci. On peut montrer, et c'est là une remarque très importante, que l'on peut obtenir, à une constante près, des formules à peu près analogues avec toutes les autres classes de mésons dans le même cadre d'approximation.

Il pourra, cependant, en plus, subsister dans P des opérateurs α et α' permutant certains des indices des fonctions sur lesquelles ils opèrent :

$$(II') \quad P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| a \Psi_i g \alpha \Psi_q \int u g' \alpha' u d\tau \right|^2$$

représente donc, quel que soit le méson choisi pour transporter l'interaction, la *partie principale* du phénomène.

Dans le cas du méson vectoriel, $\alpha = 1$. En général, l'influence de l'opérateur α sur les Ψ n'est pas, en général, bien importante, de sorte que la plus grande partie des propriétés du phénomène subsiste, quelle que soit la classe de méson choisie : variation de P avec le numéro atomique du noyau, l'énergie de la transition, etc.

Cette remarque apporte un grand réconfort, car on connaît très mal la nature des mésons responsables de l'interaction, il est difficile de construire une théorie précise : on peut cependant être assuré qu'en prenant la plus simple des formules, c'est-à-dire la formule (II), on représentera correctement la partie principale du phénomène.

Quand nous parlons de partie principale, nous sommes un peu trop optimistes. En effet, si, par exemple, l'élément de matrice :

$$\int ug'ud\tau \quad \text{est nul,}$$

le terme calculé pour P est nul : il est alors nécessaire de recourir à une meilleure approximation pour évaluer P . On dit dans ce cas que la transition est interdite. Produite, en effet, par des interactions en première approximation négligeables, elle sera nécessairement d'un ordre de grandeur plus faible que si $\int ug'ud\tau$ n'est pas nul, auquel cas on parlera de transition permise.

En fait, rappelons qu'il faut en toute rigueur discuter sur la formule (II'). Autrement dit, si

$$\int ug'\alpha'ud\tau u' \quad \text{n'est pas nul,}$$

la transition est permise ;

si

$$\int ug'\alpha'ud\tau \quad \text{est nul,}$$

la transition est interdite.

On voit que la notion d'interdiction va dépendre du type de méson utilisé, puisque la nullité de l'intégrale en question va dépendre de l'opérateur α .

A fortiori, tous les calculs de détails vont dépendre de ce choix et

de nombreux auteurs ont discuté et vanté les mérites de tel ou tel opérateur α .

En fait, ces discussions risquent fort d'être sans issue. Il est vraisemblable que tous les types de mésons agissent simultanément, avec des importances variables sans doute, de sorte que tous les types d'opérateurs doivent intervenir simultanément, ce qui ne conduit pas à une simplification des choses.

La conclusion nous paraît être la suivante. Tandis que les faits essentiels gouvernant la phénoménologie des transitions permises peuvent être établies avec une sécurité assez bonne, particulièrement dans la mesure où ils ont surtout pour cause les propriétés des électrons ; les faits concernant les transitions interdites et, en particulier, l'analyse précise des cas particuliers ne peut être que très décevante dans l'état actuel de la théorie.

La théorie actuelle permet d'analyser les grandes lignes de la physiologie générale des phénomènes d'interaction cortège-noyau. Il faut parfaire cette théorie avant de pouvoir en tirer d'utiles enseignements sur tout point de détail.

A titre d'exemple, nous montrerons comment, par des calculs très simples, on peut, sans hypothèses précises, obtenir d'importantes conclusions.

CHAPITRE III

CARACTÉRISTIQUES ESSENTIELLES DE LA CAPTURE D'ÉLECTRONS PÉRIPHÉRIQUES PAR LE NOYAU

Puisque nous venons de parler des interactions mésiques, nous donnerons un exemple où cette interaction est responsable du phénomène. Il s'agit de la capture K et des captures analogues, L, M, N, etc., que nous groupons sous le nom de captures.

Pour l'étude des transitions permises, nous utilisons la formule (II) :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| a \Psi_{\text{final}}^* g \Psi_{\text{initial}} \int u_{\text{final}}^* g' u_{\text{initial}} d\tau \right|^2.$$

Ici, il faut encore tenir compte du fait qu'après capture de l'électron il y a émission d'un neutrino. Autrement dit, si les [u initial] et [u final] décrivent bien le noyau, l'onde [Ψ initiale] doit être identifiée à celle [Ψ niveau] qui décrit l'électron sur son orbite, avant la capture (multipliée par l'onde d'un neutrino annihilé que nous négligeons) et l'onde [Ψ final] doit être identifiée à celle Φ qui décrit le neutrino émis (multipliée par l'onde de l'électron annihilé que nous négligeons).

On en tire :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| a \Phi^* g \Psi_{\text{niveau}} \int u_i^* g' u_i d\tau \right|^2.$$

Pour plus de simplicité, nous poserons⁴ :

$$G = \int u_i^* g u_i d\tau.$$

La quantité ρ de la formule fondamentale dénombre les états finaux possibles; plus précisément, c'est la densité énergétique des états finaux. Si nous prenons le cas où le noyau aboutit à un état final unique (ce qui est général), on voit que le nombre des états finaux égale le nombre des états du neutrino éjecté.

Soit m_0 la masse de l'électron et ϵ l'énergie du niveau considéré. L'énergie que l'électron apporte au noyau est $\epsilon + m_0c^2$. Soit $\Delta\omega$ la différence d'énergie entre le noyau initial et le noyau final, le neutrino devra emporter une énergie :

$$E = \Delta\omega + \epsilon + m_0c^2$$

parfaitement définie.

La quantité de mouvement p entraînée par le neutrino est alors fixée et l'état de celui-ci ne dépend plus que de la direction de sa vitesse.

Pour dénombrer les états possibles, on utilise le raisonnement suivant :

Plaçons-nous dans l'espace des p et évaluons le nombre des états relatifs à des neutrinos de quantité de mouvement comprise entre p et $p + dp$.

4. La question est alors développée selon la présentation de R. Daudel, R. Jacques, M. Jean, J. Ratier et P. Benoist. *J. Physique*, 8, p. 257 (1947).

L'espace sphérique compris entre la sphère de rayon p et celle de rayon $p + dp$ est

$$4\pi p^2 dp.$$

Elle renferme

$$\frac{4\pi p^2 dp}{h^3}$$

cas quantiques de volume h^3 .

Comme le spin peut prendre deux valeurs différentes, il y a

$$\frac{8\pi p^2 dp}{h^3}$$

états possibles.

Si l'on néglige la masse du neutrino, on a :

$$p = \frac{E}{c}, \quad dp = \frac{dE}{c},$$

en sorte que le nombre des états s'écrit :

$$\frac{8\pi E^2 dE}{h^3 c^3}$$

et la densité cherchée

$$\rho = \frac{8\pi E^2}{h^3 c^3}.$$

En rassemblant ces résultats et en groupant dans le terme K toutes les constantes y compris le module de l'onde plane Φ qui décrit le neutrino, on obtient pour la probabilité de capture θ la valeur :

$$\begin{aligned} P &= KE^2 |\Psi_{\text{niveau}}|^2_{\text{noyau}} G^2, \\ &= K[\Delta\omega + \varepsilon + mc^2]^2 |\Psi_{\text{niveau}}|^2_{\text{noyau}} G^2. \end{aligned}$$

Comme généralement ε est petit devant $\Delta\omega + mc^2$, on peut, à partir de cette formule, énoncer la première loi de la capture θ . *La probabilité de capture θ est à peu près proportionnelle au carré de l'énergie de la transition nucléaire, augmentée de l'énergie au repos de l'électron.*

La forme de Ψ_{niveau} dépend évidemment du niveau considéré. Si l'on utilise la mécanique ondulatoire non relativiste, on trouve que les parties radiales des fonctions Ψ et, par conséquent, les valeurs de ψ^2_{noyau} sont les suivantes, en admettant que dans le noyau le rayon

vecteur peut être pris égal à zéro :

$$\begin{array}{lll}
 n = 1 \text{ (niveau K)} & \Psi^r & |\Psi_{\text{niveau}}^r|^2_{\text{noyau}} \\
 l = 0 & \rightarrow \left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} 2e^{-\frac{\rho}{2}} & \rightarrow 4\left(\frac{Z}{a_0}\right)^3 \\
 n = 2 \text{ (niveau L)} & \cdot & \cdot \\
 l = 0 & \rightarrow \frac{\left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}}}{2\sqrt{2}} (2 - \rho)e^{-\frac{\rho}{2}} & \rightarrow 4\left(\frac{Z}{a_0}\right)^3 \frac{1}{8} \\
 l = 1 & \rightarrow \frac{\left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}}}{2\sqrt{6}} \rho e^{-\frac{\rho}{2}} & \rightarrow 0 \\
 n = 3 \text{ (niveau M)} & & \\
 l = 0 & \rightarrow \frac{\left(\frac{Z}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}}}{9\sqrt{3}} (6 - 6\rho + \rho^2)e^{-\frac{\rho}{2}} & \rightarrow 4\left(\frac{Z}{a_0}\right)^3 \frac{1}{27}
 \end{array}$$

avec $\rho = \frac{2Z}{na_0} r$; Z , numéro atomique effectif;

$$a_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}; \quad r, \text{ rayon polaire.}$$

Pour la couche K, on voit que Ψ^2_{noyau} varie comme Z^3 . *La probabilité de capture K varie sensiblement comme le cube du numéro atomique de l'atome.* En fait, comme nous l'avons dit, Z est le numéro atomique effectif du noyau vu de la couche étudiée, c'est-à-dire la charge apparente en unités e de ce noyau vu de la couche considérée et compte tenu de l'effet d'écran.

Peu importante pour la couche K, cette correction le devient pour les autres couches.

On voit encore, pour un état donné, qu'en passant d'une couche donnée à une couche de nombre quantique plus élevé, la probabilité de capture diminue.

Dans une même couche, la probabilité diminue lorsque croît le nombre caractérisant l'état. Les états s sont très favorisés par rapport aux états p.

CHAPITRE IV

**CARACTÉRISTIQUES ESSENTIELLES
DE LA CRÉATION $\bar{\nu}$**

La création $\bar{\nu}$ est le phénomène inverse de la capture ν . Son existence n'a pas encore été prouvée expérimentalement. L'étude théorique de ce phénomène, entreprise récemment³, peut être calquée sur celle de la capture ν .

Dans l'état initial, le noyau peut être décrit par une fonction U_m . Puis ce noyau devient U_n en éjectant :

1° Un électron qui devient périphérique et que l'on peut décrire par la fonction Ψ_{niveau} qui dépend du niveau sur lequel l'électron vient se placer ;

2° Un neutrino, que l'on peut décrire par la fonction Φ .

De sorte que, avec les approximations faites récemment, la probabilité de transition s'écrit :

$$P = \frac{4\pi^2}{h} \rho(E) \left| a \Phi^* g \Psi_{\text{niveau}}^* \int u_i^* g' u_i d\tau \right|^2.$$

La densité ρ est ici, comme dans le cas de la capture, proportionnelle au carré de l'énergie emportée par le neutrino, soit, avec les mêmes notations :

$$E = \Delta\omega - \varepsilon - m_0c^2.$$

La probabilité de création $\bar{\nu}$ s'écrit donc :

$$P = K |\Delta\omega - \varepsilon - m_0c^2|^2 |\Psi_{\text{niveau}}|^2_{\text{noyau}} G^2.$$

Comme généralement ε est petit devant $\Delta\omega + mc^2$, on peut, à partir de cette formule, énoncer la première loi de création $\bar{\nu}$: *La probabilité de création $\bar{\nu}$ est à peu près proportionnelle au carré de l'énergie de la transition nucléaire diminuée de l'énergie au repos de l'électron.*

³. R. Daudel, P. Benoist, R. Jacques et M. Jean. *C. R.*, **224**, p. 1427 (1947).

R. Daudel, M. Jean et M. Lecoïn. *C. R.*, **225**, p. 290 (1947) et *J. de Physique*, **8**, p. 238 (1947).

M. Jean. *C. R.* (sous presse).

En procédant comme nous l'avons fait dans le cas de la capture ϵ , on montre aisément les autres lois approximatives suivantes :

La probabilité de création K varie comme le cube du numéro atomique de l'atome.

Pour un état donné, quand on passe d'une couche donnée à une couche de nombre quantique plus élevé, la probabilité de création diminue.

Dans une même couche, la probabilité diminue lorsque croît le nombre caractérisant l'état.

CHAPITRE V

INFLUENCE DE L'IONISATION DES ATOMES SUR LES PÉRIODES RADIOACTIVES

Il est usuel de dire que les périodes radioactives sont des constantes absolument spécifiques des noyaux des atomes et qu'aucun effet extérieur ne peut les perturber.

Cette façon de voir est trop exclusive et souffre théoriquement des exceptions, particulièrement importantes dans le cas des types de radioactivité qui mettent en jeu l'interaction cortège-noyau ⁶.

Il devient quasi évident a priori que dans ce cas toute perturbation apportée au cortège doit se répercuter sur le noyau et, en particulier, les périodes radioactives envisagées doivent dépendre de la nature chimique de la molécule dans laquelle l'atome est engagé.

On peut montrer ces faits dans le cas de la conversion interne, de la capture ϵ et de la création ϵ , à titre d'exemple.

La probabilité P de désintégration d'un noyau par conversion interne est la somme des probabilités de conversion K , L , M , etc. :

$$P = P_K + P_L + P_M.$$

Dans ces conditions, si on ionise l'atome en enlevant, par exemple, les électrons M , la probabilité totale P diminue et devient :

$$P' = P_K + P_L.$$

⁶ R. Daudel, *Revue Scientifique*, **85**, p. 162 (1947) ; E. Segré, *Physical Review*, **71**, p. 274 (1947).

La durée de l'isomère augmente donc si l'on provoque cette ionisation.

Le seul fait de passer, par exemple, d'une molécule AB à une molécule AC, où B et C ont des électronégativités différentes, suffit à créer une différence dans la vie de l'isomère nucléaire A. Si, en effet, B est beaucoup moins électronégatif que C, l'atome A sera plus riche en électrons dans AB que dans AC. La vie du noyau de A sera donc plus grande dans le cas où A formera la molécule AC que dans le cas où il formera la molécule AB.

Que se passerait-il si on retirait tous les électrons de l'atome A ? La conversion deviendrait nulle. Est-ce à dire que l'isomère A deviendrait stable ? En fait, on observerait une augmentation de sa durée de vie d'autant plus considérable que le rayonnement γ serait plus converti.

On admet, en effet, que la probabilité totale P de désintégration d'un noyau tel que A est la somme de la probabilité d'émission d'un photon P_{ph} et de celle d'émission d'un électron P_e :

$$P = P_{\text{ph}} + P_e.$$

Si on enlève les électrons, il reste :

$$P = P_{\text{ph}},$$

le noyau n'est donc pas rendu stable, mais seulement moins fortement radioactif.

Il est important de faire observer que tous ces raisonnements ne sont valables que dans la mesure où l'on admet que l'isomère se désintègre par deux voies différentes : la voie photon et la voie électron.

Si on admettait, en effet, que le photon est toujours rayonné, mais que dans une partie des cas il est converti en électron avant de sortir de l'atome par choc contre un électron du cortège, par effet photo-électrique interne, le retrait des électrons K n'influencerait en rien

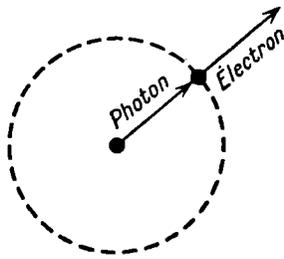


Fig. 20.

la période de désintégration du noyau, mais diminuerait seulement la probabilité de rencontre entre le photon émis et un électron, donc le rapport de conversion.

En fait, on admet actuellement qu'il n'y a pas à vrai dire conversion interne du photon. On admet que le photon dispose de deux méthodes tout à fait indépendantes pour abandonner son excès d'énergie — soit de la libérer sous forme d'un photon rayonné, qui a peu de chances de produire un effet photoélectrique interne, soit de communiquer directement cet excès d'énergie à un électron du cortège, qui en profite pour s'évader de l'atome. Bien sûr, c'est le champ électromagnétique qui sert à cette transmission d'énergie entre le noyau et l'électron et, par conséquent, en théorie Louis de Broglie, ce sont, en fin de compte, des photons, mais des photons virtuels et, par conséquent, d'essence bien différente de celle des photons rayonnés.

Puisque la modification de la période des isomères nucléaires sous l'influence de l'ionisation des atomes n'est évidente que dans la mesure où l'on accepte cette nouvelle hypothèse, l'étude expérimentale du phénomène, qui n'a pas encore été abordée à notre connaissance, apporterait une raison directe de choisir entre ces deux hypothèses.

Dans le cas de la capture θ , l'effet se présente d'une façon encore plus certaine. La probabilité totale de désintégration totale par capture θ est similairement :

$$P = P_K + P_L + P_M.$$

Si on retire les électrons L et M, par exemple, on obtient :

$$P = P_K$$

et la vie du noyau est augmentée.

Des expériences ont été tentées ⁷ pour mettre en évidence ce phénomène. Les premiers résultats, insuffisamment précis pour permettre une conclusion définitive, donnent une indication en faveur de l'existence de cet effet.

Qu'advient-il dans le cas de la capture θ si on enlève tous les électrons de l'atome ? On interdit absolument la possibilité de réalisation

7. R. Bouchez, R. Daudel, P. Daudel et R. Muxart. *J. de Physique*, ..., p. 336 (1948).

du phénomène. Si le noyau n'était capable de se désintégrer que par capture K, il deviendrait stable.

C'est un exemple où une forte ionisation peut faire disparaître complètement la radioactivité d'un noyau.

La création θ obéit à des lois inverses.

Si les P désignent cette fois les probabilités de création, on a toujours :

$$P = P_K + P_L + P_M,$$

mais la création M n'est possible que dans la mesure où il y a de la place sur le niveau M.

On voit, par conséquent, que cette fois l'ionisation va favoriser la désintégration. Celle-ci va diminuer la période du noyau. Ainsi la période de création θ de l'hydrogène atomique doit être plus courte que celle de l'hydrogène moléculaire.

Que va-t-il se passer si l'on retire tous les électrons ? On diminuera dans des proportions très fortes la période de création θ .

Remarquons, à ce propos, qu'il existe des noyaux qui doivent ne pouvoir se désintégrer que par création θ . Des conditions énergétiques sont telles qu'il est possible d'envisager la possibilité pour un noyau de ne pouvoir se désintégrer que par création K par exemple. Si la couche K est occupée, la désintégration devient impossible. Le noyau reste stable. Si on enlève les électrons K, la radioactivité apparaît.

On voit donc que, dans ce cas, l'ionisation d'un atome peut rendre radioactif un noyau qui reste stable en présence de son cortège.

CONCLUSION

Ainsi quelques minutes de réflexion sur les radioactivités qui font intervenir l'interaction noyau-cortège nous ont conduits à reviser cette idée, qui attribue aux périodes radioactives un caractère de haute spécificité nucléaire.

De simples transformations chimiques doivent pouvoir augmenter ou diminuer certaines périodes des radioéléments.

Une ionisation profonde pourrait aller jusqu'à rendre stables des noyaux normalement radioactifs et rendre radioactifs des noyaux ordinairement stables.

La conclusion de cet exposé peut être qu'en dehors des vastes travaux auxquels tant de chercheurs pensent et qui restent à accomplir pour parfaire la théorie des interactions nucléaires, celle-ci ouvre actuellement deux domaines plus modestes, mais à peu près entièrement vierges : *la recherche d'un phénomène nouveau*, le cinquième type de radioactivité que représente *la création θ* , d'une part, et d'autre part, *la mise en évidence de la variation des périodes radioactives sous l'influence de l'ionisation ou d'effets similaires* (changements de la nature chimique de la molécule dans laquelle se trouve l'atome radioactif, action de champs sur le cortège électronique ou autre perturbation de celui-ci).

Ce type d'étude

1° *menée dans le cas de la conversion interne pourrait permettre de choisir entre les deux mécanismes qui ont été proposés pour celle-ci et vraisemblablement confirmer directement le second : existence de deux « voies indépendantes » : la « voie électron » et la « voie photon » ;*

2° *menée dans le cas de la capture θ , pourrait prouver l'existence de types de capture autres que la capture K ;*

3° *dans le cas de l'émission β , pourrait prouver l'existence de la création θ .*

BIBLIOGRAPHIE

- [1] *C. R.*, **224**, p. 1427 (1947).
- [2] *C. R.*, **225**, p. 290 (1947).
- J. de Physique*, **8**, p. 238 (1947).
- [3] *C. R.* (sous presse).

ISOMÉRIE NUCLÉAIRE

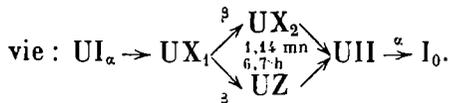
par Paul CHANSON

Maitre de conférences à l'École Polytechnique

INTRODUCTION

Le premier cas d'isométrie nucléaire est apparu en 1921, lorsque le chimiste Hahn fut conduit à attribuer au produit de désintégration de l'uranium UX₁ par le processus β , non pas un dérivé unique, mais deux substances de périodes différentes, l'une UX₂ de période 1,14 minutes, l'autre UZ de période 6,7 heures.

Ces deux substances, toutes deux radioactives β , se désintègrent en un produit commun, l'uranium UII, qui est un émetteur α à longue



Nous nous trouvons donc en présence pour la première fois de deux corps radioactifs (UX₂ et UZ) de même numéro atomique ($Z = 91$) et de même nombre de masse $A = 234$, et de périodes différentes. Ces deux éléments, qui ne diffèrent ni par leur nombre de protons, ni par leur nombre de neutrons, mais par l'arrangement de ces particules à l'intérieur du noyau, sont donc très analogues aux molécules de la chimie formées des mêmes atomes, mais présentant des structures internes distinctes. De telles molécules sont appelées isomères et une dénomination semblable sera appliquée aux noyaux du type que nous venons de rencontrer.

Ce premier cas remarquable d'isométrie resta longtemps le seul de son espèce et en réalité attira peu l'attention des physiciens. Il faut en effet attendre 1937 et le développement considérable de la physique nucléaire dû aux transmutations par neutrons pour arriver à un

nouveau cas d'isométrie, découvert sur le brome de la manière suivante :

Le brome possède deux isotopes stables, à peu près également abondants, de masses 79 et 81. Or par adjonction d'un neutron au brome on produit trois éléments radioactifs artificiels, de périodes 18 mn, 4,5 h, 34 h (Fermi). A priori on devrait obtenir un brome 80 et un brome 82, tous les deux radioactifs et de périodes déterminées.

Comme il apparaissait bien improbable d'admettre l'existence d'un isotope stable non encore découvert, et comme son existence aurait été de plus en contradiction avec les règles connues concernant la présence des isotopes stables, il fallut bien admettre, non sans réticences, que la 3^e période observée devait être attribuée à un isomère du brome 80 ou 82. Peu après, cette hypothèse reçut une confirmation plus solide lorsque Bothe et Gentner réussirent à attribuer les trois périodes à des isotopes bien déterminés du brome.

Ces expérimentateurs utilisaient pour la première fois les rayons γ de grande énergie qui apparaissent dans la réaction Proton + Lithium.

Ces γ de 17 MeV sont capables de produire une réaction du type (γ, n), où un neutron est expulsé par effet photoélectrique. Cette fois, on doit obtenir les deux isotopes 78 et 80 — et on trouve trois périodes 6 mn, 18 mn, 4,5 h. Deux de ces périodes, 18 mn et 4,5 h, sont semblables à celles obtenues par Fermi dans l'expérience précédente. Un résultat semblable fut obtenu par Heyn avec les neutrons rapides, par la réaction $n, 2n$, qui conduit elle aussi aux isotopes 78 et 80:

Il en résulte que c'est l'élément 80 commun aux deux types de réaction qui est responsable des deux périodes 18 minutes et 4,5 heures.

C'est enfin Fleischmann [1] qui d'une manière toute différente apporta la preuve directe que ces deux périodes appartiennent au même noyau, et non à un troisième isotope rare et jusqu'ici inaperçu : il détermina les énergies de résonance pour des neutrons lents, l'apparition du brome 18 minutes à $52 \text{ eV} \pm 3 \text{ eV}$ et du brome 4,5 h à $53 \text{ eV} \pm 3 \text{ eV}$, ce qui montra que les deux périodes apparaissent par capture sur le même noyau. Une coïncidence de même énergie de résonance sur deux noyaux différents était très improbable.

On rappelle que, pour effectuer une telle mesure, on ralentit d'abord les neutrons par la paraffine et on élimine ensuite les neutrons thermiques avec un filtre de cadmium. Dans la bande d'énergie disponible au delà de 1/2 volt les neutrons de vitesses différentes sont absorbés

de manières différentes par une couche de bore, le coefficient d'absorption étant proportionnel à $1/v$.

On relie les coefficients d'absorption μ_{th} des neutrons thermiques et $\mu_{rés}$ des neutrons de résonance aux énergies correspondantes E_{th} et $E_{rés}$ par la formule $\mu_{th}/\mu_{rés} = \sqrt{E_{rés}/E_{th}}$, où on a : $E_{th} \approx kT$.

Voici donc établi de manière certaine que les noyaux isomères du brome 80 ne se distinguent qu'après formation du noyau « compound » et peuvent être considérés comme deux états intermédiaires d'excitations différentes avant le retour à l'état stable. Nous discuterons plus loin quelle peut être la nature de ces divers états quantiques et quelles règles de transition doivent présider au passage d'un état à un autre.

Mais auparavant, il importe d'étudier plus en détail quelles sont les diverses méthodes d'obtention des isomères et quelles techniques particulières il faut appliquer dans chaque cas. Ensuite nous dresserons un tableau aussi systématique que possible des cas d'isomérisation connus. Nous verrons alors quelques règles empiriques suggérées par l'étude de ce tableau.

Nous donnerons enfin une étude sommaire des tentatives d'explication théorique actuellement en faveur, et quelques indications succinctes sur l'importance de la conversion interne dans l'étude expérimentale de l'isomérisation, renvoyant pour une documentation plus détaillée au travail de Mr Surugue dans cette même série d'exposés.

CLASSIFICATION DES CAS D'ISOMÉRIE

Les cas d'isomérisation actuellement connus ne sont pas toujours parfaitement déterminés et les tables publiées à ce sujet offrent un grand nombre de discordances. Nous donnons en annexe un tableau d'ensemble avec les références. Il se trouve en effet que, à partir des données expérimentales qui sont des périodes de rayonnement β ou γ , des raies X et des raies électroniques émises au cours de la transformation, il faut remonter à un schéma explicatif. Nous allons faire précisément notre classement à partir de ces schémas qui seront un guide commode, mais cela ne doit pas faire oublier toute la difficulté qu'il y a à les établir, ni le caractère incertain qui s'y attache parfois.

A. *Le noyau est stable dans son niveau fondamental.*

Dans ce cas, qui est le plus simple, un noyau stable peut exister sous une forme excitée et revenir à son niveau primitif avec émission d'un rayonnement γ selon une période variant de quelques secondes à 2 jours. L'énergie d'un rayonnement γ émis, qui n'est autre que le niveau d'excitation, varie de 19 à 390 kiloélectronvolts.

Le schéma d'émission est simplement le suivant (*fig. 1*) :

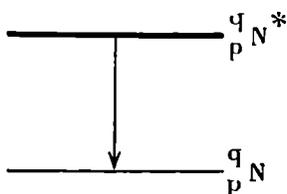


Fig. 1.

Les isomères de noyaux stables considérés comme sûrs sont les suivants :

	$^{83}_{36}\text{K}_1$	$^{85}_{36}\text{S}_2$	$^{93}_{41}\text{Nb}$	$^{103}_{45}\text{Rh}$	$^{107}_{47}\text{Ag}$	$^{109}_{47}\text{Ag}$	$^{111}_{48}\text{Cd}$	$^{113}_{49}\text{In}$	$^{115}_{49}\text{In}$	$^{133}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$
Spin. s. .	9/2	9/2	9/2		1/2	1/2	1/2	9/2	9/2	?	3/2
Périodes..	413 mn	2,7 h	36 j	53 mn	49 sec	40,5 sec	48 mn	105 mn	4,5 h	36,8 h	7,5 sec
Niveau keV. s. }	46 29	386		19	93	87	190	390	340	30	280

Nous devons noter que l'isomère du niobium ne figure pas sur la table de Segré.

Le $^{133}_{56}\text{Ba}$ est peut-être émetteur β^+ 14,2 jours. Mattauch indique $^{134}_{56}\text{Ba}$ avec un γ de 39,5 h. Il n'est marqué ni stable, ni radioactif.

Tous ces isomères ont un A impair, ce qui entraîne un spin impair.

Tous les spins connus sont $\frac{1}{2}$ ou $9/2$, sauf l'or qui a un spin $3/2$, ce qui est lié, comme nous le verrons, à une théorie de la transition de spin $9/2 \rightarrow \frac{1}{2}$ ou inversement.

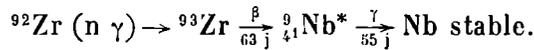
Les périodes sont courtes et varient de 7 secondes à 36 heures.

Enfin il est remarquable que sauf l'or tous ces corps stables ayant un isomère, ont un Z situé au milieu de la table, entre 36 et 56.

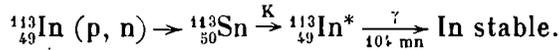
Les niveaux d'excitation varient de 19 à 390 kilovolts.

Nous devons nous demander maintenant par quel procédé on peut obtenir ces isomères des noyaux stables. On distinguera quatre procédés généraux :

a) L'isomère radioactif résulte d'une désintégration β . Par exemple

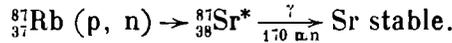


b) Par réaction (p, n) sur le noyau stable, suivie d'une capture K :



C'est également le cas du strontium et de l'argent.

c) Par réaction (p, n) sur le noyau $Z - 1$:



d) Par simple excitation (choc élastique) :



ou $(\alpha\alpha) > 16 \text{ MeV} \rightarrow {}^{115}_{49}\text{In}^* \xrightarrow[272 \text{ mn}]{\gamma} \text{In stable.}$

En général, plusieurs réactions sont possibles et c'est cela qui permet, par le recoupement des filiations, d'affirmer quelle est la véritable nature du produit excité. On est en effet presque toujours obligé d'irradier un mélange d'isotopes et il est souvent difficile de choisir entre plusieurs interprétations.

ISOMÉRIE DES NOYAUX RADIOACTIFS

L'isométrie des noyaux radioactifs pose des problèmes beaucoup plus difficiles que l'isométrie des noyaux dont l'état fondamental est stable. Il faut en effet distinguer plusieurs cas :

- Les deux isomères sont radioactifs β^- ou β^+ .
- Un isomère est radioactif β^+ ou β^- , l'autre est radioactif γ .
- Un isomère est radioactif γ , l'autre subit la capture K.

A. *Les deux isomères sont radioactifs* β^- ou β^+ .

α) Dans ce cas le schéma de transition est le suivant (*fig. 2*).

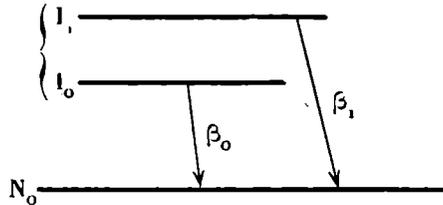
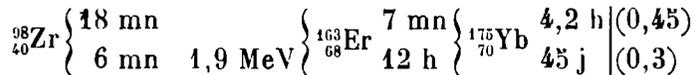


Fig. 2.

Les deux isomères I_1 et I_0 émettent des électrons de périodes et d'énergies différentes et évoluent vers un même noyau N_0 dans l'état fondamental.

C'est le cas des noyaux suivants :



mais aucun de ces cas n'est d'attribution absolument certaine.

β) En général la transition a lieu des niveaux I_0 et I_1 vers des niveaux N_i excités du noyau N , le retour à l'état N_0 se fait ensuite par des transitions γ .

On obtient alors le schéma suivant (*fig. 3 a*) :

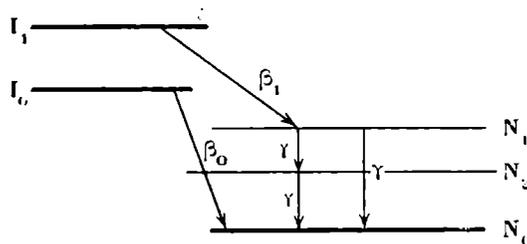


Fig. 3 a.

La transition du niveau excité I_1 se fait sur un niveau excité N_1 par émission β et il y a ensuite retour à l'état normal par une ou plusieurs transitions γ . C'est le cas de l'indium 116 qui correspond au schéma

suivant (fig. 3 b) :

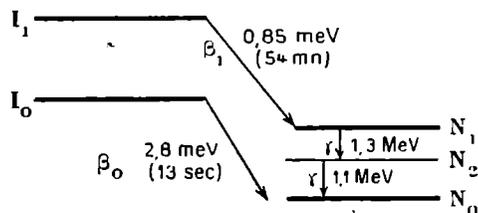


Fig. 3 b.

Il y a même souvent possibilité de transitions intermédiaires différentes entre les niveaux N_0 et N_1 .

Il est même possible d'obtenir des transitions telles que I_0 , N_0 n'ait pas lieu non plus directement, mais par l'intermédiaire d'un niveau intermédiaire, selon le schéma suivant (fig. 3 c) :

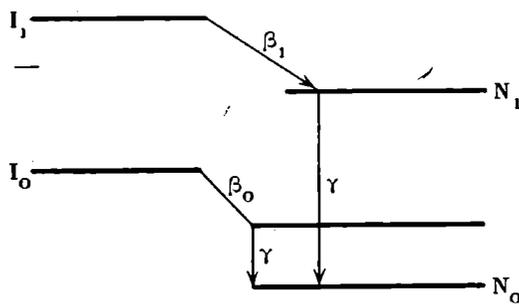
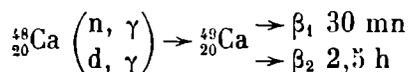


Fig. 3 c.

On trouve un grand nombre de ces divers cas d'espèces. Mais l'attribution rigoureuse des niveaux n'est pas toujours très sûre.

L'analyse des résultats expérimentaux montre que tous ces isomères sont détenus par réaction (n, γ) et parfois (d, γ) . Par exemple, le calcium (20,48) donne :



Il y a environ une douzaine de cas connus d'isométrie de ce type.

B. *Un isomère est radioactif β^+ ou β^- , l'autre est radioactif γ .*

Le noyau I excité en I_1 retourne à son état fondamental par une transition γ (fig. 4 a). Ensuite la radioactivité β suit son cours

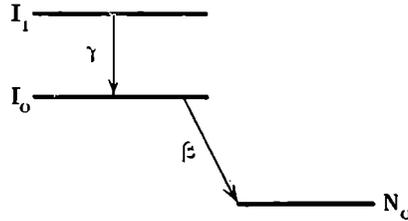


Fig. 4 a.

normal. C'est Pontecorvo qui en 1938 proposa le premier ce schéma. On expliqua ainsi la contradiction apparente de deux spectres β identiques, mais de périodes différentes. Par exemple dans le cas du brome 80 le rayonnement γ a une période de 4,5 heures et le rayonnement β une période de 18 minutes (fig. 4 b). Mais, en réalité, lorsque

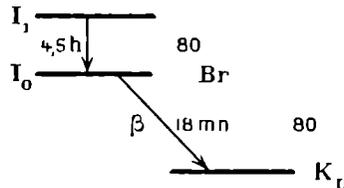


Fig. 4 b.

l'état formé directement (18 minutes) est éliminé, il subsiste un équilibre radioactif entre les deux isomères et on observe la période de la substance à longue vie, de 4,5 heures. Ce schéma lui-même peut d'ailleurs être encore plus compliqué, car il peut y avoir plusieurs transitions possibles entre les niveaux I_1 et I_0 (fig. 4 c).

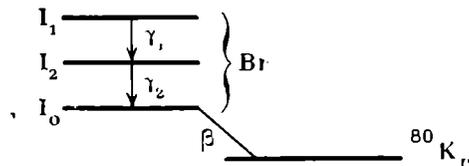


Fig. 4 c.

Il semble bien par exemple que dans le cas du brome déjà cité, il y ait deux transitions γ successives selon le schéma suivant :

- γ_1 : 49 keV octopolaire magnétique.
- γ_2 : 37 keV dipolaire magnétique.

Ces cas d'isométrie avec transition γ sont les plus fréquents. On en compte environ une trentaine à l'heure actuelle. Cette transition peut encore être suivie de deux transitions β différentes, comme dans le cas de l'étain 122, ce qui fait apparaître une isométrie du Te^{122} (fig. 4 d).

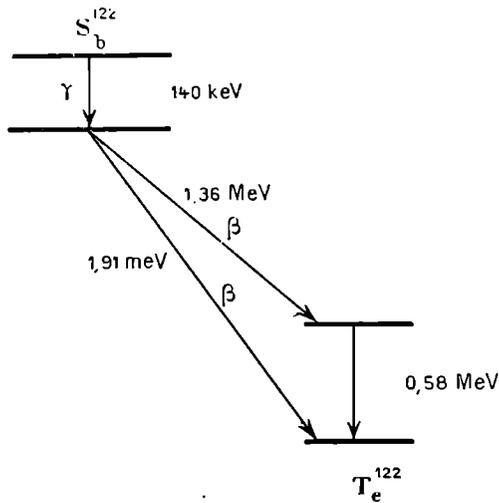
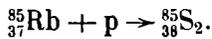


Fig. 4 d.

C. Un isomère est radioactif γ , l'autre subit la capture K.

C'est le cas du $^{85}_{38}\text{Sr}$ obtenu en irradiant le rubidium :



On obtient une période 70 minutes, correspondant à une transition γ et une période 66 jours, qui correspond à une capture K de retour au rubidium (fig. 5).

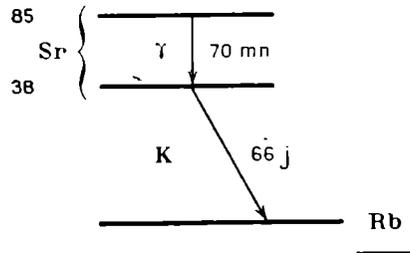


Fig. 5.

On ne connaît actuellement que 5 ou 6 cas à peu près sûrs de ce processus.

REMARQUES GÉNÉRALES SUR LES CAS D'ISOMÉRIE

L'examen de l'ensemble des cas d'isomérisation a permis à Mattauch d'énoncer deux règles empiriques.

1° Un noyau pair-pair n'a jamais d'isomères. Les éléments $^{134}_{56}\text{Ba}$, $^{208}_{82}\text{Pb}$ qui sembleraient faire exception à cette règle ne sont pas confirmés dans les tables modernes.

2° Tous les noyaux stables dont l'état fondamental possède un spin $9/2$ présentent le phénomène d'isomérisation.

Il faut ajouter qu'inversement il y a des noyaux de spin $\frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$ présentant le phénomène d'isomérisation. Nous reviendrons sur cette remarque à propos de l'interprétation des spins et de l'isomérisation dans le cadre de la théorie de von Weizsäcker.

En ce qui concerne la première règle de Mattauch, on peut remarquer que Feather et Bretscher [2] ont constaté que pour les éléments radioactifs naturels les éléments du type impair-impair ont un premier niveau bas. Mr Berthelot remarque qu'il y a peut-être là un argument en faveur d'un premier niveau élevé pour les éléments pair-pair, ce qui correspondrait finalement à une faible métastabilité.

Le fait de l'isomérisation étant ainsi exposé dans ses grandes lignes, nous devons insister sur quelques remarques très générales, intimement liées à l'étude de ces problèmes :

La conversion interne. — Nous avons vu que le cas le plus général de l'isomérisation correspond à la transition isomérique par émission γ . C'est d'ailleurs précisément l'observation du rayonnement γ qui permet de décider entre les divers schémas que nous avons passés en revue. Mais en réalité on observe pratiquement, non le rayonnement γ , mais une raie électronique d'énergie bien définie, superposée au fond continu β . On dit alors que le rayon γ subit une conversion interne à l'intérieur de l'enveloppe électronique de l'atome.

La différence d'énergie E entre les deux états isomériques est alors

$$E = E_c + E_k,$$

où E_c est l'énergie de la raie électronique,

E_k est l'énergie de la couche K.

Ce phénomène de la conversion interne est bien connu depuis les expériences sur le rayonnement γ des éléments radioactifs naturels. Mais alors que dans ce dernier cas la conversion est faible, autrement dit le coefficient $\alpha = \frac{N_e}{N_e + N_\gamma}$ est petit, de l'ordre de $\frac{1}{100}$, dans le cas de l'isométrie, la conversion devient le phénomène principal et on n'observe en général que des électrons.

Ce terme de conversion laisse supposer un mécanisme en deux temps. D'une part émission d'un photon, ensuite effet photoélectrique interne. En fait il semble qu'il y ait une interaction plus directe : l'électron entre en interaction avec le noyau, se charge de l'excès d'énergie de l'état métastable sous forme d'énergie cinétique et est émis ensuite. Cette manière de voir n'est pas simplement formelle, mais conduit à une modification de la vie d'un état excité du noyau.

En effet si w_{ph} est la probabilité pour l'émission d'un photon γ et w_e la probabilité pour l'émission d'un électron de conversion,

dans le premier cas (effet en deux temps) la probabilité de désintégration totale est $w = w_{ph}$;

dans le deuxième cas cette probabilité est

$$w = w_{ph} + w_e = w_{ph} \left(1 + \frac{w_e}{w_{ph}} \right).$$

Elle est donc multipliée par le facteur $(1 + w_e/w_{ph})$.

C'est Hebb et Uhlenbeck qui les premiers ont calculé le rapport $\frac{w_e}{w_{ph}}$. Dancoff et Morrison ont étendu ces recherches au cas de l'électron relativiste.

Mais, comme la séance de mardi prochain sera consacrée entièrement au problème de la conversion interne, je me contente de ces quelques indications qui montrent la liaison existante entre l'isométrie et la conversion interne.

Voyons maintenant quelques difficultés expérimentales, qu'on rencontre dans l'étude de l'isométrie.

Nous avons vu que l'énergie des électrons de conversion dépasse rarement 100 keV et n'est souvent que de quelques dizaines de kiloélectronvolts. Il en résulte que l'étude de ces raies de très faible énergie nécessite l'emploi de compteurs à parois très minces. C'est ainsi que

Mr Pontecorvo [3] réalisa un compteur formé d'une feuille d'aluminium de 5μ , rempli d'air à la pression atmosphérique et alimenté sous 1 000 volts. On peut encore, comme l'a fait Mr Berthelot dans l'étude de l'isométrie du brome [4], déposer la substance radioactive sur une feuille battue d'aluminium, qui est ensuite introduite à l'intérieur même du compteur.

Le mesure expérimentale de l'énergie des raies électroniques peut se faire soit au spectrographe magnétique, soit au moyen d'écrans de diverses épaisseurs, de l'ordre de quelques mg/cm^2 . On peut alors tracer une courbe d'absorption dont les cassures indiqueront l'apparition des raies successives (fig. 6).

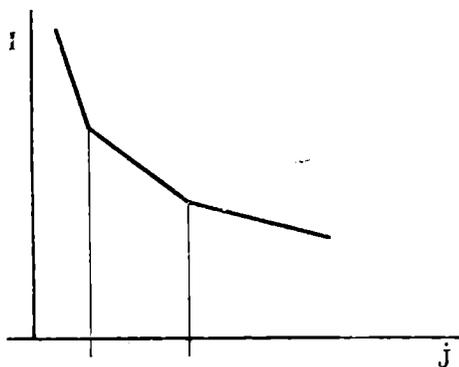


Fig. 6.

D'autre part il est indispensable de n'enregistrer que le rayonnement corpusculaire. Il faut donc trouver un dispositif qui permette d'éliminer les photons. Pour cela, on peut em-

ployer, comme l'a fait Mr Berthelot, un système de compteurs en coïncidences.

Enfin, vu la faible énergie des électrons de conversion, il est utile d'employer des sources de matière inactive pour éviter l'absorption. Pour cela il est commode d'employer le procédé Szilard et Chalmers, dont je dirai deux mots seulement, puisqu'une étude complète sera faite de cet effet particulier par Mr Haëssinsky.

Raisonnons sur le brome pour fixer les idées. Partons par exemple du bromure $\text{C}_2\text{H}_4\text{Br}_2$ que nous soumettons aux neutrons. Nous avons évidemment un mélange des bromes 79 et 81 et par action des neutrons nous aurons, soit le brome radioactif 80, soit le brome 82.

Dans l'état excité qui suit la capture du neutron, le noyau composé libère son énergie en émettant des photons, ce qui entraîne un recul du noyau émetteur suffisant pour que l'atome soit arraché à la molécule et les atomes libres du brome, devenus radioactifs, pourront être extraits par un simple lavage à l'eau. On peut donc obtenir un produit concentré en isotopes radioactifs. Mais il y a plus, la transition isomé-

rique, bien que mettant en jeu une énergie très faible, peut être suffisante pour rompre une liaison moléculaire et séparer directement les isomères.

Ceci nous conduit à dire deux mots de *l'attribution précise des filiations*.

Expérimentalement nous mesurons les périodes de radioactivité et l'énergie des raies de conversion, il faut voir maintenant de quelle manière nous pourrions attribuer rayonnement et période à un noyau déterminé.

Le procédé Szilard et Chalmers, dont nous venons de dire un mot, peut être d'un emploi précieux. C'est ainsi que de Vault et Libby [5] réussirent à précipiter les ions de recul du brome à l'état Br à partir d'une solution ammoniacale d'ions et à les précipiter sous forme BrO_3AgBr ; dans ces conditions, si on fait l'opération quand l'activité 18 mn a disparu et qu'il ne reste que la période 4,5 heures, on constate qu'on sépare de nouveau un produit de période 18 mn, ce qui montre que ce dernier dérive bien du noyau de période 4,5 heures et que le rayonnement appartient bien à la période 18 mn. *Une autre méthode pour l'attribution des filiations* résulte de l'étude des rayons X qui accompagnent la conversion interne. En effet la disparition d'un électron K entraîne l'émission d'une raie K correspondante. On doit donc observer l'émission de la raie X de l'élément qui subit la transition isomérique. C'est ainsi, pour revenir au brome, que l'observation effective des raies K du brome a donné une nouvelle preuve de la transition isomérique selon le schéma que nous avons déjà indiqué.

CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

Le titre de cette conférence ne comportait qu'une étude des phénomènes expérimentaux. Mais je m'aperçois qu'aucun exposé théorique n'est prévu. Je crois donc utile de compléter ces quelques considérations sur l'isométrie par une revue rapide des principales voies d'explications proposées par les théoriciens.

Quels que soient les schémas proposés pour expliquer les périodes différentes de désintégration bêta, il faut toujours conclure qu'il existe, au-dessus de l'état fondamental, un terme excité et, chose

remarquable, ce terme excité ne retourne pas de manière instantanée à l'état fondamental avec émission gamma. La vie d'un terme excité dans un noyau est généralement de l'ordre de 10^{-14} seconde. Ce résultat peut être obtenu simplement de la manière suivante :

Imaginons que ce terme excité soit dû à des charges oscillant à la manière d'un dipôle. Il résulte alors d'un calcul classique que l'énergie rayonnée par unité de temps est

$$S = \frac{2}{3} \frac{e^2 v'^2}{c^3},$$

v' étant l'accélération d'une charge e et c la vitesse de la lumière. L'amplitude maximum est, en ordre de grandeur, égale, au maximum, au rayon R du noyau.

Alors v est de l'ordre de ωR et v' de $\omega^2 R$, d'où pour une charge Ze l'énergie rayonnée :

$$S \sim Z^2 \frac{e^2}{c^3} \omega^4 R^2.$$

Or chaque quantum transporte une énergie $E = h\omega$; par conséquent la probabilité pour le rayonnement d'un quantum dans l'unité de temps, qui est le nombre de quantas rayonnés dans l'unité de temps, a pour expression :

$$P = \frac{S}{h\omega} \sim \frac{Z^2 e^2}{hc} \sim \left(\frac{\omega R}{c} \right)^2$$

et, en remplaçant ω par $\frac{E}{h}$, on a :

$$P = \frac{Z^2 e^2}{hc} \frac{E}{h} \left(\frac{ER}{hc} \right)^2.$$

Cette probabilité est donc proportionnelle à ω^3 ou E^3 .

Il en résulte que nous ne pouvons attendre d'états à longue vie que pour de petites valeurs de E , c'est-à-dire de petites énergies d'excitation.

Si on prend $R = 6 \cdot 10^{-13}$ cm et $Z = 50$, on a pour la durée moyenne de l'état excité $T = 1/P$:

$$T = 0,4 \cdot 10^{-13} \text{ sec pour } E = 10 \text{ keV}$$

$$T = 0,4 \cdot 10^{-16} \text{ sec pour } E = 100 \text{ keV}$$

$$T = 0,4 \cdot 10^{-19} \text{ sec pour } E = 1 \text{ MeV.}$$

On voit que nous sommes loin des ordres de grandeur nécessaires pour expliquer l'apparition de l'isométrie nucléaire, c'est-à-dire de périodes longues associées à des énergies de quelques centaines de keV. Il s'en faut de plusieurs puissances de 10. Il faut donc trouver une règle de sélection qui écarte complètement certaines transitions gamma. Pour cela il faut faire appel aux transitions multipolaires qui se superposent au rayonnement habituel du dipôle dans lequel le moment cinétique diffère de 2 unités h . On sait en effet que l'étude classique du rayonnement dû au mouvement de charges distribuées dans un volume de forme quelconque peut se mettre sous la forme d'un développement en série, qui fait apparaître les ordres multipolaires successifs.

D'une manière plus générale, il résulte des travaux de Heitler [6], Hansen [7], Dancoff et Morisson [8] que la quantification des champs multipolaires électrique et magnétique conduit à l'interprétation suivante :

Lorsqu'un noyau passe d'un état de spin S à un état de spin S' , tous les multipôles d'ordre l entier, tels que :

$$|S - S'| \leq l \leq |S + S'|$$

contribuent au rayonnement.

Mais la probabilité d'émission diminue considérablement lorsqu'on passe de l'ordre $2l$ à l'ordre $2(l+1)$. Cette diminution est en effet dans un rapport $\left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^2$, ou encore $\left(\frac{ER}{hc}\right)^2$. Pour un noyau lourd où $\frac{ER}{hc}$ est de l'ordre de 0,03 E (E étant exprimé en volts), on aurait pour un γ de 1 MeV un facteur 1 000 environ.

On voit donc que, pour une transition de spin de 5 à 7 unités, on pourra trouver une diminution de probabilité de transition qui permettra de concilier les ordres de grandeur précédemment établis ($T = 0,4 \cdot 10^{-16}$ pour $E = 100$ keV) avec les périodes observées de l'isométrie.

La formule, donnant cette probabilité, que nous avons précédemment établie pour $l = 1$, devient d'une manière plus générale, pour une transition l :

$$P_l = \frac{Z^2 e^2}{hc} \frac{E}{h} \left(\frac{ER}{hc}\right)^{2l}$$

On doit à von Weiszäcker d'avoir appliqué pour la première fois cette formule aux problèmes de l'isométrie.

Mais cette formule, qui part d'une description de l'état $l = 1$ par les oscillations d'un oscillateur linéaire, est insuffisante et nous oblige à envisager des transitions qui dépassent vraiment celles que nous connaissons et qui sont de 4 au maximum ($9/2 \rightarrow 1/2$).

En réalité Flügge [9] considère non un oscillateur linéaire, mais une sphère en rotation.

Il est conduit alors à l'expression suivante pour la probabilité cherchée :

$$P_2 = \frac{Z^2 e^2}{hc} \frac{h}{\theta} \frac{E}{Mc^2} \left(\frac{ER}{hc} \right)^{2l},$$

où Mc^2 est l'énergie au repos du noyau entier, θ son moment d'inertie. Comme on a $E \ll Mc^2$, il en résulte des vies beaucoup plus longues que dans le cas de la première formule P_1 (d'un facteur 10^6).

On obtient ainsi, toujours pour le même noyau, $Z = 50$ avec $l = 4$ et $E = 100$ keV, $\tau = 3 \cdot 10^5$ sec.

Pour $E = 1$ MeV il faudrait un l de 6 à 8 unités, ce qui est très peu probable. On voit en même temps pourquoi on observe des transitions isomériques pour des énergies de 100 keV ou inférieures à 100 keV.

Mais il reste à expliquer pourquoi il peut apparaître de si grandes variations de moment cinétique entre niveaux très rapprochés. On est tenté en effet d'admettre que, par analogie avec ce que nous savons de la distribution des spins dans l'enveloppe électronique, des niveaux très rapprochés correspondent à de petites différences de moment cinétique. Mais il faut bien voir que ceci correspond au fait que dans le cortège électronique nous avons affaire à des champs coulombiens, dont la structure nécessite pour le terme fondamental un l assez petit. Or l'organisation du noyau se présente de manière toute différente.

Flügge a montré que, dans la mesure où on peut se représenter le noyau comme un gaz de Fermi, on obtient dans la série des nucléons des moments cinétiques pouvant atteindre des valeurs élevées, jusqu'à 6 ou 7. C'est là une indication en faveur de l'apparition de grandes différences de moments.

Ces tentatives d'explication, que nous venons de résumer brièvement, ne sont pas les seules.

Hebb et Uhlenbeck [10] ont cherché à calculer la probabilité de

l'ionisation pour une seule particule α se déplaçant dans le noyau, tandis que le reste du noyau est considéré comme une caisse de potentiel.

Koneyuma [11] essaye d'expliquer le rayonnement émis comme s'il provenait d'un « proton lumineux » porteur de tout le moment cinétique.

Ces théories, sans être rigoureuses, aboutissent à des ordres de grandeur corrects.

Mais la théorie du moment cinétique n'est peut-être pas la seule à invoquer pour comprendre l'isométrie. Nous allons dire quelques mots de suggestions tout à fait différentes présentées par divers auteurs et faisant intervenir les propriétés de symétrie des fonctions d'ondes, l'isométrie de position et enfin le modèle de la petite goutte.

a) *Isométrie et symétrie.* — On sait que la fonction d'onde d'un ensemble de particules identiques de spin $1/2$ (ici les nucléons du noyau) est antisymétrique par rapport aux coordonnées et aux spins. Dans le cas où l'interaction due aux spins est faible, on peut écrire la fonction d'onde soit la forme $\Psi = \Phi \cdot \varphi$,

Φ étant relative aux variables d'espace,

φ étant relative aux variables de spin.

Si on néglige en première approximation les interactions de spins, on aura deux séries de niveaux indépendants, entre lesquels aucune transition n'est possible : ceux pour lesquels Φ est symétrique et φ antisymétrique, et ceux pour lesquels Φ est antisymétrique et φ symétrique. Le grand succès de cette théorie réside dans l'explication des niveaux de l'atome d'hélium et de la molécule d'hydrogène. Mais si l'influence des spins n'est pas négligeable, les deux états différents de symétrie des fonctions d'espace ne sont plus indépendants et il y a des transitions possibles, comme cela a lieu, très faiblement d'ailleurs, entre les niveaux inférieurs de l'ortho- et du parahélium.

Les états isomériques seraient peut-être semblables aux états ortho- et para- bien connus de la molécule ou de l'atome ; mais, comme le fait remarquer Flügge [9], le développement récent des recherches sur la théorie du noyau fait intervenir de très fortes interactions spin-trajectoire, du même ordre que les interactions dépendant du seul spin ou de la seule position des particules. Pour l'instant, il ne semble

donc pas possible de bâtir une théorie quantitative à partir de ces interdictions dues à la symétrie.

b) *L'isomérisation de position.* — On sait que l'isomérisation moléculaire est due à un arrangement différent dans la disposition géométrique des atomes de la molécule. Est-il possible d'admettre que les noyaux pourraient avoir des configurations différentes également stables? Le noyau serait alors semblable à une sorte de cristal, ou tout au moins à un fluide dans lequel ne règnerait pas le désordre parfait d'un gaz. Si on cherche à estimer le temps de production d'une telle modification dans le noyau, on ne peut le faire qu'en estimant le temps nécessaire à un élément du noyau pour traverser le noyau avec sa vitesse moyenne. On obtient ainsi 10^{-20} sec, ce qui nous conduit très loin des ordres de grandeur attendus. Mais il nous reste une autre possibilité, dans le cadre du modèle de la goutte liquide.

LE MODÈLE DE LA GOUTTE LIQUIDE

a) En se plaçant d'abord à un point de vue statique, on peut chercher à donner au noyau, non une forme sphérique, mais une forme d'ellipsoïde de révolution allongé. Dans cette configuration, la surface croît, ainsi que la tension superficielle, et l'état devient énergétiquement moins favorable. Par contre la répulsion coulombienne des protons diminue, car dans la forme allongée, ils sont en moyenne plus éloignés l'un de l'autre. Il doit donc exister une forme énergétiquement plus favorable et cela dépend du rapport de l'énergie superficielle ($E_s = 4\pi\gamma R^2$) à l'énergie de coulomb $E_c = 3Z^2e^2/5R$.

$$\text{Ce rapport est } \lambda = \frac{E_s}{E_c} = \frac{20 M \gamma R^3}{3 Z^2 e^2}.$$

La discussion quantitative de ce problème montre que si $\lambda > 0,565$ la sphère est la seule forme stable et si $\lambda < 0,5$ il n'y a qu'une forme d'équilibre allongée.

Pour λ compris entre 0,5 et 0,565, il y a deux figures d'équilibre, séparées par une montagne de potentiel, et la transition d'un état à l'autre est peu probable, sauf peut-être par effet terminal si on prend les valeurs connues pour E_s et E_c .

Soit $E_s = 14 A^{2/3}$ MeV et $E_c = 0,56 Z^2 A^{-1/3}$ MeV; on a : $\lambda = 25 \frac{A}{Z^2}$.

On trouve alors que le domaine critique s'étend de $Z^2/A = 44$ à 50.

Or Z^2/A atteint la valeur maxima 36 pour ${}_{92}^{235}\text{U}$, par conséquent l'idée des noyaux allongés est insuffisante pour expliquer les phénomènes d'isométrie.

b) Si nous nous plaçons maintenant à un point de vue dynamique, l'état fondamental du noyau est toujours représenté par la forme sphérique au repos, mais l'état excité serait un état où la goutte devient le siège d'ondes stationnaires. Ces états d'énergie possibles peuvent alors se répartir en trois groupes. Pour l'excitation d'une rotation, il suffit d'une énergie très petite et la rotation a lieu si lentement que l'on peut pratiquement considérer le noyau comme un corps solide. On a vu dans l'étude de la théorie du moment cinétique que des états de cette espèce peuvent être métastables.

Les oscillations de dilatations ne sont pas du ressort de cette étude, car elles correspondent à des énergies beaucoup trop grandes.

Nous considérerons donc seulement les oscillations de déformation. Imaginons avec Flügge le noyau comme un fluide incompressible, de telle sorte qu'il faut fournir de l'énergie pour agrandir la surface du noyau. Les écarts de la surface à la forme sphérique sont alors décrits par une fonction sphérique :

$$r = R + \alpha_n P_n (\cos \theta),$$

où l'indice n donne le nombre des lignes nodales sur la surface. On calcule sur la base de l'hydrodynamique classique les fréquences propres d'oscillation et, par une méthode purement classique, l'énergie rayonnée à partir de la théorie de Maxwell. On obtient alors comme expression de la probabilité de transition :

$$P = f_n Z^2 \frac{e^2}{hc} \frac{E}{mc^2} \left(\frac{ER}{hc} \right)^{2(l-1)}$$

avec
$$f_n = 3(n+1)2^{2n} \frac{n!}{(2n+1)!^2}$$

On obtient ainsi une formule en accord avec celle du moment cinétique, mais, à la place du moment l , intervient le nombre quantique n , qui décrit la forme de la surface nucléaire.

D'une manière plus précise, Mr Berthelot [4] donne l'expression des probabilités de transition pour l'émission d'un rayonnement 2ⁿ polaire électrique P_e et 2ⁿ polaire magnétique P_m au moyen des fonctions $f_n^{(e)}$ et $f_n^{(m)}$:

$$f_n^{(e)} = 3(n+1) \frac{1}{(2n+1)!^2} \quad f_n^{(m)} = 3(2n+1) \frac{1}{(2n+3)!^2}$$

et on a approximativement $P_e(n) \sim P_m(n-1)$. En portant alors sur un diagramme énergie-période les résultats expérimentaux où la transition se fait sans conversion interne (In, Sc, Sr, Zn, Ag), on constate que 6 points se placent au voisinage de la droite $l=5$ (sur une droite parallèle avec période 4 fois plus petite), ce qui peut être considéré comme un cas satisfaisant.

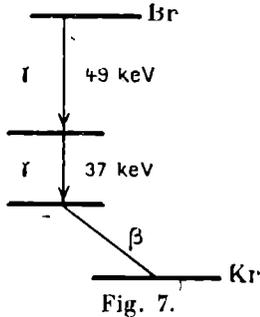


Fig. 7.

On peut considérer enfin comme des résultats en bon accord avec ceux de la petite goutte, ceux obtenus par Mr Berthelot pour expliquer le schéma de transition du brome 80. En admettant une émission octopolaire magnétique à 49 keV et une émission dipolaire magnétique à 37 keV, on obtient en effet un bon

accord avec les périodes expérimentales (fig. 7).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] FLEISCHMANN. *Zeit. f. Phys.*, **107** (1937), 203.
- [2] *Proc. Roy. Soc.*, **165** (1938), 830.
- [3] DODÉ et PONTECORVO. *C. R. Ac. Sc.*, **207** (1938), 287.
- [4] BERTHELOT. *Ann. de Phys.*, **16**, p. 249.
- [5] DE VAULT et LIBBY. *Phys. Rev.*, **56** (1939), p. 322.
- [6] HEITLER. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **32** (1936), 412.
- [7] HANSEN. *Phys. Rev.*, **47** (1935), 439.
- [8] DANCOFF et MORRISON. *Phys. Rev.*, **55** (1939), 422.
- [9] FLÜGGE. *Ann. de Phys.*, **39** (1941), 373.
- [10] HEBB et UHLENBECK. *Physica*, **5** (1938), 605.
- [11] KOYENUMA. *Zeit. f. Phys.*, **117** (1941), 352.

RÉUNION DU MARDI 4 MAI

LA CONVERSION INTERNE
DU POINT DE VUE EXPÉRIMENTAL

par Jean SURUGUE

Professeur à l'École de Physique et de Chimie Industrielles

Nous nous placerons dans cet exposé uniquement au point de vue de l'expérimentateur, et si nous aurons à faire appel à la théorie pour expliquer un certain nombre de phénomènes, nous nous contenterons d'utiliser les résultats des calculs, sans nous occuper aucunement de les justifier, puisque l'aspect théorique du phénomène de conversion interne sera examiné par ailleurs.

Nous rappellerons tout d'abord quelques faits très connus, au risque de répéter des banalités, mais l'examen des faits que l'on considère comme bien connus n'est pas toujours infructueux, et nous verrons que, parmi ceux qui seront mentionnés ici, quelques-uns appellent des réflexions qui ne sont peut-être pas sans prolongement.

L'étude des rayonnements électroniques des corps radioactifs naturels au moyen du champ magnétique a depuis longtemps mis en évidence l'existence, dans l'émission des particules légères, de corpuscules chargés négativement et se présentant expérimentalement d'une façon tout à fait différente.

Les uns constituent les rayons β primaires, caractérisés par un spectre continu d'énergie. Le début du spectre, difficile à étudier en raison d'un grand nombre de phénomènes gênants, absorption rapide, réflexion et diffusion des supports, se situe vers les énergies faibles, sinon nulles, et la fin du spectre, dont l'énergie varie beaucoup d'une transformation à l'autre, constitue une caractéristique de la transformation ; entre ces deux limites, la courbe de répartition est tout à fait

régulière et présente un maximum pour une énergie sensiblement égale au tiers de l'énergie maximum.

Il s'agit là d'un spectre simple, et l'aspect de la courbe de répartition est souvent perturbé par l'existence de spectres complexes, formés par la superposition d'émissions β conduisant à des niveaux d'énergie différents du noyau formé.

Les corpuscules qui interviennent là sont des électrons négatifs, mais la discussion serrée des expériences semble ne pas permettre d'exclure la possibilité d'existence d'autres particules.

Les autres corpuscules négatifs émis présentent un tout autre caractère, du point de vue de la répartition d'énergie. Ils forment en effet une série discontinue de groupes monocinétiques. Ce sont des électrons arrachés au cortège électronique de l'atome transformé, qui sont dits électrons secondaires, et dont l'émission constitue le phénomène de conversion interne.

Le noyau laissé par la désintégration dans un état excité émet le plus souvent un ou plusieurs photons pour libérer l'excès d'énergie qui le sépare de l'état fondamental, mais il existe une certaine probabilité pour que cette énergie soit transmise directement à l'un des électrons de l'atome, probabilité qui décroît à mesure que l'on considère des électrons de plus en plus éloignés du noyau. Il s'ensuit qu'à chacun des rayonnements γ émis par le noyau correspondent une série de groupes d'électrons arrachés aux différentes couches de l'atome transformé; l'énergie de chacun de ces groupes est égale à l'énergie du photon diminuée de l'énergie de liaison de la couche correspondante, soit: $h\nu - E_K$, $h\nu - E_{L_1}$, etc., dans le sens des énergies croissantes.

L'intensité de ces différents groupes, pour un même rayonnement γ , est décroissante dans l'ordre donné, c'est-à-dire à mesure que leur énergie augmente.

Le principe de l'analyse d'un spectre est donc de déterminer les groupes associés à un même photon, en cherchant les différences d'énergie égales aux différences d'énergies de liaison E_K , E_{L_1} , etc. et vérifiant que les intensités suivent bien la progression normale.

C'est là souvent un travail que viennent compliquer la juxtaposition des rayonnements γ consécutifs à une même transformation, et la superposition des rayonnements émis par les divers noyaux successifs.

L'interprétation des spectres très riches en raies laisse donc place à quelque incertitude, spécialement dans le cas des raies de faible intensité.

Il est évident que la première utilisation du phénomène de conversion interne a été précisément la détermination de l'énergie des photons, puisqu'on est à même d'obtenir une précision très bonne, de l'ordre de $1/1\ 000$, sur l'énergie des électrons secondaires. C'est encore là d'ailleurs une des applications les plus intéressantes, cette méthode précisant en général les résultats obtenus par d'autres voies.

Dans l'ordre d'idées des déterminations d'énergie, on peut dire qu'aucune difficulté grave ne se présente, mais il peut être néanmoins utile de rappeler le phénomène suivant, bien qu'il n'intéresse pas directement les questions d'interaction entre le noyau et son cortège électronique.

Par suite du départ d'électrons arrachés aux différentes couches du cortège, et aussi du changement de charge du noyau, l'atome se trouve dans un état excité et donne lieu à l'émission des rayons X caractéristiques de l'atome formé. Ces rayons X à leur tour produisent des photoélectrons, qui, extérieurement, se présentent de la même façon que les électrons de conversion interne, sous forme de raies monochromatiques. On peut donc remonter à l'énergie des photons, $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$, mesurables par ailleurs directement par diffraction cristalline. Les nombres obtenus varient naturellement d'un auteur à l'autre, mais il est remarquable que si l'on fait la différence de ces énergies, on trouve une valeur constante, de 2,3 ekV par spectrographie électromagnétique, et 3,0 par spectrographie corpusculaire [1]. Il s'agit là des corps C, c'est-à-dire de numéro atomique $Z = 83$, pour lesquels les observations sont particulièrement nombreuses. Il est vraisemblable que ce n'est pas un effet du hasard et qu'une étude systématique des rayons mous serait nécessaire pour rendre compte de la raison de cette anomalie¹.

Nous allons maintenant examiner la question de l'intensité, qui ne se présente pas du tout d'une manière aussi simple.

Il intervient là ce qu'on a appelé le coefficient de conversion interne, défini tout d'abord comme le rapport de probabilité d'extraction d'un

1. Mr Valadarès donne plus loin une explication possible de cette divergence.

électron et d'excitation du noyau, le phénomène étant alors envisagé comme un effet photoélectrique interne, d'où vient le nom du phénomène. La conception actuelle est celle d'un transfert direct d'énergie du noyau à l'électron et le coefficient de conversion interne est maintenant généralement défini comme le rapport des probabilités d'extraction d'un électron et d'émission d'un photon. On coupe court à toute ambiguïté en parlant du rapport $\frac{N_e}{N_\gamma}$ sans utiliser le terme un peu impropre de coefficient de conversion interne. Le coefficient de conversion interne global est la somme des coefficients relatifs aux diverses couches, ce que nous écrirons : $\alpha = \alpha_K + \alpha_{L_I} + \dots$. Pour l'expérimentateur, ce sont généralement les différents coefficients partiels qui interviennent, puisque la mesure donne les valeurs, relatives ou absolues, des intensités des électrons correspondant à un même photon et provenant des différentes couches, notamment α_K et $\alpha_L = \alpha_{L_I} + \alpha_{L_{II}} + \alpha_{L_{III}}$.

Il est clair que tant que le phénomène est de faible intensité, ce qui est le cas général en radioactivité naturelle où il s'agit de rapports de l'ordre de 1/100, la différence est insignifiante au point de vue numérique. Il n'en est pas de même lorsque l'on considère des noyaux plus légers, pour lesquels l'extraction d'électrons devient le phénomène important et même prépondérant, comme dans le cas des isomères, où le coefficient de conversion interne peut devenir considérablement plus grand que 1.

Le coefficient de conversion interne est, pour un noyau déterminé, fonction de plusieurs variables, dont chacune présente de l'intérêt pour mener à bien une discussion complète des résultats expérimentaux.

Le coefficient de conversion interne décroît régulièrement à mesure que l'énergie augmente, toutes choses étant égales d'ailleurs, et cela d'autant plus vite que l'on considère des couches électroniques plus éloignées du noyau, c'est-à-dire que les rapports tels que $\frac{\alpha_L}{\alpha_K}$ diminuent.

Ce qui constitue le facteur prédominant dans la variation des coefficients de conversion interne, est le changement de moment angulaire lié à la transition considérée. Il n'est pas utile d'y insister, puisque ce doit être là un des points à souligner dans la présentation qui suivra, de l'aspect théorique du phénomène.

Retenons seulement que α augmente beaucoup à mesure que l'on

considère des variations plus grandes de moment angulaire, donc des rayonnements multipolaires d'ordre plus élevé, et plus vite pour les électrons plus extérieurs, c'est-à-dire que les rapports tels que $\frac{\alpha_L}{\alpha_K}$ augmentent en même temps que la variation de moment angulaire.

On a fait les calculs théoriques en assimilant le rayonnement du noyau à celui d'un multipôle électrique ou magnétique ; de sorte que, pour une énergie donnée, un certain nombre de possibilités se présentent. Une fois déterminée l'énergie d'un photon par spectrographie des électrons secondaires, la connaissance de l'intensité de ces derniers est donc insuffisante pour qu'on en déduise celle du photon sans faire appel à d'autres considérations. Rien a priori ne permet en effet de fixer le degré de symétrie du rayonnement, lié à la variation de moment angulaire de la transition (1 pour un rayonnement de dipôle, 2 ou 0 pour un rayonnement de quadripôle) et une grande partie du problème consiste à résoudre cette question, qui n'est pas liée qu'aux questions d'intensité, mais permet aussi de déterminer le spin des niveaux excités du noyau.

Si une transition se produit avec une variation de moment angulaire L , les rayonnements électro-magnétiques émis ont des ordres de symétrie $2l$, avec $l \geq L$, leur intensité étant proportionnelle à $\left(\frac{2\pi R}{\Lambda}\right)^{2l}$, c'est-à-dire qu'elle décroît très rapidement quand l augmente, puisque Λ est beaucoup plus grand que R , rayon du noyau. Les rayonnements d'ordre de multiplicité élevé ne sont donc accessibles que si ceux d'ordre plus petit sont interdits. Les valeurs possibles de l sont comprises entre $J - J'$ et $J + J'$, J et J' étant les moments angulaires initial et final, et les considérations de parité fixent des limites différentes pour les valeurs de l correspondant aux rayonnements de multipôles électrique et magnétique.

Malheureusement, les déterminations directes du coefficient de conversion interne ont conduit à adopter un coefficient empirique, dont la variation avec l'énergie est représentable par une courbe qui se rapproche aux faibles énergies de celle d'un multipôle magnétique (particulièrement pour $h\nu < 400$ eV) et d'un multipôle électrique aux énergies plus grandes. L'expérience a montré que les rayonnements dipolaires sont rares, alors que la théorie fournit une probabilité

de beaucoup supérieure à celle des quadripolaires. En général, les rayonnements qui interviennent sont quadripolaires, et peuvent même être d'un ordre plus élevé, ce qui implique donc l'interdiction des rayonnements d'ordre inférieur.

S'il est possible d'atteindre par un autre moyen l'intensité des photons, c'est-à-dire d'avoir une idée au moins approximative du coefficient de conversion interne, la question du choix est vite tranchée, puisque la variation est assez grande d'une nature à l'autre de rayonnement. On peut aussi se servir des rapports d'intensité des raies de conversion K et L, rapports qui ont été calculés dans certains cas par Hebb et Nelson, en fonction de la variation du moment angulaire.

Dans tous les cas où ces simples considérations ne sont pas suffisantes, il est nécessaire de faire le plus possible de recoupements avec les autres méthodes d'étude des rayons γ , absorption, effet photoélectrique, effet Compton, structure fine des rayons α . En particulier, il y a lieu de construire des schémas de transitions et des schémas de niveaux d'excitation devant constituer des ensembles cohérents au point de vue des énergies, des intensités et des changements de moment angulaire. C'est un travail qui peut être assez long, mais l'examen de toutes les conditions qui doivent être remplies laisse une assez faible incertitude sur le résultat final, même dans les cas complexes.

Au total, la confrontation de l'expérience avec la théorie, si elle peut être assez généralement considérée comme satisfaisante, laisse subsister quelques difficultés, que nous allons examiner maintenant, et que je me permettrai de présenter comme autant de questions à soumettre aux théoriciens.

Tout d'abord, la part variable du multipôle magnétique dans le rayonnement est assez difficile à saisir et on comprend mal comment une telle contribution peut être une fonction régulièrement décroissante de l'énergie. Le fait est en tous cas que les courbes de coefficient empirique concordent bien avec de nombreux résultats expérimentaux, dont s'écartent notablement les courbes théoriques; le calcul ne permet pas, je crois, de prévoir une telle courbe.

En second lieu, quelques mesures d'intensité, du reste pas très précises, effectuées parallèlement par spectrographie magnétique et

par diffraction cristalline, ont montré des écarts très grands avec ces courbes empiriques, aussi bien d'ailleurs qu'avec les nombres calculés pour des multipôles électriques ou magnétiques. Il s'agit là des coefficients de conversion interne anormalement élevés et anormalement faibles, rencontrés en radioactivité naturelle [2].

Les coefficients de conversion interne très supérieurs aux valeurs courantes ne soulèvent pas d'objections théoriques, puisqu'ils peuvent être considérés comme liés à des degrés élevés de multiplicité de rayonnement, alors que l'émission de rayonnements de degré plus réduit peut être optiquement interdite. La rencontre de tels cas n'est pas très fréquente dans l'étude des noyaux lourds, où ils constituent une anomalie, mais le phénomène d'isométrie nous y a habitués et l'explication en semble satisfaisante.

On rencontre quelques cas de conversion interne très grande, sinon totale, dans les trois familles radioactives naturelles : 1,415 MeV de $\text{RaC} \rightarrow \text{RaC}'$, de numéro atomique 84 et de nombre de masse 214 ; 40 ekV de $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}''$, $Z = 81$ et $A = 208$; 149 ekV, 61 ekV et 53 ekV de $\text{RdAC} \rightarrow \text{AcX}$, $Z = 88$ et $A = 223$; 116 ekV de $\text{AcX} \rightarrow \text{An}$, $Z = 86$ et $A = 219$.

Le phénomène inverse, de conversion interne anormalement faible, paraît beaucoup plus embarrassant. Les mesures mentionnées à l'instant ont montré dans la famille de l'actinium un rayonnement γ de 50 ekV de grande intensité et ne donnant qu'une conversion très faible, de l'ordre de $7 \cdot 10^{-4}$ dans le niveau L_1 , alors que la valeur normale serait 200 à 300 fois plus grande.

Il correspond à la transformation $\text{RdAC} \rightarrow \text{AcX}$ et il a été particulièrement étudié, parce qu'il s'agit d'un domaine d'énergie où le phénomène de conversion interne présente une bonne intensité [3]. Il paraît constituer une véritable discontinuité, car il est entouré de rayonnements assez voisins, pour lesquels rien n'existe de pareil (48 et 53 ekV).

De même, quoique moins nettement, des rayonnements γ très mous de la transformation $\text{RaD} \rightarrow \text{RaE}$ (moins de 40 ekV) semblent présenter un phénomène analogue ; ici $Z = 83$ et $A = 210$ [4]. Dans les deux cas, il s'agit de rayonnements de faible énergie, pour lesquels la conversion interne devrait être importante, et cette anomalie est certainement beaucoup plus difficile à interpréter que la précédente. Peut-être le mécanisme d'un tel phénomène est-il à chercher dans le cortège lui-

même, en faisant intervenir une sorte de résonance. Cette hypothèse n'est pas invraisemblable, en raison de l'ordre de grandeur de l'énergie en jeu. Il est certain que l'étude des rayons γ dans le domaine d'énergie des liaisons entre le noyau et le cortège devrait apporter beaucoup d'informations intéressantes, les mesures étant jusqu'ici très peu nombreuses.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. ARNOULT. *Ann. de Physique*, **3**, p. 1 (1939).
- [2] M. FRILLEY, J. SURUGUE et S. T. TSIEN, *Journ. de Phys.*, **12**, p. 350 (1946).
- [3] T. T. OUANG et J. SURUGUE, *C. R.*, **218**, p. 594 (1944).
- [4] S. T. TSIEN et C. MARTY, *C. R.*, **220**, p. 688 (1945).

DISCUSSION

par Mr VALADARES

Mr-Surugue a attiré l'attention sur la divergence existant entre les énergies trouvées pour les photons par l'intermédiaire des électrons secondaires, dus à l'effet Auger, et les énergies des raies du spectre X correspondantes. Je pense qu'on pourrait essayer d'expliquer cette divergence énergétique de la façon suivante :

On peut supposer l'effet Auger décomposé en deux phases : D'abord, dans l'atome ionisé dans la couche K (c'est le cas qui nous intéresse ici), il y a passage d'un électron de la couche L_{ii} , par exemple, vers K libérant ainsi une énergie $W_K - W_{L_{ii}}$, où W est le travail d'extraction de l'électron de la couche indiquée par l'indice ; ensuite, l'énergie libérée dans ce passage sert à expulser un électron, en général d'une autre couche (par exemple L_i) qui aura une énergie E donnée par l'expression :

$$E = W_K - W_{L_{ii}} - \Delta W,$$

où ΔW représente la différence du travail d'extraction d'un électron de la couche L_i lorsque l'atome est neutre et lorsqu'il est ionisé (cas de l'effet Auger). Or ΔW doit être une fonction, soit de l'électron expulsé, soit de celui qui s'est déplacé vers la couche K.

Considérons le cas concret des passages de L_{ii} et L_{iii} vers K. Si les énergies mises en jeu sont émises sous la forme photonique, on aura des photons d'énergie $W_K - W_{L_{ii}}$ et $W_K - W_{L_{iii}}$, correspondant respectivement aux raies $K\alpha_2$ et $K\alpha_1$ du spectre de rayons X. Par contre, si les énergies servent à expulser des électrons de la couche L_i , il semble légitime d'admettre que le terme correctif $\Delta W_{L_{ii}}$ est plus grand que $\Delta W_{L_{iii}}$; en effet, l'absence d'un électron de L_{ii} doit influencer davantage le travail d'extraction W_{L_i} que l'absence de l'électron de L_{iii} . On aura ainsi deux électrons secondaires, dont les énergies seront respectivement :

$$\begin{aligned} E_1 &= W_K - W_{L_{ii}} - W_{L_i} - \Delta W_{L_{ii}}, \\ E_2 &= W_K - W_{L_{iii}} - W_{L_i} - \Delta W_{L_{iii}}. \end{aligned}$$

Par conséquent, on doit conclure que la différence

$$E_2 - E_1 = (W_{L_{II}}^* - W_{L_{III}}) + (\Delta W_{L_{II}} - \Delta W_{L_{III}})$$

doit être plus grande que :

$$K\alpha_1 - K\alpha_2 = W_{L_{II}} - W_{L_{III}} ,$$

D'autre part, pour que ce raisonnement puisse être accepté, il faut que la différence énergétique entre E_1 et $K\alpha_2$ soit plus grande qu'entre E_2 et $K\alpha_1$, ce qui est bien le cas.

Il semble, par conséquent, que cette interprétation pourra constituer une hypothèse de travail que l'accumulation de nouveaux résultats expérimentaux et les calculs théoriques de ΔW permettront de confirmer ou d'infirmer.

THÉORIE DE LA CONVERSION INTERNE

par Jean RATIER

Attaché de recherches à l'Institut du Radium.

INTRODUCTION

Le phénomène de la conversion interne fait intervenir une interaction entre noyau et électron de nature purement électromagnétique. Le mot de conversion n'est plus d'ailleurs très bien approprié à la conception moderne du phénomène, les agents d'interaction n'étant pas des photons réels, mais des photons virtuels.

Considérons un noyau, dans un état excité. Il émet, normalement, un rayonnement γ dans sa transition à l'état stable. Seulement, la présence du cortège électronique va induire des transitions nucléaires supplémentaires par interactions directes entre électrons et noyau, considéré comme ensemble de charges ponctuelles oscillantes, et par conséquent accélérer la désactivation du noyau. Le transport d'énergie nucléaire sur les électrons se manifestera par l'expulsion de ces électrons hors de l'atome. Celui-ci émettra ensuite, dans le réarrangement des couches électroniques, un rayonnement X caractéristique de l'électron éjecté. Mais ce phénomène est indépendant (au moins en première approximation) du rayonnement γ . Le nombre de photons sortant sera considéré comme étant le même, qu'il y ait ou non conversion.

Il n'est, en fait, certainement pas le même, la présence du cortège perturbant l'émission des γ et diminuant leur nombre, comme le

montre la comparaison des résultats actuels de l'expérience et de la théorie.

On conçoit alors aisément qu'un noyau entouré de ses électrons aura une période d'autant plus courte qu'il sera moins ionisé ; plus il sera ionisé, plus il tendra vers la stabilité.

CONSIDÉRATIONS QUALITATIVES

Soit N_q, N_K, N_L, \dots la probabilité d'émission des γ et celles des électrons K, L, Nous appellerons $\lambda_K = \frac{N_K}{N_q}, \lambda_L = \frac{N_L}{N_q}, \dots$ les rapports de conversions, quantités que donne directement l'expérience. On appelle coefficients de conversion les quantités (toujours ≤ 1) $C_K = \frac{N_K}{N_q + N_K}, \dots$ qui se déduisent immédiatement des λ_K, \dots

Soient N et τ respectivement les probabilité et période totales de a désintégration, nous avons :

$$N = N_q + N_K + N_L + N_M + \dots$$

$$\text{et} \quad \tau = \tau_q \left(\frac{1}{1 + \lambda_K + \lambda_L + \dots} \right), \quad \frac{\tau_q - \tau}{\tau_q} = \frac{\lambda_K + \lambda_L + \dots}{1 + \lambda_K + \lambda_L + \dots}$$

τ_q étant la période du noyau nu.

Mais la théorie obligeant à distinguer les grandeurs électromagnétiques de nature électrique et magnétique, et par conséquent les électrons expulsés « électriques » et « magnétiques » (distinction qu'ignore l'expérience), les λ ne seront pas directement connus, car par exemple

$$\lambda_K = \frac{N_K}{N_q} = \frac{N_q^{\text{el}} + N_K^{\text{mag}}}{N_q^{\text{el}} + N_q^{\text{mag}}} = \frac{\mu \alpha_K + \beta_K}{\mu + 1} \text{ où } \mu = \frac{N_q^{\text{el}}}{N_q^{\text{mag}}}$$

se déduira difficilement de la connaissance théorique de

$$\alpha_K = \frac{N_K^{\text{el}}}{N_q^{\text{el}}} \quad \text{et} \quad \beta_K = \frac{N_K^{\text{mag}}}{N_q^{\text{mag}}}$$

la forme analytique des N_q (qui s'élimine dans α et β) n'étant pas connue puisqu'elle contient les fonctions d'ondes nucléaires.

On pourra, alors, soit comparer directement la courbe expérimentale avec les courbes des rapports électriques et magnétiques construites séparément, soit calculer $\frac{N_q^{el}}{N_q^m} = \mu$ en donnant à priori au noyau une structure énergétique simple (par exemple trou de potentiel). Ce calcul fait par Fisk¹ montre que $\mu \gg 1$ ($\sim 4\,000$) au moins pour les ordres polaires peu élevés du rayonnement nucléaire.

Nous traiterons le problème dans le cas général où la polarité du rayonnement γ est un nombre entier quelconque, que nous appellerons l .

Nous donnerons d'abord quelques résultats qualitatifs bien connus :

1) Décroissance rapide du rapport de conversion quand l'énergie de la transition nucléaire augmente.

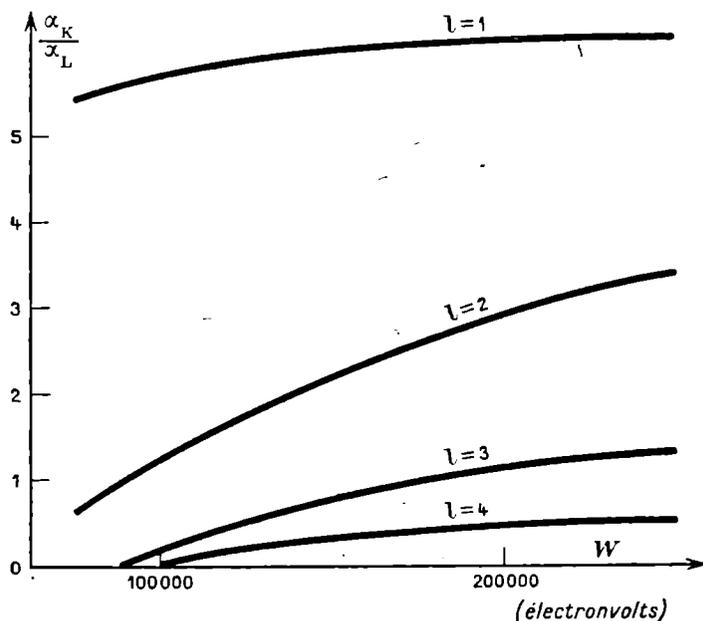


Fig. 4. — Variation du rapport $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ pour $Z = 50$.

1. Fisk et Taylor. *Proc. Royal Society*, **146** (1934), p. 178.

2) Augmentation du rapport de conversion avec l'ordre polaire (plus un rayonnement est interdit, plus il est converti).

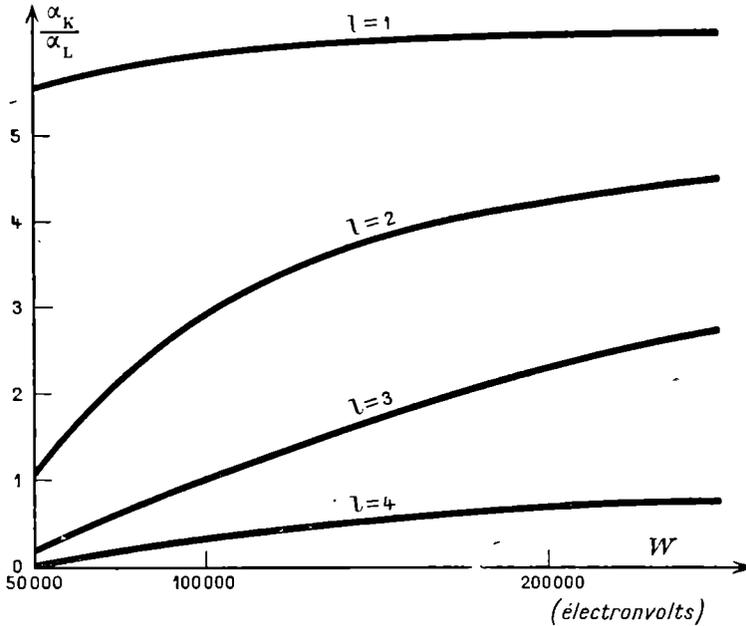


Fig. 2. — Variation du rapport $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ pour $Z = 70$.

3) Croissance avec l'énergie des rapports $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$, les électrons L prenant d'autant plus d'importance par rapport aux K que l et Z sont élevés.

On constate que, contrairement aux rapports $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$, les rapports $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ décroissent quand l'énergie augmente (sauf la courbe correspondant à $l = 1$ qui croît légèrement).

D'autre part les ordres polaires sont inversés par rapport aux $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ (rapports $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ d'autant plus grands que l est grand). Excepté quelques valeurs, la conversion M a d'autant plus d'importance que Z est élevé.

L'intervalle de variation des $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ est environ (2 — 10).

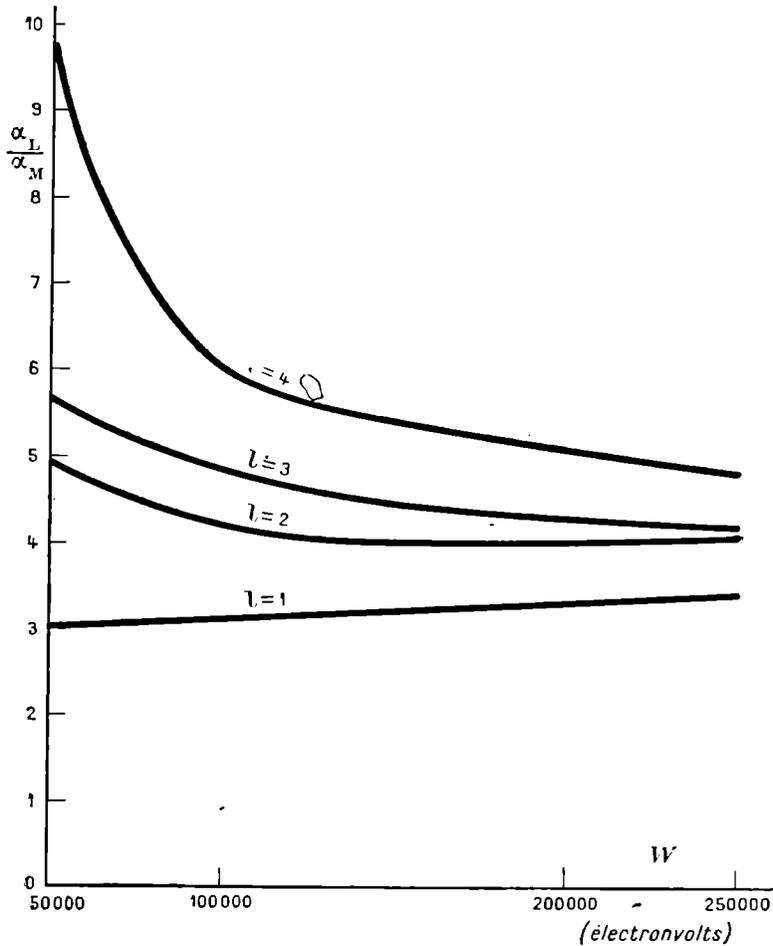


Fig. 3. — Variation du rapport $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ pour $Z = 50$.

4) Remarquons enfin que, pour les faibles énergies et les Z et l élevés, le nombre des électrons L émis peut l'emporter sur les K . Dans l'intervalle d'énergie que nous avons envisagé, cela ne se produit pas dans la comparaison L , M .

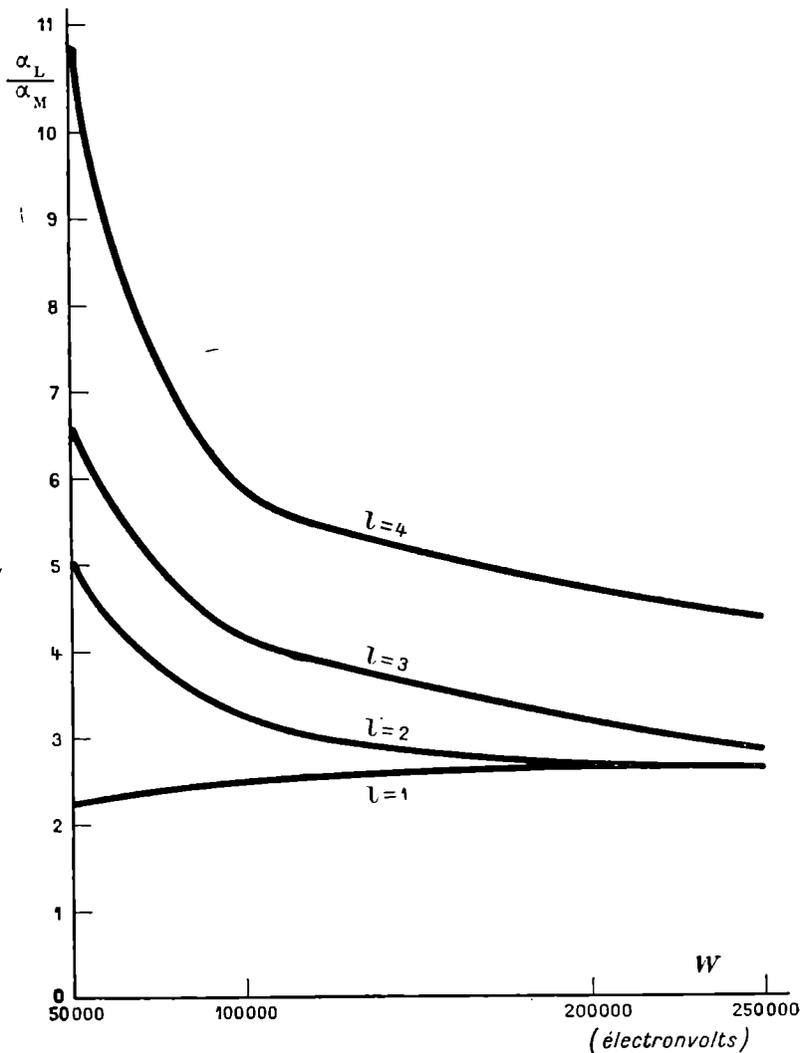


Fig. 4. — Variation du rapport $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ pour $Z = 70$.

ÉTABLISSEMENT DES FORMULES GÉNÉRALES

Le phénomène sera très simplement représenté par application de la formule de Wentzel, qui exprimera la transition à un état final libre, sous l'influence de l'énergie $e(\varphi + \vec{\alpha}\vec{A})$ libérée par le noyau, d'un élec-

tron lié à l'atome; l'électron dans l'état final doit emporter la variation l du moment angulaire nucléaire, pour satisfaire à la loi de conservation.

Soient J et J' les moments angulaires totaux caractérisant les niveaux initial et final du noyau, nous aurons $J' - J = L$, L longueur du moment angulaire du photon.

En appelant l le nombre quantique associé à L , j et j' les nombres quantiques associés à J et J' , on écrira la conservation quantique du moment angulaire :

$$|j - j'| \leq l \leq |j + j'|.$$

Une inégalité analogue donnera la conservation du moment angulaire de tout le système. Si on appelle l'' le moment de l'électron sur sa couche, et l' son moment après l'expulsion on aura :

$$|l - l''| \leq l' \leq |l + l''|.$$

Seulement cette formule ne tient pas compte de la parité des fonctions à intégrer, caractère qui introduit une sélection plus restrictive. Ce fait fera disparaître les éléments de matrice correspondant aux valeurs de $l'' = |l + l' - 1|, |l + l' - 3|, \text{etc.}$

Il est facile de voir que le nombre l détermine la polarité de la radiation (moment angulaire du photon γ).

Un potentiel scalaire créé par le noyau peut toujours s'écrire :

$$\Phi(\vec{R}) = \sum_{\lambda, m} C_{\lambda, m} Y_{\lambda}^m(\theta, \varphi) f_{\lambda}(kR) (k)^{\lambda + 2n} \int_{\text{noy}} \rho \sum_n a_n r^{\lambda + 2n} Y_{\lambda}^m(\theta_1, \varphi_1)$$

R, θ, φ coordonnées du point d'observation,

r, θ_1, φ_1 coordonnées d'un point du noyau; λ est indéterminé.

Si $u_a(r) Y_j$ représente l'état initial du noyau,

et si $u_b(r) Y_{j+l}$ représente l'état final du noyau, alors,

$$\rho = u_a(r) u_b^*(r) Y_j Y_{j+l}^*.$$

La combinaison des fonctions de Laplace Y montre que tous les termes de la série sont nuls, sauf si $\lambda \geq l$.

Ce premier terme non nul détermine la polarité $\lambda = l$; les termes $l + 2, \dots, 2j + l$ sont également possibles, mais donnent une intensité de rayonnement très rapidement décroissante.

Nous exprimerons les énergies en mc^2 et les impulsions en $\frac{mc}{h}$; dans ces conditions, si ν est la fréquence des γ , $h\nu = w =$ énergie des γ .

Le bilan énergétique s'écrira $w = \frac{1}{2} \left(p^2 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} \right)$, n numéro de la couche, p impulsion de l'électron dans l'état final.

Les ondes ayant pour origine le noyau quasi ponctuel, nous utiliserons des potentiels sous forme de fonctions sphériques.

En se basant sur la forme bien connue du vecteur hertzien, on déduit un potentiel vecteur électrique \vec{A} polaire dont les composantes s'expriment (voir Heitler, *Proc. Camb. Ph. S.*, 1936, I):

$$a_{l,m}^{(1)} a_z^{(1)} = A_z^{(1)} = e^{-i\omega t} a_{l,m}^{(1)} \left[\left(\frac{l+1}{l} \right)^{1/2} \left[\frac{l^2 - m^2}{(2l+1)(2l-1)} \right]^{1/2} Y_{l-1}^m f_{l-1}(kr) + \left[\frac{l}{(l+1)(2l+3)(2l+1)} \right]^{1/2} Y_{l+1}^m f_{l+1}(kr) \right]$$

$$A_+^{(1)} = (A_x' + iA_y') = e^{-i\omega t} a_{l,m}^{(1)} \left[\left(\frac{l+1}{l} \frac{(l-m)(l-m-1)}{(2l+1)(2l-1)} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{m+1} f_{l-1} + \left(\frac{l}{(l+1)} \frac{(l+m+1)(l+m+2)}{(2l+3)(2l+1)} \right)^{1/2} Y_{l+1}^{m+1} f_{l+1} \right]$$

$$A_-^{(1)} = (A_x' - iA_y') = e^{-i\omega t} a_{l,m}^{(1)} \left[\left(\frac{l+1}{l} \frac{(l+m)(l+m+1)}{(2l+1)(2l-1)} \right)^{1/2} Y_{l-1}^{m-1} f_{l-1} + \left(\frac{l}{(l+1)} \frac{(l-m+1)(l-m+2)}{(2l+3)(2l+1)} \right)^{1/2} Y_{l-1}^{m-1} f_{l+1} \right]$$

on déduit \vec{E} et \vec{H} par les formules classiques

$a_{l,m}^{(1)}$ est une constante,

$$f_{l-1}(kr) = \frac{H_l^{(2)}}{(kr)^{1/2}} = \frac{1}{(kr)^{1/2}} [J_{l+1/2}(kr) + i(-1)^{l+1} J_{-l-1/2}(kr)]$$

d'après la condition de rayonnement divergent.

Si le noyau est assimilable à un petit aimant, il existe aussi un potentiel magnétique, qu'on obtient en remplaçant \vec{E} par $-\vec{H}$ et \vec{H} par \vec{E} . Cette méthode est équivalente à celle employée par Hansen²

2. Hansen. *Phys. Rev.*, **47** (1935), p. 139.

selon laquelle on prend :

$$\begin{cases} \vec{A}^{(1)} = k \operatorname{rot} (\vec{r} \Phi_{l, m}) = -\frac{1}{k} \operatorname{rot} A^{(2)} \\ \vec{A}^{(2)} = \left(-\frac{1}{k}\right) \operatorname{rot} \vec{A}^{(1)} \end{cases}$$

Φ étant solution de $\Delta\Phi + k^2\Phi = 0$ $\Phi = \sum_{l, m} \Phi_{l, m}$.

On obtient ainsi pour le potentiel 2^o polaire magnétique :

$$\begin{aligned} A_z^{(2)} &= e^{-i\omega r} a_{l, m}^{(2)} \frac{m}{[l(l+1)]^{1/2}} Y_l^m f_l = a_{l, m}^{(2)} \mathfrak{h}_z^{(2)} \\ A_+^{(2)} &= e^{-i\omega r} a_{l, m}^{(2)} \left[\frac{(l-m)(l+m+1)}{l(l+1)} \right]^{1/2} Y_l^{m+1} f_l \\ A_-^{(2)} &= e^{-i\omega r} a_{l, m}^{(2)} \left[\frac{(l+m)(l-m+1)}{l(l+1)} \right]^{1/2} Y_l^{m-1} f_l. \end{aligned}$$

Les coordonnées de ces A se rapportent à un point extérieur au noyau, soit $A(z)$. Nous appellerons (1) un point de la source.

Nous avons alors le potentiel total :

$$A_{l, m} = \frac{1}{ck} \sum_s a_{l, m}^{(s)} \mathfrak{h}_{l, m}^{(s)}(z) \quad s = 1, 2.$$

avec $a_{l, m}^{(s)} = \int_{\text{noyau}} \mathfrak{h}_0^{(s)}(\mathbf{1}) i(\mathbf{1}) d\tau_1, \quad \vec{\mathbf{1}} = \varphi_a^* \vec{\alpha} \varphi_b$

où φ sont les fonctions nucléaires, et où $\mathfrak{h}(\mathbf{1})$ a la même forme que $\mathfrak{h}(\mathbf{2})$, à la différence que les fonctions de Hankel sont remplacées par des fonctions de Bessel (condition d'évanouissement à l'origine).

On peut alors calculer aisément le nombre de quanta émis par seconde par le noyau dans tout l'espace ;

pour le 2^e pôle électrique il vaut $\frac{[a_{l, m}^{(1)}]^2}{\pi^2 W} = N_q^{\text{él.}}$

— magnétique — $\frac{[a_{l, m}^{(2)}]^2}{\pi^2 W} = N_q^{\text{magn.}}$

Nous rappellerons qu'avec nos unités $W = k$.

ÉTUDE DE LA CONVERSION ÉLECTRIQUE

Nous traiterons la conversion électrique dans le cas non relativiste, la fonction scalaire donnant la plus importante contribution au phénomène ($\alpha \sim \frac{v}{c}$):

$$H = e\varphi' + (\vec{\alpha} \vec{A}')$$

ou, en utilisant une transformation de jauge :

$$\begin{aligned} \varphi' &= \frac{1}{c} \frac{\partial \lambda}{\partial t}, \\ A' &= A^{(1)} + \text{grad } \lambda. \end{aligned}$$

Nous pouvons prendre pour A' le vecteur simplement déduit de $\frac{e^{ikr}}{r}$ par $l-1$ dérivations $A'_z \sim \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)^{l-1} \left(\frac{e^{ikr}}{r}\right)$ (ce vecteur n'étant pas un pur 2^e pôle électrique).

Aux très petites distances $A' (\sim r^{-l})$ est négligeable devant $A^{(1)} (\sim r^{-l-2})$; on peut donc prendre $A^{(1)} \sim \text{grad } \lambda$, ce qui détermine λ . On voit que λ peut alors être pris égal à

$$\lambda = \frac{1}{k} a_{l,m}^{(1)} \left(\frac{l}{l+1}\right)^{1/2} Y_l^m f(kr) e^{-i\omega t},$$

dont le terme principal sera :

$$a_{l,m}^{(1)} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{(2l)!}{2^{2l} l!} \frac{k^{-l-1}}{k} r^{-l-1} e^{-i\omega t}$$

Les termes d'ordre supérieur seront multipliés par $\frac{w^2}{\gamma^2 + p^2}$, au moins, qui est $\sim \frac{v^2}{4c^2} \ll 1$ (si $n^2 \ll 1$).

On doit naturellement toujours utiliser des potentiels réels $\frac{1}{2}(A + A^*)$, $\frac{1}{2}(\lambda + \lambda^*)$, mais dans l'intégration par rapport au temps, le terme conjugué donne une contribution beaucoup plus faible.

Nous obtenons ainsi avec $H = \frac{1}{c} \frac{\partial \lambda}{\partial t}$:

$$\frac{N_l}{N_q^{el}} = \alpha_n = \frac{1}{N_q^{el}} \frac{2\pi}{h} \left| \int \Psi_l^* H \Psi_n \right|^2 \quad n = \text{numéro de la couche}$$

$$\text{ou } \alpha_n = 2\pi\alpha \frac{l}{l+1} \left(\frac{2l!}{2^l l!} \right)^2 w^{-2l-1} \left| \int \Psi_f^* \Psi_n Y_l^m r^{-l-1} dp \right|^2,$$

formule obtenue par Hebb et Nelson³.

Pour l'état final de l'électron nous prenons :

$$\Psi_f = Y_l^m \frac{\Gamma(l+1+in)}{(2l+1)!} 2p^{1/2} e^{\frac{\pi n}{2}} (2pr)^l e^{-ipr} F(l+1+in, 2l+2, 2ipr),$$

qui est normalisée dans un intervalle d'énergie unité (nous avons posé

$$n = \frac{\alpha Z}{p} \frac{\gamma}{p}.$$

Pour la couche K

$$\Psi_n = \left(\frac{\gamma^3}{\pi} \right)^{1/2} e^{-\gamma r}.$$

En utilisant la définition sous forme d'intégrale réelle de la fonction hypergéométrique, nous obtenons :

$$\alpha_K = 16\alpha\gamma^3 \frac{l}{l+1} \frac{1}{l!(2l+1)^2} \left| \Gamma(l+1+in) \right|^2 \left(\frac{p}{w} \right)^{2l+1} e^{\pi n} \left| \frac{1}{\rho_1^2} F_2^l \right|^2$$

avec
$$\rho_1 = \gamma + ip \left(\frac{2ip}{\rho_1} = \frac{2}{1-in} = x \right)$$

et
$$F_q^l = F\left(q, l+1+in, 2l+2, \frac{2ip}{\rho_1}\right).$$

En transformant enfin la fonction $F_q^l(|x| > 1)$ en une somme de deux fonctions hypergéométriques convergentes dans $|x| < 1$, nous

3. Hebb et Nelson. *Phys. Rev.*, 58 (1940), p. 428.

obtenons :

$$\alpha_K = \frac{\alpha^4 Z^3}{4^{2l}} \frac{l}{l+1} \frac{(2l+1)!^2}{l!^2 (2l+1)^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+5/2} \frac{1}{(1+n^2)^{l+1/2}} \left(\frac{2\pi n}{-e^{-2\pi n}+1}\right) \frac{1}{\prod_1^l (j^2+n^2)} \times \left[(1+n^2)^{l+1} (l+1) e^{-2n \arctg n} - \frac{4^l}{(2l-1)!} \pi (j^2+n^2) \frac{(1+n^2)^2}{4} \frac{F_2^l\left(2, 1-2l, 2-l-in, \frac{1-in}{2}\right)}{(l+in)(l-1+in)} \right]^2$$

$$\text{avec } \frac{F_2^1}{in(1+in)} = 0; \frac{F_2^2}{(1+in)(2+in)} = \frac{1}{2(4+n^2)}; \frac{F_2^3}{(2+in)(3+in)} = \frac{6+4n^2}{(4+n^2)(9+n^2)}; \dots$$

. Pour la couche L.

Les calculs sont analogues, mais plus laborieux.

$$1) \text{ \textit{électron s}} \quad n=2 \quad l'=0 \quad \Psi_n^0 = \left(\frac{\gamma^2}{8\pi}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{\gamma\pi}{2}\right) e^{-\gamma r}$$

$$\alpha_L^0 = \frac{\alpha^4 Z^3 l}{(l+1)l!^2(2l+1)^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+5/2} \frac{e^{\pi n}}{\left(1 + \frac{n^2}{4}\right)^{l+1/2}} \left| \Gamma(l+1+in) \left(F_2^l - \frac{n}{i + \frac{n}{2}} F_3^l \right) \right|^2$$

avec :

$$e^{\pi n} \left| \right|^2 = \frac{(2l+1)!^2 2\pi n}{4^{2l} \prod_1^l (j^2+n^2) (-e^{-2\pi n}+1) \left(1 + \frac{n^2}{4}\right)^2} \left[-\left(1 + \frac{n^2}{4}\right) e^{l-2n \arctg n/2} \left(\frac{l+2}{2}\right) + \left(1 + \frac{n^2}{4}\right) \frac{4l+n^2(4+2l^2+7l)}{2^4} + \frac{4^l}{(2l-2)!} \frac{\pi(j^2+n^2)}{4} \left(1 + \frac{n^2}{4}\right)^2 \left(\frac{F\left(2, 1-2l, 2-l-in, \frac{1-in/2}{2}\right)}{(l+in)(l-1+in)} - \frac{n}{i} \frac{F\left(3, 2-2l, 3-l-in, \frac{1-in/2}{2}\right)}{(l-2+in)(l-1+in)(l-in)} \right) \right]^2$$

(le crochet étant réel).

2) *électrons p* $n = 2$ $l'' = 1 \rightarrow \begin{cases} l' = l + 1; m' = m + 1, m, m - 1 \\ l' = l - 1; m' = m + 1, m, m - 1 \end{cases}$

Nous obtenons pour les 6 électrons *p* après sommation sur *m* :

$$l' = l + 1 : \alpha_L = 0,28 \frac{\alpha^6 Z^6 l}{(2l+1)^2 (2l+3)^2 (l+1)!^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+7/2} \frac{1}{\left(1 + \frac{n^2}{4}\right)^{l+3/2}}$$

$$l' = l - 1 \quad \alpha_L^{-1} = 0,0082 \quad \alpha^6 Z^6 \left(\frac{2}{w}\right)^{l+7/2} \frac{l^2}{\left(1 + \frac{n^2}{4}\right)^{l-1/2} (l+1)(l-1)!^2} \frac{1}{e^{\pi n} |\Gamma(l+2+in) F_{\frac{1}{2}}^{l+1}|^2}$$

$$\frac{1}{e^{\pi n} |\Gamma(l+in) F_{\frac{1}{2}}^{l-1}|^2}$$

Chacun de ces deux résultats a été multiplié par 2 pour les états de spin des électrons.

Pour la couche *M*. Formules analogues, $n = 3$.

1) *état s*, $l'' = 0$:

$$\alpha_M = 0,059 \frac{\alpha^4 Z^3 l}{(l+1)(2l+1)^2 l!^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+5/2} \frac{1}{\left(1 + \frac{n^2}{9}\right)^{l+1/2}}$$

$$\left| \Gamma(l+1+in) \left(F_{\frac{1}{2}}^l - \frac{4n}{3\left(\frac{n}{3}+i\right)} F_{\frac{3}{2}}^l + \frac{n^2}{3\left(\frac{n}{9}+i\right)} F_{\frac{5}{2}}^l \right) \right|^2$$

2) *état p*, $l'' = 1$:

$$\alpha_M = 0,027 \frac{\alpha^5 Z^5 l}{(2l+3)(2l+1)^2 (l+1)!^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+7/2} \frac{e^{\pi n}}{\left(1 + \frac{n^2}{9}\right)^{l+3/2}}$$

$$\left| \Gamma(l+2+in) \left(F_{\frac{1}{2}}^{l+1} - \frac{4n}{9\left(\frac{n}{3}+i\right)} F_{\frac{5}{2}}^{l+2} \right) \right|^2$$

$$\alpha_M^{-1} = 0,0015 \frac{\alpha^6 Z^6 l^2}{(l+1)(l-1)!^2} \left(\frac{2}{w}\right)^{l+7/2} \frac{e^{\pi n}}{\left(1 + \frac{n^2}{9}\right)^{l+1/2}}$$

$$\left| \Gamma(l+in) \left(F_{\frac{1}{2}}^{l-1} - \frac{2n}{9\left(\frac{n}{3}+i\right)} F_{\frac{3}{2}}^{l-1} \right) \right|^2$$

3) *état d*, négligé : contribution $< \frac{1}{10}$.

n^2 est en général < 1 . On pourra le négliger dans les cas correspondants. Pour la couche M où intervient $n^2 = \frac{\alpha^2 Z_{\text{eff}}^2}{9\rho^2}$ cette approximation sera toujours valable.

Les courbes suivantes donnent les valeurs des rapports $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ et $\frac{\alpha_L}{\alpha_M}$ en fonction de w et de l pour $Z = 50$ et $Z = 70$.

Nous donnons pour $Z = 50$ et $Z = 70$ les valeurs de α_L ; α_K et α_M s'en déduiront d'après les courbes des rapports.

$Z = 50$	$\frac{1}{10} = 50\,000 \text{ ev V}$	$\frac{1}{5} = 100\,000 \text{ ev V}$	$\frac{1}{2} = 250\,000 \text{ ev V}$
$e = 1$	0,151	0,0182	0,001
$e = 2$	7,41	0,269	0,00537
$e = 3$	355	5,37	0,028
$e = 4$	15 150	95,5	0,166
$Z = 70$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{2}$
	0,309	0,038	0,00229
	31,6	0,813	0,0129
	2 000	22,4	0,0851
	53 710	417	0,616

ÉTUDE DE LA CONVERSION MAGNÉTIQUE

En approximation non relativiste, cette conversion est interdite pour les électrons s , car la parité de l'opérateur de rayonnement n'est plus $(-1)^l$ comme dans le cas électrique, mais $(-1)^{l+1}$. L'introduction

avec la relativité du spineur de Dirac, dont la parité n'est pas définie, permet de lever l'interdiction.

Nous supposons l'influence du champ nucléaire sur l'électron éjecté négligeable et prendrons des ondes planes comme fonction d'espace, $\frac{\alpha z}{p}$ sera considéré $\ll 1$.

Nous aurons alors :

$$H_{1,2} = \Sigma / \Psi^* \vec{\alpha} \vec{A}^{(2)} \varphi d\tau,$$

Ψ ayant pour composantes $\Psi_i = u_i e^{i\vec{p} \cdot \vec{r}}$ $i = 1, 2, 3, 4$.

On peut prendre l'axe des z suivant p ($A^{(2)}$ ne faisant intervenir que la longueur $|\vec{k}| = W$). Nous aurons alors $p_x = p_y = 0$.

Le signe Σ signifie une somme sur tous les états initiaux de l'électron sur sa couche, sur les deux directions de spin de l'électron final.

Nous aurons alors pour u_i :

$$\left. \begin{array}{l} E > 0 \\ E > 0 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \begin{array}{l} +1/2 \\ -1/2 \end{array} \left\{ \begin{array}{ll} u_1 = 1 & u_2 = 0 \\ u_3 = \frac{p}{1+E} & u_4 = 0 \end{array} \right. \\ \begin{array}{ll} u_1 = 0 & u_2 = 1 \\ u_3 = 0 & u_4 = \frac{p}{1+E} \end{array} \end{array} \right\} \times \left[1 + \frac{p^2}{(1+E)^2} \right]^{-1/2}$$

Pour φ nous négligerons les petites composantes devant les deux autres. Alors pour un spin final $z + \frac{1}{2}$ par exemple, on a

$$\vec{\alpha} \vec{A}^{(2)} \varphi = u_1 A^{(2)} \varphi_1 + u_1 A^{(2)} \varphi_3 - u_2 A^{(2)} \varphi_4.$$

Nous aurons à calculer des intégrales de la forme :

$$\int e^{i\vec{p} \cdot \vec{r}} Y_l^m \frac{1}{(Wp)^{1/2}} (J_{l+1/2} + i(-1)^{l+1} J_{l-1/2}) r^\lambda e^{-r} d\tau$$

$[\lambda = 1, \text{ ou } 2, \text{ ou } 3 \text{ pour les calculs jusqu'à la couche M comprise}]$.

Nous avons le bilan d'énergie :

$$1 + p^2 \sim (1 + W)^2 \rightarrow p^2 \sim W^2 \left(\frac{W+2}{W} \right).$$

En négligeant certaines intégrales d'ordre $\leq \frac{\alpha Z}{p^3}$, nous obtenons en faisant le rapport $\frac{N_l}{N_q^{\text{mag}}}$ avec $N_l = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{1,2}|^2 \frac{p^2}{(2\pi)^3}$; $N_q = \frac{[a_{l,m}^{(2)}]^2}{\pi^2 w}$.

$$\text{Pour la couche } K: \beta_K = 2\alpha^4 Z^3 \frac{1}{w} \left(\frac{w+Z}{w} \right)^{l+1/2}.$$

$$\text{Pour les petites énergies } \frac{\beta_K}{\alpha_K} \sim \frac{w}{2} \sim \frac{w^2}{c^2} \ll 1.$$

Pour les grandes énergies la conversion β ne dépend plus de l'ordre polaire $\beta_K \sim \frac{B}{W}$.

Pour la couche L :

$$\beta_L = \frac{\alpha^4 Z^3}{4W} \left(\frac{W+2}{W} \right)^{l+1/2} \left\{ 1 + \frac{(\alpha Z)^2}{4} \left(\frac{W+2}{W} \right) \left[\frac{l+1}{2l+1} + \frac{l(2l+1)(2l-1 - \frac{W}{W+2})^2}{4} \right] \right\}$$

Le deuxième terme de l'accolade est $\leq 0,5$ pour $Z = 30$
 $\leq 1,25$ pour $Z = 50$.

Pour la couche M :

$$\begin{aligned} \beta_M = & \frac{\alpha^4 Z^3}{6,75} \frac{1}{W} \left(\frac{W+2}{W} \right)^{l+1/2} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{1,6} \left(\frac{W+2}{W} \right) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{2l+3}{W+2} - 2 \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{l+1}{2l+1} + \frac{l}{2l+1} \left(\frac{2l-1-W}{W+2} \right)^2 \right] \right. \\ & + \frac{\alpha^4 Z^4}{486 (2l+1)^2 (l-1)^2} \left(\frac{W+2}{W} \right)^2 \left[10,7 (2l+1)^2 (2l-1)^2 \left(\frac{2l+3}{W+2} - 2 \right)^2 \right. \\ & \left. + \frac{2}{3} \left(\frac{4l^3 + 23l^2 - 3l - 6}{2l+3} - 4 \frac{4l^3 + 2l^2 + l - 1}{W+2} \right) \right. \\ & + l(l-1) \frac{4l^2 - 9 + W^2}{2(W+2)^2} \left. \right. + 4l(l+1)(l-1)(l+2) \left(-\frac{2}{2l+3} - \frac{2l+5}{W+2} \right. \\ & \left. \left. + \frac{4l^2 - 9 + W^2}{2(W+2)^2} \right)^2 + 8(2l^2 + 2l - 1) \times \left(l-1 + \frac{4l^2 - 8l + 6}{W+2} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{4l^2 - 9 + W^2}{2(W+2)^2} \right)^2 \right] \left. \right\} \end{aligned}$$

Le 3^e terme dû aux électrons d est toujours $< 10^{-2}$.

On appliquera pour le calcul des Z_{eff} la règle grossière de Slater

$$\begin{cases} Z_{\text{M eff}} = Z_{\text{M}} - 10 - 17 \times 0,3 \\ Z_{\text{L eff}} = Z_{\text{L}} - 2 - 7 \times 0,3. \end{cases}$$

Par exemple :

$$\begin{cases} Z = 30 & Z_{\text{L eff}} = 26 & Z_{\text{M eff}} = 15 \\ Z = 50 & Z_{\text{L eff}} = 46 & Z_{\text{M eff}} = 35 \\ Z = 70 & Z_{\text{L eff}} = 66 & Z_{\text{M eff}} = 55 \end{cases}$$

Les formules ci-dessus permettent le calcul des β . Le tableau ci-après résume les résultats obtenus en fonction de w et de l pour

$$Z = 30 \quad Z = 50 \quad \text{et} \quad Z = 70.$$

		Z = 30				Z = 50				Z = 70			
		l = 1	l = 2	l = 3	l = 4	l = 1	l = 2	l = 3	l = 4	l = 1	l = 2	l = 3	l = 4
$W = 1/10$	β_K	10 ⁻¹	2	40	6.40 ²	5.10 ⁻¹	10	2.10 ²	3.10 ³				
	β_L												
	β_M												
$W = 1/5$	β_K	2.10 ⁻²	2,2.10 ⁻¹	2,4	26	1,48.10 ⁻¹	1,2	13	1,4.10 ²	3,3.10 ⁻¹	3,6	39	4,2.10 ²
	β_L	2,2.10 ⁻³	2,7.10 ⁻²	3,4.10 ⁻¹	3,9	1,2.10 ⁻²	1,6.10 ⁻¹	2,28	33,7				
	β_M	2,5.10 ⁻⁴	2,9.10 ⁻³	3,32.10 ⁻²	4,27.10 ⁻¹	3,2.10 ⁻³	5.10 ⁻²	7,2.10 ⁻¹	11,6				
$W = 1/2$	β_K	2,7.10 ⁻³	1,35.10 ⁻²	6,7.10 ⁻²	3,8.10 ⁻¹	1,3.10 ⁻²	6,5.10 ⁻²	3,2.10 ⁻¹	4,6	3,6.10 ⁻²	1,8.10 ⁻¹	9.10 ⁻¹	4,5
	β_L	2,7.10 ⁻⁴	1,35.10 ⁻³	7,4.10 ⁻³	4.10 ⁻²	1,47.10 ⁻³	7,7.10 ⁻³	4.10 ⁻²	2,27.10 ⁻¹				
	β_M	2,9.10 ⁻⁵	1,33.10 ⁻⁴	6,7.10 ⁻⁴	3,5.10 ⁻³	4.10 ⁻³	2,3.10 ⁻²	1,25.10 ⁻¹	7,5.10 ⁻¹				
$W = 1$	β_K									9.10 ⁻³	2,7.10 ⁻²	8,1.10 ⁻²	2,4.10 ⁻¹
	β_L	6,3.10 ⁻⁵	1,9.10 ⁻⁴	5,7.10 ⁻⁴	1,8.10 ⁻³	3,26.10 ⁻⁴	10 ⁻³	3,4.10 ⁻³	1,2.10 ⁻²				
	β_M	7,39.10 ⁻⁶	2,11.10 ⁻⁵	6,35.10 ⁻⁵	2.10 ⁻⁴	9,2.10 ⁻⁵	2,8.10 ⁻⁴	9.10 ⁻⁴	2,95.10 ⁻³				

RÉUNION DU MARDI 25 MAI

LA CAPTURE D'ÉLECTRONS PÉRIPHÉRIQUES :
ASPECT THÉORIQUE ET FAITS EXPÉRIMENTAUX

par M^{me} P. BENOIST
Attachée de Recherches
Institut du Radium
Laboratoire Curie

et

R. BOUCHEZ
Assistant
à l'Institut de Radium
Laboratoire Curie

I. — INTRODUCTION

La capture de négatons orbitaux est un phénomène présentant une grande analogie avec l'émission de positons, émission β^+ : dans ce dernier cas on admet qu'un proton nucléaire absorbe un négaton annihilé, dans un état d'énergie négative, et laisse un positon observable quittant le noyau en emportant une fraction ou la totalité de l'énergie disponible ; dans le phénomène de capture le négaton absorbé est un électron du cortège périphérique,

Nous étudierons simultanément l'émission de positons ou capture de négatons annihilés et la capture de négatons appartenant aux couches de l'atome. Entre ces deux phénomènes il n'y a qu'une différence énergétique, l'émission β^+ nécessitant la création d'un électron, tandis que la capture d'un négaton orbital apporte au contraire au noyau une énergie supplémentaire égale en première approximation à la masse propre de l'électron capturé. La capture se produit seule, lorsque l'énergie disponible est insuffisante pour créer un positon, tandis que l'émission β^+ est toujours accompagnée du processus de capture ; lorsqu'il en est ainsi, les deux phénomènes ont chacun leur probabilité, P_+ et P_c , de se produire ; P_+ est souvent beaucoup plus grande que P_c et alors l'émission β^+ masque la capture.

La détermination expérimentale de P_+ et P_c est importante : d'abord

parce qu'elle nous renseigne sur le noyau étudié, mais surtout parce qu'elle permet une confrontation instructive avec les prévisions de la théorie de la désintégration β .

La capture présente en outre certaines analogies avec la conversion interne ; la probabilité de la capture K, par exemple, et celle d'émission d'électrons K de conversion interne dépendent directement de l'interaction des électrons K et du noyau, et sont proportionnelles à la probabilité de présence de ces électrons dans le noyau. Du point de vue théorique, l'étude de la conversion interne et celle de la capture utilisent des formalismes très voisins ; du point de vue expérimental, les conditions favorables à la capture L, M, ... sont également celles qui favorisent la conversion interne dans les niveaux L, M, ...

Le processus de capture a été d'abord prévu par la théorie avant d'être mis en évidence d'une manière expérimentale : la prévision du phénomène et le calcul de la période pour la capture K ont été faits la première fois en 1935 par Yukawa et Sakata [Y1, Y2] et indépendamment, semble-t-il, par Möller [M1] et Bethe et Backer [B1] ; la mise en évidence expérimentale de la capture K a été faite par Alvarez en 1937 [A1]. Jacobsen [J1] eut le premier l'idée de détecter le rayonnement X accompagnant la capture K ; il utilisa une chambre à détente Wilson pour rechercher les photoélectrons produits par le rayonnement X dans le cas du ^{43}Sc , mais manquant probablement d'intensité il ne put les observer. Alvarez, en utilisant le cyclotron de Berkeley, plus puissant que celui de Copenhague au moyen duquel travaillait Jacobsen, mit en évidence le rayonnement X de capture K sur le ^{48}V de période 16 jours.

Depuis lors, de nombreuses captures K ont été découvertes au moyen de différentes méthodes. On compte une cinquantaine de nucléides se désintégrant par capture K.

La capture K est le seul phénomène de capture de négaton orbital observé. Toutefois la capture d'électrons appartenant aux couches L, M, ... peut se produire : nous désignerons par P_K la probabilité que le négaton capturé appartienne à la couche K, P_L celle qu'il appartienne à la couche L (on dira dans ce cas capture L), etc. La probabilité totale de capture est alors $P = P_K + P_L + P_M + \dots$. Le terme P_K est en général beaucoup plus grand que les termes P_L , P_M ... et il est très difficile d'observer les captures d'ordre supérieur à K.

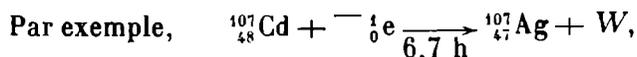
La place vide laissée dans le cortège électronique par la capture d'un électron de ce cortège est observable, comme l'avait suggéré Jacobsen [J1], par les photons X émis lors du réarrangement des différentes couches électroniques. Par exemple, lors d'une capture K, la couche K possède une case vide et le réarrangement des couches de l'atome est en tous points analogue à celui qui détermine l'émission de rayons X par une anticathode d'un tube de Crookes. Les raies principales que l'on observe sont les raies du doublet K_{α_1} — K_{α_2} dont les énergies sont très voisines et les intensités environ dans le rapport de 2 à 1; pratiquement d'ailleurs les deux raies sont confondues et on observe la raie K_{α} . Les raies K_{β_1} et K_{β_2} sont beaucoup plus faibles :

$$\frac{I_{\beta_1}^2}{I_{\alpha_1}^2} \cong 0,19; \quad \frac{I_{\beta_2}^2}{I_{\alpha_1}^2} \cong 2 \cdot 10^{-3};$$

la raie K_{β_1} peut par exemple être observée à l'aide d'un spectrographe à cristal courbe.

A la suite des transitions K — L, K — M, ... des cases se trouvent vides dans les niveaux L et M et les raies L, M se trouvent excitées à leur tour; or ces raies se trouvent également excitées à la suite des captures L, M; l'observation du spectre L, et pratiquement du doublet L_{α} , ne permet donc pas d'affirmer qu'il y a capture L; il y a lieu dans ce cas de tenir compte de la contribution de la capture K; des mesures quantitatives délicates s'imposent donc : aucune étude de ce problème n'a encore été entreprise.

Remarquons que les photons X ainsi émis appartiennent dans le tableau de Mendéléef à l'élément précédant celui qui se transforme par capture : un noyau dont le nombre de masse est A et le numéro atomique Z se transforme, dès qu'il a capturé un électron, en un noyau isobare de numéro atomique (Z — 1) et le rayonnement X émis est caractéristique de l'élément (Z — 1).



${}^{107}\text{Cd}$ se transforme en Ag et le rayonnement émis est principalement

$$\begin{aligned} K_{\alpha_1}\text{Ag} &: 0,558 \text{ \AA} \text{ (ou } 22\,200 \text{ eV),} \\ K_{\alpha_2}\text{Ag} &: 0,563 \text{ \AA} \text{ (ou } 22\,000 \text{ eV).} \end{aligned}$$

Remarquons enfin que la transition électronique qui aboutit au niveau K n'est pas nécessairement accompagnée d'un photon X, un électron d'une couche supérieure peut en effet être expulsé (électron Auger) en emportant l'énergie de la transition (moins l'énergie d'extraction de l'électron Auger).

On voit donc que la capture d'électrons orbitaux est un phénomène difficile à étudier, surtout du point de vue quantitatif, et d'autant plus qu'il se trouve davantage masqué par d'autres (émissions β^- , β^+ , photons plus ou moins convertis). En outre les sources faibles dont on dispose au laboratoire rendent l'étude plus délicate encore; les appareils modernes (piles, générateurs de particules rapides), beaucoup plus puissants, permettront avec des sources plus intenses une étude plus aisée.

*
* *

Dans la première partie de cet exposé (§ II), après l'étude des conditions énergétiques générales sur la production des phénomènes d'émission β^- β^+ et de capture, nous exposons l'état de nos connaissances théoriques sur le processus de capture. Nous comparons, lorsque les conditions énergétiques le permettent, la probabilité d'émission β^+ et celle de la capture pour un même noyau.

Toutes ces théories reposent sur l'hypothèse du neutrino; aussi dans une deuxième partie (§ III) nous discutons le côté théorique et expérimental de cette hypothèse en relation avec notre sujet. La 3^e partie (§ IV) est réservée aux méthodes expérimentales; la quatrième partie (§ V) aux résultats expérimentaux.

II. — ÉTUDE THÉORIQUE

A. — *Généralités sur les désintégrations électroniques. Hypothèse du Neutrino.*

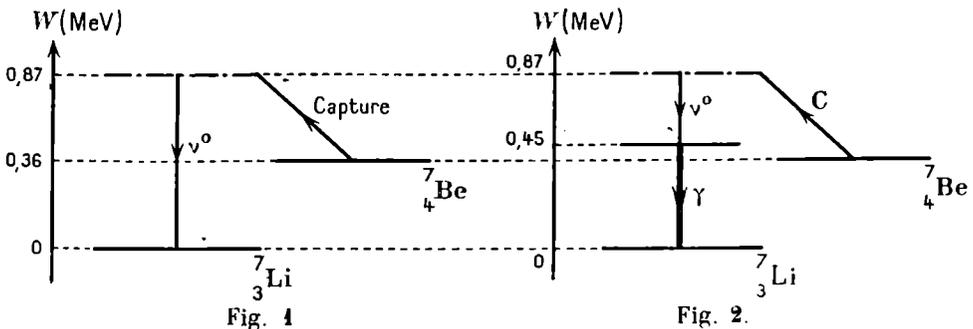
Nous avons vu l'analogie qui existe entre le phénomène de capture et l'émission β^+ . Plus généralement, il y a lieu de rapprocher les deux processus de radioactivité β , la capture et la création β [D 1], qui peuvent s'interpréter comme la transition d'un nucléon de l'état neutron à l'état proton (ou vice versa), avec émission (ou absorption)

simultanée d'un électron et qui, du point de vue théorique, se traitent suivant des formalismes essentiellement identiques. C'est pourquoi, bien que le calcul de P_k ait été fait la première fois en 1936 par Yukawa et Sakata, il existait, depuis la théorie de Fermi de l'émission en 1934 [F1], un cadre général applicable à la théorie de la capture.

Cette théorie admet l'hypothèse du neutrino introduite en 1933 par Pauli pour satisfaire aux lois fondamentales de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement au cours des processus de radio-activité β : les émissions β^- et β^+ sont accompagnées respectivement d'une émission d'un neutrino et d'un anti-neutrino.

Le neutrino et l'anti-neutrino, dont la distinction est purement formelle, sont des particules hypothétiques dont la charge est nulle, la masse petite comparée à celle de l'électron, le moment magnétique probablement nul ($< 1/7000$ magnéton de Bohr), le spin $1/2 h$; elles suivent la statistique de Fermi et n'ont probablement avec les autres particules que des interactions de nature non-électromagnétique ; toutes ces propriétés expliquent qu'elles n'ont pas encore pu être observées, si du moins elles existent.

Dans le cas où la capture de négatons orbitaux se produit seule, on peut admettre que l'énergie du noyau augmente environ de 0,5 MeV, correspondant à la masse de l'électron capturé, le noyau revient à un état stable en libérant une quantité d'énergie inférieure à 1 MeV (fig. 1). On admet que cette énergie est emportée par le neutrino,



Le trait mixte correspondant à l'énergie 0,87 MeV indique la valeur de l'énergie du système noyau initial ${}^7_4\text{Be} + \text{électron}$ au moment de la capture. Il ne correspond pas à un niveau réel.

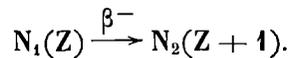
sauf celle emportée le cas échéant par des photons (fig. 2) ; toutefois

aucune expérience positive ne permet d'affirmer l'hypothèse du neutrino.

B. — *Conditions énergétiques des désintégrations β^- , β^+ et de la capture de négatons orbitaux.*

B₁) *Radioactivité β^- .*

Soit un noyau initial N_1 de masse exacte m_Z se désintégrant avec émission β^- en un noyau N_2 de masse exacte m_{Z+1} :



Le principe de conservation de l'énergie permet d'écrire :

$$m_Z c^2 = m_{Z+1} c^2 + m_0 c^2 + W_\beta + \mu_0 c^2 + W_\mu + W_\gamma$$

où m_0, μ_0 : masses au repos de l'électron, du neutrino ;

W_β, W_μ : énergies emportées par l'électron, le neutrino ;

W_γ : énergies emportées par les photons γ , s'il y a lieu.

La transformation est spontanée et l'énergie ainsi libérée est nécessairement positive :

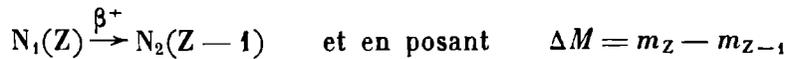
$$W_\beta + W_\mu + W_\gamma > 0,$$

ce qui entraîne : $m_Z - m_{Z+1} - m_0 - \mu_0 > 0$,

ou $\boxed{\Delta M > (m_0 + \mu_0)}$ en posant $\Delta M = m_Z - m_{Z+1}$.

B₂) *Radioactivité β^+ .*

On montre de même dans le cas où N_1 se transforme en N_2 :



(m_Z étant toujours la masse exacte du noyau *initial*) :

$$\boxed{\Delta M > m_0 + \mu_0}$$

B₃) *Capture de négatons orbitaux.*

Soit le processus : $N_1(Z) \xrightarrow{C} N_2(Z-1)$; appelons W_e l'énergie du

négaon orbital compte tenu de son énergie de liaison au noyau ; dans le cas d'un électron K par exemple on a :

$$W_e = W_K = m_0c^2 \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$$

(α : constante de structure fine $\alpha = 2\pi e^2/hc$ $\alpha^2 = 5,2 \cdot 10^{-5}$ cgs).

La loi de conservation de l'énergie appliquée à la capture permet d'écrire :

$$m_Z c^2 + W_e = m_{Z-1} c^2 + \mu_0 c^2 + W_\mu + W_\gamma$$

et de même $W_\mu + W_\gamma > 0$ entraîne :

$$\Delta M > -m_0\gamma + \mu_0$$

en posant $\gamma = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$.

B.) *Interprétation des conditions énergétiques précédentes.*

Nous avons résumé les résultats précédents (fig. 3) en portant sur un

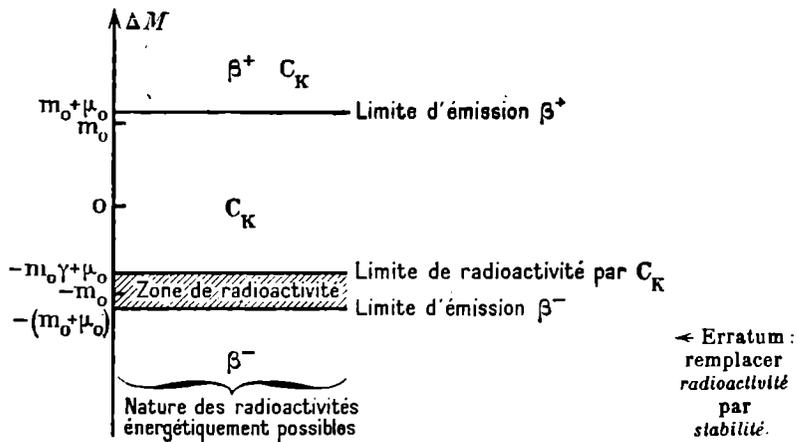


Fig. 3.

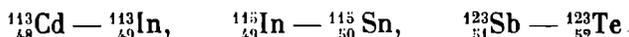
axe la différence de masse ΔM entre les noyaux de masses atomiques Z et $(Z - 1)$. Dans le cas de l'émission β^- , ΔM est négatif.

1) Pour $\Delta M > m_0 + \mu_0$ on peut observer simultanément l'émission β^+ et la capture : un noyau situé dans cette région a deux possibilités de se transformer dans l'isobare précédent, soit par émission β^+ avec

une probabilité P_+ , soit par capture K, L, ... avec des probabilités P_K, P_L, \dots . C'est le résultat déjà énoncé : un noyau se désintégrant avec émission β^+ possède une probabilité non nulle de se transformer par capture de négatons orbitaux. *Le phénomène de capture accompagne toujours l'émission β^+ .*

2) Pour $-m_0\gamma + \mu_0 < \Delta M < m_0 + \mu_0$, on a uniquement le phénomène de capture. Remarquons que la capture peut se produire lorsque l'énergie du noyau initial est inférieure à celle du noyau final, c'est-à-dire quand *l'énergie de la transition est négative.*

3) Pour $-(m_0 + \mu_0) < \Delta M < -m_0\gamma + \mu_0$, les deux noyaux, isobares voisins, sont stables. Cette zone de stabilité est très étroite, de l'ordre de $m_0 \frac{\alpha^2 Z^2}{2}$ (puisque $\mu_0 \ll m_0$), variant de 10eV pour $Z = 1$ à 50 keV environ pour $Z = 80$. La probabilité pour que deux isobares voisins soient stables est donc faible ; en fait on connaît trois couples d'isobares voisins stables (toutefois il se peut qu'ils se transforment l'un dans l'autre avec une période très longue) :



Cet intervalle de stabilité se trouve en outre diminué par le phénomène de désintégration β , avec émission d'un électron ne sortant pas de l'atome [création e]. Dans ce cas l'électron vient occuper une case vide du cortège périphérique et l'énergie de création de cet électron dans le processus nucléaire se trouve diminuée de l'énergie de liaison de l'orbite sur lequel il vient se placer. Pratiquement ceci se produirait si l'on pouvait peler l'atome de ses couches électroniques.

Si l'on considère maintenant deux isobares stables dont les nombres atomiques diffèrent de deux unités, on peut montrer, comme l'a fait Sizoo [S1] à l'aide de la formule semi-empirique de Bethe-Weizsacker, que le noyau isobare intermédiaire se transforme généralement par émission β^- et par capture d'électrons orbitaux (ou émission β^+ si l'énergie disponible le permet) dans les noyaux stables voisins : par exemple le ${}^{40}_{19}\text{K}$, intermédiaire entre ${}^{40}_{18}\text{A}$ et ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, se transforme par émission β^- dans ${}^{40}\text{Ca}$ et par capture dans ${}^{40}\text{A}$. Ce cas avait été prévu par Sizoo.

B₅) *Détermination de l'énergie de transition dans le cas de capture.*

1) Si la capture est accompagnée de positons, l'énergie maximum W_0 des positons émis permet de connaître l'énergie ΔW emportée par le neutrino :

$$\Delta W \cong W_0 + 2m_0c^2.$$

Par exemple : ${}^{65}_{30}\text{Zn}$ se transforme en ${}^{65}_{29}\text{Cu}$ par capture et par émission β^+ (fig. 4) [W1].

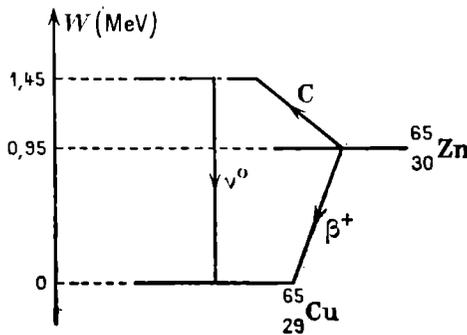


Fig. 4.

L'énergie maximum des positons étant environ 0,45 MeV,

$$\Delta W \cong 1,45 \text{ MeV.}$$

S'il n'est pas possible de déterminer W_0 , le seul fait qu'il existe des positons (ou une raie d'annihilation de 0,51 MeV) permet d'obtenir une limite inférieure de ΔW :

$$\Delta W > 2m_0c^2.$$

2) S'il n'y a pas d'émission de positons il est plus difficile d'atteindre ΔW , car on ne connaît pas toujours avec précision les masses exactes des noyaux. On a pu cependant procéder ainsi dans le cas de la désintégration du ${}^7\text{Be}$.

On peut aussi estimer parfois l'ordre de grandeur de l'énergie de la transition à partir des données empiriques sur la variation de l'énergie de liaison des nucléons en fonction du nombre de neutrons et de protons du noyau.

Cette méthode, due à Bethe-Weizsacker, Bohr et Wheeler, I. Curie [C1], est encore très peu précise, par suite du petit nombre de renseignements dont on dispose sur l'énergie de liaison des nucléons dans les noyaux.

En appliquant cette méthode au cas de la désintégration du ^{65}Zn on trouve que l'énergie maximum emportée par le neutrino est environ

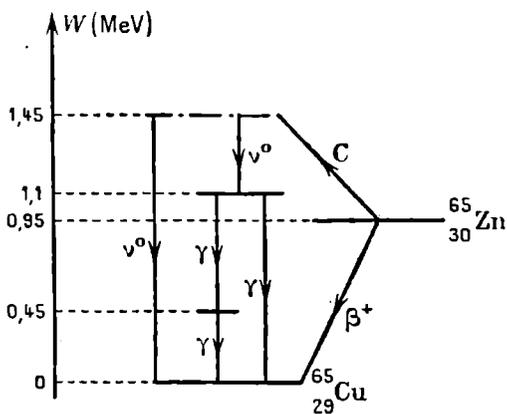


Fig. 5. — Schéma 1.

1,5 MeV ; ce qui permet de conserver le schéma 1 et d'éliminer le schéma 2 (fig. 5).

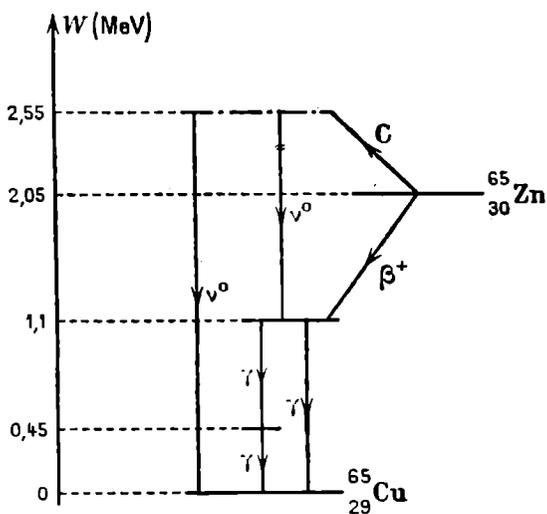


Schéma 2

C. — *Schéma de la théorie des désintégrations électroniques.*

En désignant par $P_{(n)}$ la probabilité de capture par unité de temps d'un électron dans l'état représenté symboliquement par (n) , la probabilité totale de désintégration par capture est :

$$(1) \quad P_c = \sum_{(n)} P_{(n)},$$

la somme étant étendue à tous les électrons périphériques

Si on utilise un système d'unités tel qu'on prenne mc^2 comme unité d'énergie, \hbar/mc^2 comme unité de temps et \hbar/mc comme unité de longueur, m étant la masse au repos de l'électron, la période T_c de désintégration est exprimée en unité \hbar/mc^2 (qui vaut $1,24 \cdot 10^{-21}$ s); d'où :

$$(2) \quad T_c = L2/P_c = \frac{0,86}{P_c} \cdot 10^{-21} \text{ secondes.}$$

Le problème théorique essentiel est le calcul de la probabilité $P_{(n)}$ de capture d'un électron dans un état (n) .

Nous envisagerons d'abord ce problème dans le cadre de la théorie de Fermi et nous passerons ensuite en revue les modifications essentielles apportées par Konopinski et Uhlenbeck et par la théorie du méson.

Dans son mémoire de 1934, Fermi remarque l'analogie entre l'émission β et le phénomène d'émission de lumière par un atome. L'émission de lumière consiste dans le passage d'un électron d'un état initial à un état final d'énergie plus faible. Cette transition serait due à l'interaction entre l'électron et le champ de photons.

Se laissant guider par cette analogie, Fermi fait les hypothèses suivantes :

1° L'émission β (comme la capture) est due à l'interaction directe entre nucléons et particules légères : électrons et neutrinos. Dans ces conditions, si \mathbf{H} désigne la partie de l'opérateur hamiltonien des nucléons qui représente cette interaction, on peut définir, en mécanique quantique, une probabilité de transition par unité de temps, du système nucléons et particules légères sous l'effet de l'énergie \mathbf{H} : cette probabilité avec les unités choisies est donnée par :

$$(3) \quad P = 2\pi\rho \left| \int_D V^* \mathbf{H} U d\tau \right|^2,$$

où U et V sont les fonctions d'onde représentant le noyau dans l'état

initial et dans l'état final respectivement, ρ un facteur statistique, l'intégrale étant prise sur le volume nucléaire D .

2° Dans l'émission de lumière l'interaction d'un électron avec le champ de photons fait intervenir linéairement la fonction d'onde du photon émis au point où se trouve l'électron.

Par analogie, Fermi admet que l'énergie \mathbf{H} est une combinaison bi-linéaire des fonctions d'onde de l'électron et du neutrino, prises en la position du nucléon qui se transforme.

3° Enfin la densité d'élément de matrice dans P doit être invariante dans une transformation de Lorentz. Cette condition réduit à 5 le nombre des formes indépendantes que peut prendre l'expression $V^*\mathbf{H}U$ (en supposant que nucléons et particules légères sont décrites par des fonctions de Dirac). Ce sont :

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} S = G_S(V^*\beta U)(\varphi^*\beta\Psi_{(n)}) \\ V = G_V\{(V^*U)(\varphi^*\Psi_{(n)}) - (V^*\vec{\alpha}U)(\varphi^*\vec{\alpha}\Psi_{(n)})\} \\ T = G_T\{(V^*\vec{\beta}\vec{\sigma}U)(\varphi^*\vec{\beta}\vec{\sigma}\Psi_{(n)}) + (V^*\vec{\beta}\vec{\alpha}U)(\varphi^*\vec{\beta}\vec{\alpha}\Psi_{(n)})\} \\ A = G_A\{(V^*\vec{\sigma}U)(\varphi^*\vec{\sigma}\Psi_{(n)}) - (V^*\vec{\gamma}_5U)(\varphi^*\vec{\gamma}_5\Psi_{(n)})\} \\ P = G_P(V^*\beta\gamma_5U)(\varphi^*\beta\gamma_5\Psi_{(n)}) \end{array} \right.$$

Dans la capture d'un électron dans l'état (n) φ et $\Psi_{(n)}$ décrivent respectivement le neutrino émis et l'électron capturé.

G_S, G_V, \dots sont des constantes qui caractérisent l'importance de chacune des interactions. Elles sont analogues à la charge électronique e dans le cas de l'interaction entre les particules chargées et le champ de photons.

Les opérateurs $\beta, \vec{\alpha}, \vec{\sigma}, \gamma_5$ représentent des matrices à 4 lignes et 4 colonnes qu'on obtient par combinaison linéaire des matrices α de la théorie de Dirac et qui agissent seulement sur les indices des fonctions d'onde.

De ces 5 formes d'interaction, Fermi utilise la deuxième, qui présente le plus d'analogie avec l'énergie d'interaction de la théorie électromagnétique. Ultérieurement, Konopinski et Uhlenbeck [K1] essayent de choisir parmi elles en s'appuyant sur l'étude expérimentale des spectres du Na^{24} , du P^{32} et du RaE. Il semble d'après leurs conclusions, qu'on puisse éliminer les interactions S, P et A .

En outre Marshak [M], tenant compte des résultats de Konopinski

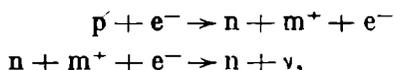
et Uhlenbeck, conclut que seule l'interaction tensorielle T pouvait rendre compte des résultats expérimentaux.

Toutefois, ces conclusions ne sont pas encore décisives. Il se peut qu'aucune de ces formes ne représente correctement l'interaction considérée et qu'il soit nécessaire d'envisager une combinaison linéaire de plusieurs d'entre elles, mais les résultats expérimentaux ne permettent pas actuellement de faire un choix.

Les hypothèses de Fermi, faites par analogie avec la théorie de l'émission de lumière par les atomes, ne sont pas les seules qu'on puisse faire. Une modification fut apportée à la théorie de Fermi par Konopinski et Uhlenbeck [K2]. Elle fait intervenir, au lieu de φ , ses dérivées premières par rapport aux coordonnées et au temps. La modification de Konopinski et Uhlenbeck a semblé tout d'abord une amélioration, mais des expériences ultérieures se sont prononcées en faveur de la théorie plus simple de Fermi.

Cependant la théorie de Fermi devait échouer complètement pour rendre compte de l'ordre de grandeur des forces nucléaires : de même que l'interaction entre particules chargées résulte d'un échange de photons, de même l'interaction entre nucléons, d'après Fermi, serait due à un échange d'une paire électron-neutrino entre un proton et un neutron. L'interaction entre nucléons et particules légères intervient donc pour rendre compte des forces nucléaires et de la désintégration β . En utilisant pour la constante G la valeur qui convient pour l'émission β , on trouve pour les forces nucléaires des résultats beaucoup trop faibles (pour le deutéron on trouve une énergie de liaison 10^{12} fois trop faible).

C'est pour avoir une théorie qui rende compte à la fois de l'émission β et des forces nucléaires que Yukawa proposa en 1935 la théorie du méson. Dans cette théorie, l'interaction entre deux nucléons ou entre les nucléons et les particules légères n'est plus une interaction directe, comme dans la théorie de Fermi, mais se fait par échange de mésons. On peut, pour la capture, imaginer le processus suivant en deux étapes :



p , n , e^- , ν et m^+ représentant respectivement un proton, un neutron, l'électron capturé, un neutrino et un méson positif.

La capture, comme l'émission β , devient un phénomène nécessitant

l'intervention d'un état intermédiaire virtuel et mettant en jeu deux groupes de constantes, qui donnent respectivement l'importance de l'interaction entre les mésons et les nucléons d'une part, les mésons et les particules légères d'autre part.

Il est alors possible de rendre compte à la fois des désintégrations électroniques et des forces nucléaires. Dans un premier mémoire Yukawa décrit simplement le champ de mésons par une fonction d'onde scalaire et trouve pour le spectre d'énergie des rayons β la même formule que Fermi. Mais cette théorie scalaire ne permet pas de rendre compte correctement des forces nucléaires. Un nouveau formalisme, où le champ de mésons est décrit par un vecteur, est développé par plusieurs auteurs et la forme correspondante de la théorie de l'émission β est donnée par Yukawa et ses collaborateurs ; elle conduit encore aux mêmes résultats que la théorie de Fermi. L'introduction par Möller et Rosenfeld d'une interaction ayant lieu à la fois par mésons vectoriels et par mésons pseudo-scalaires conduit Rozental [R1] à une généralisation de la théorie de l'émission β , mais là encore la théorie mésonique n'apporte pas de modifications essentielles à la théorie de Fermi et ne permet pas de lever les difficultés liées à cette dernière.

Il n'est donc pas utile de discuter plus en détail les résultats fournis par la théorie du méson qui, d'autre part, sous sa forme actuelle présente toutes les difficultés inhérentes aux théories quantiques des champs et semble de ce fait devoir être profondément remaniée.

Nous exposerons simplement ici la marche générale du calcul de la période de capture d'un électron (n) lorsqu'on a choisi pour représenter l'interaction entre les nucléons et les particules légères l'une des formes (4). Dans une deuxième partie nous donnerons les caractéristiques essentielles des différents résultats auxquels conduisent ces cinq possibilités. Enfin nous calculerons la probabilité totale P_c de désintégration par capture.

D. — *Calcul de la probabilité de capture d'un électron dans l'état (n).*

L'électron capturé qui se meut dans le champ du noyau N_1 de charge Z est décrit par une fonction d'onde $\Psi_{(n)}$ à quatre composantes, fonction propre du spectre discret de l'hamiltonien de Dirac [B3] appar-

tenant à l'un des deux types suivants :

$$\text{Type (a) } j = l + 1/2 \left\{ \begin{array}{l} \Psi_1 = i \left(\frac{1 - m + 3/2}{2l + 3} \right)^{1/2} Y Y_{l+1}^{m-1/2} f_{n,l}(r) \\ \Psi_2 = i \left(\frac{1 + m + 3/2}{2l + 3} \right)^{1/2} Y Y_{l+1}^{m+1/2} f_{n,l}(r) \\ \Psi_3 = \left(\frac{1 + m + 1/2}{2l + 1} \right)^{1/2} Y Y_l^{m-1/2} G_{n,l}(r) \\ \Psi_4 = - \left(\frac{1 - m + 1/2}{2l + 1} \right)^{1/2} Y Y_l^{m+1/2} G_{n,l}(r) \end{array} \right.$$

$$\text{Type (b) } j = l - 1/2 \left\{ \begin{array}{l} \Psi_1 = i \left(\frac{1 + m - 1/2}{2l - 1} \right)^{1/2} Y Y_{l-1}^{m-1/2} F_{n,-l-1}(r) \\ \Psi_2 = -i \left(\frac{1 - m - 1/2}{2l - 1} \right)^{1/2} Y Y_{l-1}^{m+1/2} F_{n,-l-1}(r) \\ \Psi_3 = \left(\frac{1 - m + 1/2}{2l + 1} \right)^{1/2} Y Y_l^{m-1/2} g_{n,-l-1}(r) \\ \Psi_4 = \left(\frac{1 + m + 1/2}{2l + 1} \right)^{1/2} Y Y_l^{m+1/2} g_{n,-l-1}(r) \end{array} \right.$$

Chaque état (n) est caractérisé par un ensemble de quatre nombres quantiques = n, j, l, m : n est le nombre quantique principal ; dans la notation spectroscopique ordinaire n = 1 correspond à la couche K, n = 2 à la couche L, ...

L'action des autres électrons du cortège est traduite approximativement par l'introduction dans les formules d'une charge effective $Z_{\text{eff}} = Z - e$. Une valeur approchée du Z_{eff} est obtenue très simplement en utilisant les constantes d'écran e données par les règles de Slater [S2].

L'interaction entre le neutrino émis et les particules chargées étant négligeable, le neutrino émis avec une impulsion q est considéré comme une particule libre et peut être décrit par une onde plane, solution de l'équation de Dirac en l'absence de champ, et normalisée dans un volume unité :

$$(6) \left\{ \begin{array}{l} \varphi_1^+ = -1/\sqrt{2} \frac{q_z}{q} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \\ \varphi_2^+ = -1/\sqrt{2} \frac{q_x + iq_y}{q} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \\ \varphi_3^+ = 1/\sqrt{2} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \\ \varphi_4^+ = 0 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} \varphi_1^- = -1/\sqrt{2} \frac{q_x - iq_y}{q} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \\ \varphi_2^- = 1/\sqrt{2} \frac{q_z}{q} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \\ \varphi_3^- = 0 \\ \varphi_4^- = 1/\sqrt{2} \mathbf{e}^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \end{array} \right.$$

La masse du neutrino est supposée égale à zéro —.

φ^+ correspond au cas où la projection sur Oz du spin du neutrino est $+1/2$; φ^- au cas où elle est $-1/2$.

q_x, q_y, q_z sont les composantes de l'impulsion du neutrino sur les axes.

Avec les unités choisies l'impulsion q du neutrino est mesurée par le même nombre que son énergie cinétique et est de l'ordre de quelques unités, $|\vec{r}|$ est $< R$, R étant le rayon nucléaire ($R < 1/40$).

On peut donc remplacer l'exponentielle $e^{i\vec{q}\vec{r}}$ par le développement

$$e^{i\vec{q}\vec{r}} = 1 + i\vec{q}\vec{r} + \frac{(i\vec{q}\vec{r})^2}{2} + \dots$$

Le rapport d'un terme au suivant est au moins 10.

Une fonction d'onde du type (6) décrit un neutrino dans un état déterminé de spin, émis avec une impulsion donnée en direction et en grandeur. D'après la formule (3) la probabilité de capture d'un électron dans l'état (n) avec émission d'un neutrino de spin donné dans l'impulsion q et comprise dans l'angle solide $d\omega$ est :

$$P'_{(n)}d\omega = 2\pi\rho d\omega \left| \int_D V^* \mathbf{H} U d\tau \right|^2.$$

Pour avoir la probabilité de capture de l'électron (n), toutes les directions d'émission et d'orientation du spin étant également probables, il faut d'une part effectuer la sommation S_n sur les deux états de spin du neutrino, d'autre part intégrer sur toutes les directions de l'impulsion.

ρ est un facteur statistique égal à la densité d'états finaux du système des nucléons et des particules légères lorsqu'il est décrit par les fonctions d'onde V et φ . On admet que V correspond à un état déterminé du noyau, ρ est alors égal à la densité d'états du neutrino décrits par une fonction du type (6) et est donné par :

$$\rho dq d\omega = \frac{4\pi q^2 dq}{h^3} \times \frac{d\omega}{4\pi},$$

d'où, avec notre choix d'unités $h/2\pi = 1$:

$$\rho dq d\omega = \frac{q^2 dq d\omega}{8\pi^3}.$$

La probabilité de capture par unité de temps d'un électron dans l'état (n) est alors donnée par :

$$(7) \quad P_{(n)} = \frac{q^2}{4\pi^2} S_v \int d\omega \left| \int_D V^* \mathbf{H} U d\tau \right|^2.$$

La partie du problème qui reste encore à résoudre est la description du noyau dans l'état initial et dans l'état final par les fonctions d'onde U et V . L'état actuel de la théorie des forces nucléaires ne permet pas d'écrire un hamiltonien qui représenterait correctement l'interaction entre les nucléons, mais des remarques générales sur la symétrie de cet opérateur permettent de préciser le problème. L'énergie \mathcal{H} des nucléons (énergie cinétique + énergie d'interaction) doit être indépendante du choix du système de référence dans l'espace à 3 dimensions : \mathcal{H} doit être d'une part invariant lors d'une rotation des axes, et commute donc avec l'opérateur moment angulaire total J du noyau. \mathcal{H} doit d'autre part être invariant lors d'une inversion des axes, ce qui entraîne que toute fonction propre de \mathcal{H} lors d'une symétrie par rapport à l'origine est multipliée par $+1$ ou -1 et correspond respectivement à un état pair ou impair.

On peut donc définir au moins deux grandeurs intégrales premières, J et la parité. Chaque fonction propre de \mathcal{H} correspond à des états de moment angulaire total et de parité déterminée. La transition du noyau initial N_1 au noyau final N_2 pourra être caractérisée par la différence ΔJ des moments angulaires totaux et par le changement de parité (« non » signifiera que l'état initial et l'état final ont même parité, « oui » des parités différentes).

D'autre part on démontre que toute expression de la forme

$$\int V^* T U d\tau$$

(où T est une grandeur tensorielle de variance déterminée) ne diffère de zéro que lorsque sont vérifiées certaines règles de sélection concernant J et la parité. Par exemple :

Si T est un scalaire $\int V^* T U d\tau$ ne diffère de 0 que si $\Delta J = 0$, non.

Si T est un pseudoscalaire $\int V^* T U d\tau$ ne diffère de 0 que si $\Delta J = 0$, oui.

Si T est un vecteur $\int V^* T U d\tau$ ne diffère de 0 que si $\Delta J = 0 \pm 1$, oui (pas $0 \rightarrow 0$).

Si T est un pseudovecteur $\int V^* T U d\tau$ ne diffère de 0 que si $\Delta J = 0, \pm 1$, non (pas $0 \rightarrow 0$).¹

Toutes ces remarques permettent de simplifier le calcul de $P_{(n)}$ et d'obtenir des résultats ayant davantage de sens physique.

En effet une expression de la forme $\left| \int V^* \mathbf{H} U d\tau \right|^2$ se décompose en une somme de termes correspondant aux différentes parties de l'opérateur \mathbf{H} , aux quatre composantes des fonctions d'onde et au développement de l'exponentielle dans la fonction φ du neutrino. Si on se propose de calculer $P_{(n)}$ dans le cas $\Delta J = 0$, « non », il suffira de conserver les termes de la forme $\int V^* T U d\tau$ où T est un scalaire. Si on fixe $|\Delta J| \leq 1$, « oui », on conservera seulement les termes où T est un pseudoscalaire ou un vecteur, et on obtiendra ainsi une suite de valeurs $P_{(n)}^0, P_{(n)}^1, \dots$ correspondant à un choix de ΔJ et de la parité.

Calculons par exemple la probabilité de capture d'un électron s de spin $+1/2$ ($j = 1/2, l = 0, m = 1/2$) dans le cas de l'interaction V .

Dans l'hypothèse $\Delta J = 0$, « non », il suffira de conserver le plus grand des termes où T est un scalaire qu'on obtient en considérant le premier terme en $V^* U$ de l'interaction, la composante Ψ_3 en Y_{00} de l'électron et le premier terme du développement de l'exponentielle. On obtient, d'après la formule (7) :

$$(8) \quad \begin{aligned} P_s^0 &= \frac{G_V^2 q^2}{4\pi^2} \int d\omega \left| \int_D V^* U Y_{00} G_{n0}(r) \mathbf{1}/\sqrt{2} d\tau \right|^2 \\ &= \frac{G_V^2 q^2}{8\pi^2} \left| \int_D V^* U G_{n0}(r) d\tau \right|^2. \end{aligned}$$

Une difficulté se présente du fait que $G_{n0}(r)$ présente une singularité à l'origine. On l'évite en calculant comme Fermi la fonction G_{n0} pour une valeur de r égale au rayon nucléaire R .

D'autre part on a :

$$q = \varepsilon_0 + \varepsilon_{sn}$$

où ε_0 est la différence d'énergie propre entre le noyau N_1 et le noyau N_2 et où ε_{sn} est l'énergie totale de l'électron s sur la couche n .

On obtient finalement :

$$(8a) \quad P_s^0 = G_{\psi}^2 \left| \int_D V^* U d\tau \right|^2 \frac{(\varepsilon_0 + \varepsilon_{sn})^2}{8\pi^2} G_{n0}^2(R).$$

Le facteur $G_{\psi}^2 \left| \int_D V^* U d\tau \right|^2$ peut être déduit de la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux dans le cas des spectres β . C'est une fonction décroissante de la charge Z du noyau N_1 .

On trouve par un calcul identique que la probabilité P_{s-}^0 de capture d'un électron s de spin $-1/2$ ($j = 1/2$, $P = 0$, $m = -1/2$) est égale à P_{s+}^0 .

La probabilité totale de capture d'un électron K par exemple est donc

$$(8b) \quad P_K^0 = \frac{L2}{T_0} \frac{\pi}{4} n_K (\varepsilon_0 + \varepsilon_K)^2 G_{10}^2,$$

en posant par analogie avec la désintégration β , $\frac{G^2 \left| \int V^* U d\tau \right|^2}{2\pi^3} = \frac{L2}{T_0}$;

$n_K \leq 2$ désignant le nombre d'électrons présents sur la couche K .

Dans l'hypothèse $|\Delta J| \leq 1$, « oui », toujours pour un électron s , on obtient :

$$(9) \quad P_s^1 = \frac{G_{\psi}^2 q^2}{\pi} \left[\left| \int_D V^* \vec{r} U d\tau \right|^2 \left\{ \frac{q^2}{3} \frac{G_{n0}^2(R)}{4\pi} + \frac{f_{n0}^2(R)}{4\pi R^2} - \frac{q}{3} \frac{G_{n0}(R) f_{n0}(R)}{2\pi R} \right\} \right. \\ \left. + \left| \int_D V^* \vec{\alpha} U d\tau \right|^2 \frac{G_{n0}^2(R)}{4\pi} + i \left\{ \left(\int_D V^* \vec{\alpha} U d\tau \right) \left(\int_D V^* \vec{r} U d\tau \right)^* - c. c. \right\} \right. \\ \left. \left(\frac{q}{3} \frac{G_{n0}^2(R)}{4\pi} - \frac{G_{n0}(R) f_{n0}(R)}{4\pi R} \right) \right].$$

P_s^1 fait intervenir les éléments de matrice $\int_D V^* \vec{r} U d\tau$ et $\int_D V^* \vec{\alpha} U d\tau$.

On peut montrer que $\left| \int_D V^* \vec{r} U d\tau \right| \sim R \left| \int_D V^* U d\tau \right|$
 et $\left| \int_D V^* \vec{\alpha} U d\tau \right| \sim v/c \left| \int_D V^* U d\tau \right|,$

où v est la vitesse des nucléons dans le noyau ($v/c \sim 1/10$).

On a par suite pour une même valeur de Z , $\frac{P_s^1}{P_s^0} \sim 1/100$.

On définirait de même P_s^2 par la condition $|\Delta J| \leq 2$, « non », et on aurait $\frac{P_s^2}{P_s^1} \sim 1/100$.

On retrouve ainsi la notion de transitions permises et interdites introduite de la même façon dans le diagramme de Sargent des émetteurs β .

P_s^0 correspond à une transition dite permise,

P_s^1 — interdite d'ordre 1,

P_s^2 — interdite d'ordre 2,

etc.

E. — Vue d'ensemble sur les résultats de la théorie. — Calcul de la probabilité totale de désintégration par capture P_c .

1° Transitions permises.

Lors d'une transition permise, seuls les électrons s ($j = 1/2$, $l = 0$) et p ($j = 1/2$, $l = 1$) peuvent être capturés avec une probabilité appréciable.

La probabilité totale de désintégration par capture P_c^0 est de la forme :

$$P_c^0 = P_K + P_{L_I} + P_{L_{II}} + \dots$$

Elle est donnée par la formule :

$$(10) \quad P_c^0 = \frac{G^2 |M|^2}{4\pi^2} \left\{ n_K (\varepsilon_0 + \varepsilon_K)^2 G_{10}^2 + n_{L_I} (\varepsilon_0 + \varepsilon_{L_I})^2 G_{20}^2 + n_{L_{II}} (\varepsilon_0 + \varepsilon_{L_{II}})^2 F_{2,-2}^2 + \dots \right\},$$

où $n_K, n_{L_I}, n_{L_{II}}, \dots$ représentent le nombre d'électrons K, L_I, L_{II} présentés dans le cortège.

Seul le coefficient $G^2 |M|^2$ est caractéristique de l'interaction choisie ;

il est égal aux expressions suivantes :

<i>Interaction</i>	$G^2 M ^2$
S	$G_S^2 \left \int_D V\beta U d\tau \right ^2$
V	$G_V^2 \left \int_D V^* U d\tau \right ^2$
T	$G_T^2 \left \int_D V\beta\vec{\sigma} U d\tau \right ^2$
A	$G_A^2 \left \int_D V^*\vec{\sigma} U d\tau \right ^2$
PS	$G_{PS}^2 \left \int_D V\beta\gamma_5 U d\tau \right ^2$

D'après la variance tensorielle de l'opérateur qui figure dans l'élément de matrice M , ces coefficients peuvent être classés dans trois groupes, qui diffèrent essentiellement par la nature des règles de sélection correspondantes. Les coefficients des interactions S et V ne sont différents de 0 que pour $\Delta J = 0$, changement de parité « non » ; l'interaction PS impose $\Delta J = 0$, changement de parité « oui », d'après les résultats du paragraphe D). Ce sont les règles de sélection introduites par Fermi qui exigent que lors d'une transition permise le noyau initial et le noyau final aient le même moment angulaire total J . Les coefficients des interactions T et A sont différents de 0 pour $\Delta J = 0 \pm 1$, changement de parité « non », et correspondent aux règles de sélection de Gamow et Teller, plus souples que celles de Fermi, puisqu'elles autorisent en outre, pour une transition permise, un ΔJ égal à ± 1 . Dès lors, si l'on peut déterminer expérimentalement les moments angulaires totaux du noyau initial et du noyau final, et si leur différence est égale à ± 1 , si d'autre part on peut affirmer que la transition correspondante est permise, on peut conclure que les interactions S, V et PS ne peuvent à elles seules rendre compte des phénomènes. C'est ce que Konopinski a essayé de montrer dans son article de 1943 [K3].

On peut faire sur la formule (10) les autres remarques qualitatives suivantes :

- a) Les énergies $\epsilon_K, \epsilon_{L_i}, \dots$ des électrons capturés étant en général peu

différentes de l'énergie au repos de l'électron (égale à 1 dans le système d'unités choisi), P_c^0 est sensiblement proportionnelle à $(\epsilon_0 + 1)^2$.

b) La probabilité de capture d'un électron donné est proportionnelle au carré de la plus grande des parties radiales de la fonction de Dirac correspondante où l'on a remplacé la charge du noyau par un Z_{eff} .

Si Z n'est pas trop grand, cette quantité est peu différente de la densité de probabilité de présence de l'électron correspondant à la limite du noyau.

Or cette probabilité décroît très rapidement quand n croît et pour une même valeur de n elle est beaucoup plus faible pour les électrons p_i que pour les électrons s .

C'est ce qu'illustre le tableau suivant :

Z	$G_{K_0}^2(R)$	$G_{L_{10}}^2(R)$	$F_{L_{II-2}}^2(R)$
10	$1,6 \times 10^{-3}$	$4,2 \times 10^{-5}$	$1,8 \times 10^{-9}$
20	$1,4 \times 10^{-2}$	$8,2 \times 10^{-4}$	$6,7 \times 10^{-7}$
30	$5,6 \times 10^{-2}$	$4,5 \times 10^{-3}$	$1,2 \times 10^{-5}$
40	$1,6 \times 10^{-1}$	$1,4 \times 10^{-2}$	$8,4 \times 10^{-4}$
60	$9,5 \times 10^{-1}$	$1,0 \times 10^{-1}$	$2,3 \times 10^{-3}$

La contribution des électrons des couches M, N, ... est donc négligeable : c'est pour cette raison que les auteurs se sont bornés dans les premiers mémoires à considérer la capture K.

c) On peut remarquer également que P_c^0 , comme la densité électronique au voisinage du noyau, est une fonction croissante du numéro atomique Z .

Si l'on admet que P_c^0 est de l'ordre de grandeur de P_K^0 , P_c^0 doit varier sensiblement comme Z^3 (la correction d'effet d'écran est peu importante ; pour la couche K : $Z_{\text{eff}} = Z - 0,30$).

Pour $\epsilon_0 = 1$ on obtient des périodes de désintégration dont l'ordre de grandeur est le suivant :

Z	10	20	30	40	60
t_{sec}	$3,4 \times 10^5$	$3,8 \times 10^4$	$9,8 \times 10^4$	$3,4 \times 10^3$	$5,8 \times 10^2$

d) *Influence de l'ionisation.*

La formule (10) suggère que la probabilité totale de désintégration

par capture doit diminuer si on retire des électrons s, p_1 ou p_{11} du cortège. Ce fait a été signalé indépendamment par E. Segré (S₄) et R. Daudel (D₃).

D'après les remarques précédentes on voit aussi que, pour que cet effet soit notable, il faudrait pouvoir retirer des électrons des couches profondes ; les sources d'énergie dont on dispose ne permettent pas d'obtenir par des procédés d'ionisation physique un pourcentage élevé d'atomes ionisés profondément pendant un temps suffisamment long pour pouvoir observer la variation de période.

Cependant on peut remarquer (B 8) que pour des valeurs de ϵ_0 suffisamment voisines de la limite inférieure, par le jeu du facteur $(\epsilon_0 + \epsilon_n)^2$, la probabilité de capture d'un électron L peut devenir aussi grande que la probabilité de capture d'un électron K. Le rapport $\frac{P_L}{P_K}$ est égal à 1 pour les valeurs suivantes de ϵ_0 :

Z	10	20	30	40	50	60
ϵ_0	— 0,99	— 0,99	— 0,97	— 0,93	— 0,90	— 0,86

On trouverait de même des valeurs de ϵ_0 pour lesquelles $\frac{P_M}{P_K}$ serait égal à 1.

Bien que d'un point de vue statistique il puisse exister des transitions $N_1 \rightarrow N_2$ correspondant à ces valeurs de ϵ_0 , comme la période de capture est inversement proportionnelle à $(\epsilon_0 + 1)^2$, le phénomène de capture est moins fréquent pour les faibles valeurs de ϵ_0 et la variation de période plus difficile à étudier.

De ces différentes considérations, et d'une étude de la liste des radioéléments qui se transforment par capture, il résulte que le nuclide le plus favorable à l'observation de l'influence de l'ionisation est le Be⁷ qui peut par simple ionisation chimique être amené sous forme de Be⁺⁺ où les deux électrons L₁ ont été retirés. Des expériences ont été effectuées pour mettre en évidence la variation de période correspondante (voir ci-dessous § V).

Il importe cependant de remarquer que la probabilité de présence des électrons K dans le noyau est plus grande dans le Be⁺⁺ que dans l'atome neutre de Be, comme le montrent par exemple les résultats de

la théorie du champ self-consistent de Hartree. Le départ des électrons L a donc pour conséquence sur la formule (10) donnant la probabilité totale de désintégration par capture, deux effets de sens contraires : d'une part suppression du terme qui dépend des électrons L, d'autre part augmentation de celui qui dépend des électrons K.

e) Rapport des probabilités d'émission β^+ et de capture.

Dans toutes les transitions pour lesquelles $\epsilon_0 > 1$ le phénomène de capture est accompagné d'émission β^+ .

Si l'on calcule, dans le cadre de la théorie de Fermi, la probabilité P_{β^+} d'émission β^+ , on obtient les valeurs suivantes du rapport $\frac{P_{\beta^+}}{P_c}$:

Emetteurs	ϵ_0	$\frac{P_{\beta^+}}{P_c}$
C ¹¹	2,86	3 600
S ⁴¹	10,68	1 100
Sc ⁴³	3,5	7,6
Y ⁸⁸	2,3	2,4
Sb ¹²⁰	4,0	3,0

La capture est donc particulièrement importante relativement à l'émission β^+ dans les cas où l'énergie libérée est faible et la charge nucléaire grande.

2° Transitions interdites.

Pour les transitions interdites, les différentes formes d'interaction conduisent à des résultats qui diffèrent non seulement par la nature des règles de sélection, mais encore par la formule donnant la probabilité de capture en fonction de ϵ_0 et de Z .

Mais, dans tous les cas, lors d'une transition interdite d'ordre n , il ne peut y avoir capture avec probabilité appréciable que d'électrons dont le nombre quantique j est $\leq \frac{2n+1}{2}$.

Un électron a donc d'autant moins de chances d'être capturé qu'il appartient à un état correspondant à un nombre quantique j plus élevé.

Comme pour les transitions permises, bien que les formules soient

pour chaque interaction plus compliquées, la probabilité de capture est une fonction croissante de ϵ_0 et de Z . (Pour les transitions interdites d'ordre 1, la probabilité totale de capture P_c^1 est sensiblement proportionnelle à $(\epsilon_0 + 1)^4$.)

Pour $\epsilon_0 = 1$ on obtient les ordres de grandeur suivants pour la période de capture :

Z	10	20	30	40	60
$t_{\text{sec}}^{(1)}$	$6,8 \times 10^8$	$4,9 \times 10^8$	$9,1 \times 10^7$	$2,5 \times 15^7$	$3,1 \times 10^6$
$t_{\text{sec}}^{(2)}$	$3,8 \times 10^{14}$	$1,8 \times 10^{13}$	$2,4 \times 10^{12}$	$5,2 \times 10^{11}$	$4,8 \times 10^{10}$
$t_{\text{sec}}^{(3)}$	$4,3 \times 10^{20}$	$1,2 \times 10^{19}$	$1,2 \times 10^{18}$	$2,1 \times 10^{17}$	$1,4 \times 10^{16}$

$t^{(1)}$, $t^{(2)}$, $t^{(3)}$ correspondant respectivement aux transitions interdites d'ordre 1, 2, 3.

Les transitions interdites conduisent à des variations relatives de période par ionisation un peu plus grandes (pour une même valeur de Z et de ϵ_0) que les transitions permises, mais correspondent à un phénomène dont la mise en évidence expérimentale est encore plus délicate, puisqu'il s'agit d'émetteurs à périodes plus longues.

III. — L'HYPOTHÈSE DU NEUTRINO ET LA CAPTURE DE NÉGATONS ORBITAUX

A) *Arguments pour l'hypothèse du neutrino.*

Dans le cas de la radioactivité β on observe que les électrons émis n'ont pas tous la même énergie ; ils forment un spectre continu d'énergie s'étalant depuis une valeur très faible, probablement zéro, jusqu'à une valeur maximum W_0 (fig. 6). L'énergie de la transition n'aurait donc pas une valeur unique, mais pourrait varier de manière continue entre les valeurs m_0c^2 et $m_0c^2 + W_0$; mais cette façon de considérer le phénomène est incompatible avec la conception de la désintégration β s'effectuant entre niveaux nucléaires quantifiés.

Or l'étude expérimentale de la radioactivité α et des photons nucléaires associés (travaux de Rosenblum, Rutherford, ..., cf. [B4]), des bilans énergétiques des transmutations, la détermination des masses exactes

des noyaux par le spectrographe de masse, ... (cf. [B1]) permettent d'affirmer l'existence de niveaux quantifiés dans les noyaux.

Dans la radioactivité β , on peut donc affirmer que l'énergie de la transition a une valeur bien définie égale à : $(m_0c^2 + W_0)$, dans le cas où aucun photon n'accompagne l'émission β .

Une deuxième difficulté est relative à la statistique et aux spins des noyaux : la radioactivité β et la capture d'électrons ne modifiant pas le nombre atomique du noyau, le noyau initial et le noyau final possèdent la même classe de spin (entier ou demi-entier) et obéissent à la même statistique ; or l'électron émis ou absorbé étant un « fermion » (statistique de Fermi-Dirac) et son spin étant $\frac{1}{2}$ (en unité $h/2\pi$), il ne peut y avoir conservation du spin total, et par suite de la statistique du système,

si l'on ne fait aucune hypothèse supplémentaire. Or la loi de conservation du spin (analogue à celle de la conservation de la quantité

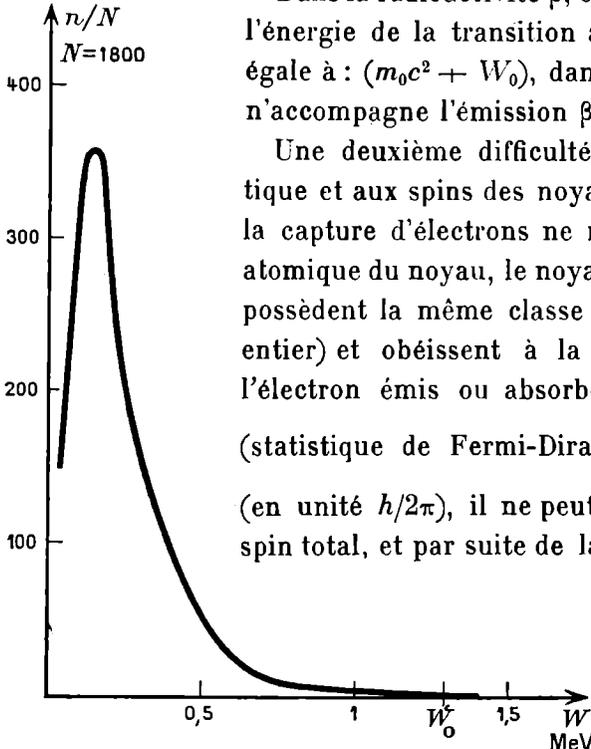


Fig. 6. — Spectre continu de RaE obtenu au Wilson d'après M. Lecoin (laboratoire Curie) [L1].

de mouvement) semble aussi bien établie que la loi de la conservation de l'énergie.

Ces deux contradictions importantes relatives à la non-conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement du système sont levées si l'on suppose, comme l'a fait Pauli en 1933, l'existence d'une particule hypothétique : le neutrino. L'émission β^- (ou β^+) s'expliquerait par la transformation d'un neutron en proton (ou vice-versa) et la création simultanée d'un négaton (ou d'un proton) et d'un neutrino (ou d'un anti-neutrino). Le neutrino émis en même temps que le négaton emporterait une partie de l'énergie de la transformation de telle manière que :

$$\Delta W = m_0c^2 + \mu_0c^2 + W_\beta + W_\mu$$

ΔW étant l'énergie de la transition nucléaire (en supposant qu'il n'y ait pas de photons γ).

Les difficultés précédentes disparaissent avec cette hypothèse : d'une part, d'après l'équation précédente, le principe de conservation de l'énergie se trouve vérifié, d'autre part, si l'on suppose que le neutrino a un spin $\frac{1}{2} \hbar$ et suit la statistique de Fermi-Dirac comme un électron, le principe de conservation du spin total se trouve lui aussi vérifié.

L'hypothèse du neutrino sert de base à la théorie de la radioactivité β faite par Fermi. Les succès relatifs de cette théorie, concernant la prévision de la limite supérieure de l'énergie W_0 et les relations entre W_0 et la période T de la radioactivité β , sont de solides arguments en faveur de l'hypothèse de Pauli.

Toutefois ce ne sont pas là des preuves directes pour cette hypothèse. Aussi de nombreux auteurs ont essayé de mettre en évidence le neutrino. L'absence de charge qu'il est nécessaire d'attribuer au neutrino pour satisfaire le principe de la conservation de l'électricité ne permet pas d'observer un effet primaire d'ionisation ; en outre, le fait qu'on n'ait pas observé d'effet secondaire d'ionisation, analogue à celui créé par les rayons γ , indique qu'il n'existe pas d'interactions électromagnétiques importantes entre le neutrino et les autres particules. Enfin les recherches sur l'effet d'ionisation dû au moment magnétique du neutrino ont été négatives [B5, N1] et permettent d'affirmer que le moment magnétique du neutrino, s'il existe, est inférieur à $1/7\,000$ de magnéton de Bohr. D'autres expériences ont été tentées pour mettre en évidence le neutrino à partir du recul du noyau final de la transformation radioactive. Nous examinerons ces expériences plus loin.

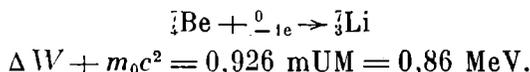
En ce qui concerne les anti-neutrinos émis au cours de la radioactivité β^+ , ils ne se distinguent pas des neutrinos, mais se trouvent introduits dans le formalisme mathématique. Le neutrino, comme l'électron négatif dans la théorie de Fermi, obéit à l'équation d'onde de Dirac ; celle-ci conduit à des solutions correspondant à des énergies positives et négatives. Tous les états d'énergie négative sont ordinairement remplis et lorsqu'un de ces états se vide, le « trou » ainsi créé est observable comme un anti-neutrino dont la charge et le moment

magnétique sont opposés à ceux du neutrino. Mais la charge et probablement le moment magnétique étant nuls, la particule et l'anti-particule ne se distinguent pas dans ce cas.

B) *Énergie emportée par le neutrino dans la capture d'électrons.*

A la suite de la capture de l'électron, l'énergie du noyau initial augmente environ de 0,5 MeV et revient à l'état stable en libérant une quantité d'énergie égale à $\Delta W + 0,5$ MeV, ΔW étant l'énergie de la transition entre les deux niveaux nucléaires. Or la libération de cette quantité d'énergie, lorsqu'aucun γ n'accompagne le processus de capture, n'est pas observable. On admet, par analogie avec l'hypothèse de Panli,¹ que le neutrino emporte cette énergie.

Soit par exemple la transformation du ${}^7_4\text{Be}$ en ${}^7_3\text{Li}$ par capture d'électron orbital :



D'après la valeur de cette énergie¹ le noyau ${}^7_4\text{Be}$ ne peut se transformer que par capture d'électrons orbitaux. On n'a d'ailleurs jamais observé expérimentalement de positons. En outre l'expérience montre que 10 % des transitions s'effectuent avec émission d'un photon γ de 0,45 MeV environ. On suppose que dans un cas le neutrino emporte 0,86 MeV et dans l'autre 0,41 MeV.

C) *Essai de mise en évidence du neutrino par le recul du noyau.*

On peut essayer de détecter le neutrino par le recul du noyau. Ce recul peut être observé dans la radioactivité β , mais c'est dans le cas de la capture qu'il est le plus important (à énergie de transition et masse du noyau final égales).

Les premiers essais sur le recul du noyau furent effectués par Leipunski en 1936 [L2] sur le ${}^{11}\text{C}$ (émetteur de positons de période

1. D'après les masses exactes des atomes selon Mattauch et Flugge (1942) déduites des données expérimentales sur le seuil de la réaction ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$.

20 minutes et d'énergie maximum 0,95 MeV); par Crane et Halpern [C2 C2a] en utilisant une chambre de Wilson avec ^{38}Cl (émetteur β^- de période 37 minutes et d'énergie maximum 5 MeV). Dans ces deux séries d'observations les auteurs conclurent que la quantité de mouvement du noyau de recul était légèrement supérieure à celle calculée lorsqu'on suppose qu'il n'y a pas de neutrino émis.

K. C. Wang [W2] en 1942 suggère d'utiliser le recul du ^7Li résultant de la capture d'électron orbital par ^7Be . Ce noyau a deux possibilités pour se transformer en ^7Li : a) dans 90 % des transitions toute l'énergie est emportée par le neutrino: soit 0,86 MeV; b) dans 10 % des cas un photon de 0,45 MeV est émis et le neutrino emporte 0,41 MeV environ. Dans le premier cas, la quantité de mouvement prise par le noyau ^7Li est égale à celle du neutrino émis et l'énergie de recul W_R du noyau ^7Li est égale à $W_R = W_\nu / 2Mc^2$ (M étant la masse exacte du noyau et W_ν l'énergie emportée par le neutrino), soit 57 eV environ. Dans le deuxième cas l'énergie de recul due à l'émission de photons γ de 0,45 MeV est seulement de l'ordre de 16 eV.

L'expérience a été réalisée en 1942 à Chicago par J. S. Allen [A3]. Cet auteur, opérant dans le vide, détecte les noyaux de recul ^7Li chargés positivement à l'aide d'un tube multiplicateur d'électrons (fig. 7).

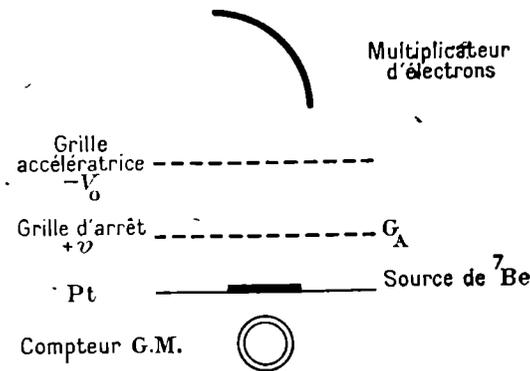


Fig. 7. — Schéma du dispositif de J. S. Allen.

Entre la source et la première électrode de ce tube il interpose une grille G_A portée à un potentiel positif variable $+v$ pour arrêter les

ions ${}^7\text{Li}$. Les rayons γ sont détectés par un compteur G-M. Allen observe un potentiel d'arrêt de la grille de 45 eV environ (fig. 8) et ne trouve

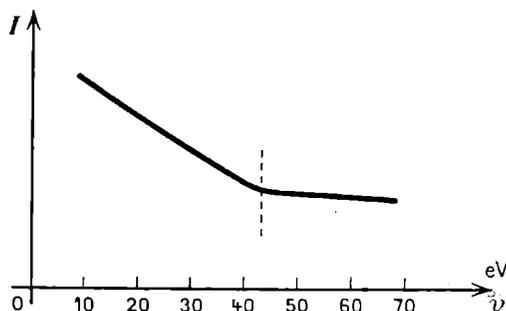


Fig. 8. — Variation de l'intensité due aux noyaux de recul ${}^7\text{Li}$ en fonction du potentiel appliqué à la grille d'arrêt G_A .

pas de coïncidence entre les noyaux de recul et les rayons γ émis dans des directions opposées (si le recul provenait des rayons γ le nombre de coïncidences aurait été 80 fois plus grand dans les conditions expérimentales). En outre le potentiel d'arrêt trouvé dans ces expériences doit être majoré de quelques eV afin de tenir compte de l'absorption dans la couche de gaz existant toujours à la surface du support de platine, du travail d'extraction des ions positifs hors de la surface de ce métal, de la pénétration des atomes ${}^7\text{Be}$ dans le support, ...

Les expériences précédentes comportent de nombreuses corrections et causes d'erreurs ; aussi n'est-il pas possible d'en déduire des renseignements quantitatifs précis sur l'énergie emportée au cours de la capture ; on ne peut rien dire en outre sur la nature de la particule emportant cette énergie.

Comme conclusion, nous retiendrons que le recul du noyau ${}^7\text{Li}$ a été mis en évidence et que la valeur expérimentale maximum de son énergie correspond approximativement au recul dû à l'émission d'un neutrino de masse voisine de zéro.

Cette expérience montre que les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement ne sont pas mises en défaut, mais n'indique rien de plus. L'énergie disponible pourrait être emportée par une ou plusieurs particules ; on suppose uniquement, par raison de simplicité, qu'il y a un seul neutrino émis.

Toutefois il serait possible de choisir entre ces hypothèses : dans le

cas de plusieurs neutrinos le noyau de recul aurait un spectre continu d'énergie, tandis qu'un seul neutrino émis correspondrait à une raie monoénergétique pour le noyau de recul. L'étude expérimentale de la répartition de l'énergie des noyaux de recul permettrait donc de préciser le mécanisme de la capture d'électrons.

Une expérience analogue à celle d'Allen a été faite par B. T. Wright [W3] sur le ^{107}Cd : le ^{107}Cd se transforme par capture en ^{107}Ag ; Wright a mis en évidence le recul de ^{107}Ag , mais n'a pu déterminer l'énergie du recul : ce noyau ^{107}Ag quittant le support à l'état d'atome neutre.

En attendant des expériences plus décisives, on conserve l'hypothèse du neutrino parce que, d'une part elle permet d'interpréter d'une manière satisfaisante de nombreux phénomènes, et d'autre part elle sert de base à la théorie de la désintégration β , théorie qui a déjà rendu de nombreux services.

Récemment K. G. Wang [W4] a proposé d'utiliser la désintégration β^- de ^{12}B , dont la période est $2,2 \cdot 10^{-2}$ seconde et dont l'énergie maximum des β est 12 MeV ; dans ce cas l'énergie maximum du noyau de recul atteint plusieurs milliers d'électronvolts.

IV. — MÉTHODES EXPÉRIMENTALES POUR L'ÉTUDE DE LA CAPTURE DES NÉGATONS ORBITAUX

A. — Généralités.

La capture d'électrons est moins facile à observer que les émissions α ou β . En général on caractérise la capture à l'aide du rayonnement X qui la suit ; on peut parfois la mettre en évidence par des méthodes indirectes ; citons :

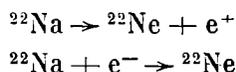
a) Lorsque l'émission β^+ se produit parallèlement à la capture, on peut, en déterminant le nombre de noyaux radioactifs initiaux et le nombre de positons émis, estimer l'importance du phénomène de capture.

Roberts et Heydenburg [R2] ont opéré de cette manière pour étudier la transition $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+$, ^{13}N étant produit à partir de ^{12}C par réaction (d, n) : $^{12}\text{C} + {}^2_1\text{d} = ^{13}\text{N} + {}^1_0\text{n}$. Ces auteurs ont interprété la différence observée entre le nombre de neutrons et de positons émis par ^{13}N comme due à la capture d'électrons orbitaux par ^{13}N . De tels dénombrements absolus sont délicats et il est difficile d'obtenir une

précision satisfaisante ; dans l'exemple précédent, les résultats de Roberts et Heydenburg ne sont pas assez précis même pour affirmer l'existence de la capture.

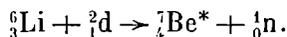
b) S'il est possible de déterminer le nombre de noyaux formés et celui de positons émis, on peut atteindre la proportion de la capture et de l'émission β^+ .

Cette méthode, due à Alvarez [A2], a été expérimentée sur le $^{22}_{11}\text{Na}$ par H. Weltin [W5] :



La comparaison entre la quantité de Ne déterminée par microanalyse, suivant la méthode de Paneth et Peters, et le nombre de positons permet d'estimer la proportion de capture. Celle-ci, dans le cas de ^{22}Na , serait environ 2 fois plus importante que l'émission de positons².

c) Si le noyau émet un rayonnement γ et se désintègre uniquement par capture, la comparaison du nombre de noyaux formés et du nombre de photons permet de mettre en évidence une capture complexe : cette méthode a été appliquée par Roberts, Heydenburg et Locher [R3] sur ^7Be . ^7Be est formé à partir de ^6_3Li par réaction (d, n) :



Le dénombrement des neutrons donne le nombre de noyaux $^7\text{Be}^*$ formés. Or ces auteurs observent que ^7Be peut revenir à l'état fondamental ^7_3Li en émettant des photons γ de 0,45 MeV environ, dont le nombre est environ 10 fois plus faible que celui des neutrons formés dans la réaction $^6\text{Li}(dn)^7\text{Be}$. Ils supposèrent le phénomène de capture

complexe suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} ^7_4\text{Be}^* \xrightarrow{e^-} ^7_3\text{Li}, \\ ^7_4\text{Be}^* \xrightarrow{e^-} ^7_3\text{Li} + h\nu. \end{array} \right.$$

Mais généralement le phénomène de capture peut être caractérisé à l'aide du rayonnement X qui l'accompagne. La mise en évidence de ce rayonnement peut constituer une preuve expérimentale directe du phénomène de capture. On ne pourra cependant en déduire l'existence du processus de capture qu'après estimation des phénomènes de con-

2. W. N. Good et al. (*Phys. Rev.*, **69** (1946), p. 313) ont obtenu par une méthode de coïncidences moins de 5% de captures $K(\epsilon_K/\rho_T \leq 5\%)$.

version interne, l'effet photoélectrique pouvant conduire également à l'excitation de l'atome et à l'émission d'un rayonnement X.

La détection du rayonnement X, et principalement de la raie K_{α} , se heurte parfois à de sérieuses difficultés expérimentales : le rayonnement K_{α} des éléments de nombre atomique inférieur à 20 possède une longueur d'onde supérieure à 3 Å, nécessitant une technique spéciale ; les noyaux émetteurs de positons dont l'énergie maximum est grande ont généralement une faible probabilité de se transformer par capture et le rayonnement X émis a une intensité faible.

B. — *Étude de la capture à l'aide de la chambre de Wilson.*

Jacobsen [J1] eut le premier l'idée de détecter les raies X caractéristiques de la capture ; mais les sources peu intenses qu'il utilisa ne lui permirent pas d'observer dans la chambre de Wilson des traces de photoélectrons produits par la raie K_{α} accompagnant la capture d'électrons par le noyau ^{43}Sc .

B₁. *Énergie du rayonnement X.*

William et Pickup [W2], étudiant le noyau ^{48}V , déterminèrent l'énergie du rayonnement X à partir de son absorption dans le gaz de la chambre : ils étudièrent pour cela la décroissance du nombre de photoélectrons (d'énergie 4 000 eV environ) en fonction de la distance à la source, les électrons provenant de celle-ci étant éliminés par un champ magnétique de 2 000 gauss environ.

On peut également déterminer l'énergie du rayonnement X à partir de l'énergie des photoélectrons, du moins en ce qui concerne les atomes de nombre atomique pas trop petit : on obtient l'énergie des photoélectrons soit en dénombrant le nombre de paires d'ions le long de leur trajectoire, soit de préférence en mesurant la longueur moyenne de leur trajectoire (parcours moyen).

La précision de cette méthode ne permet pas de distinguer des raies d'énergie voisine et d'intensité comparable, elle ne permet pas par conséquent de déterminer avec précision le nombre atomique de l'atome producteur du rayonnement X primaire, et de distinguer deux raies provenant d'atomes de nombres atomiques voisins.

Étant donné que cette méthode a un faible pouvoir séparateur et

que la détermination du parcours moyen nécessite des mesures très longues au stéréocomparateur, on peut la remplacer par celle de la « portée moyenne », distance entre la première et la dernière paire d'ions de la trajectoire des photoélectrons : la dispersion est dans ce cas encore un peu plus grande, mais les mesures sont beaucoup plus faciles.

Cette méthode a été développée par Tsien San-Tsiang, C. Marty et B. Dreyfus [T1], qui montrèrent expérimentalement que le rapport de la portée moyenne au parcours moyen était constant pour des négatons d'énergie inférieure à 50 keV (0,55 dans l'argon ; 0,63 dans l'air).

B₂. Détermination du rapport P_+/P_c .

Le dénombrement simultané des positons et des photoélectrons permet d'atteindre le rapport P_+/P_c à la condition que l'on connaisse le nombre de photoélectrons produit par des phénomènes secondaires (conversion interne, arrêt des électrons dans la matière, ...) dans la chambre de Wilson au cours d'une détente.

Ce rapport a été déterminé par ce procédé par Williams et Pickup [W6] sur ⁴⁸V et par Walke, Williams et Evans [W7] sur ⁴⁷V.

La chambre de Wilson est un appareil de choix pour estimer, par simple inspection, l'importance relative des photoélectrons (dus à des rayonnements X ou γ mous), des électrons Compton ou de matérialisation (dus à des photons plus énergiques), des électrons positifs ou négatifs accompagnant la capture, et de suivre leur évolution au cours du temps ; mais elle ne permet pas de mesures quantitatives précises : énergie des photons K_α provenant de la capture, valeur du rapport P_+/P_c .

C. — Étude à la chambre d'ionisation et aux compteurs G. M.

Au contraire, la chambre d'ionisation et les compteurs G. M. détectent globalement les phénomènes, qui sont d'ailleurs plus faciles à analyser lorsqu'une étude préalable a été effectuée à la chambre de Wilson.

En ce qui concerne spécialement le rayonnement X : la détermination de son énergie et de son intensité peut être effectuée à l'aide d'une chambre d'ionisation ou d'un compteur.

La chambre d'ionisation est du type couramment utilisé dans les mesures des rayons X (cf. par exemple: Compton et Allison [C3], Smick et Kirpatrick [S3, K4]).

Le compteur est construit de manière à posséder l'efficacité maximum pour le rayonnement X étudié; nous avons utilisé par exemple des compteurs remplis d'argon à une pression assez élevée (20, 50 ou même 70 cm de Hg); ces compteurs sont fermés du côté où pénètre le rayonnement par une fenêtre mince (5 mg/cm² d'aluminium) et fonctionnent par « effet gaz »; leur efficacité est alors sensiblement proportionnelle à la pression et atteint 50 % pour le rayonnement K_αNi provenant de la capture d'électrons par ⁶⁴Cu ou ⁶¹Cu.

Le point de fonctionnement ne dépasse jamais 2 000 V à condition qu'on ajoute 10 à 20 % d'alcool dans le gaz du compteur. Pour des rayonnements X plus énergiques, on a intérêt à travailler avec des compteurs remplis de xénon à la pression atmosphérique.

1° ÉNERGIE DU RAYONNEMENT X.

a) *Par simple absorption.*

L'énergie du rayonnement X peut être mesurée parfois par simple mesure d'absorption, lorsque la variation du coefficient d'absorption est suffisante dans la région de l'atome étudié: c'est le cas de la capture par ⁵⁸V (16 jours).

K_αTi peut être mis en évidence par absorption dans l'aluminium; c'est ainsi que L. W. Alvarez [A2] mit le premier en évidence le phénomène de la capture d'électrons.

b) *Par la méthode de l'absorption critique.*

La méthode de l'absorption critique utilise des écrans dont l'énergie des électrons K des atomes qui les forment encadre celle du rayonnement X étudié. Un photon X peut expulser seulement un électron K dont l'énergie de liaison est plus petite que son énergie propre: on pourra donc caractériser le rayonnement X à l'aide de la différence des courbes d'absorption obtenues avec des éléments voisins convenablement choisis.

Cette méthode a été employée par Alvarez [A2] sur le rayonnement K_α du Zn en utilisant des écrans de Ni et de Cu dont les discontinuités d'absorption correspondent à des longueurs d'onde respectives de

1,48 et 1,38 Å ; la plus grande partie de la raie K_{α} Zn se trouve entre ces limites. La raie K_{β} Zn par contre se trouve en dehors des discontinuités d'absorption L et possède une énergie supérieure à celle des discontinuités d'absorption ; elle est donc fortement absorbée dans le Ni et le Cu. Il est important de bien canaliser le rayonnement X de fluorescence K_{α} Ni provenant des atomes de Ni excités par le rayonnement K_{α} Zn, ce qui évite de diminuer anormalement l'absorption du rayonnement primaire.

c) *Méthode de fluorescence.*

O'Neal, Scharff et Goldhaber [01] ont employé cette méthode pour étudier le rayonnement X émis au cours de la transformation du ^{124}Te de 125 jours. Leur dispositif, représenté figure 9, se compose d'un

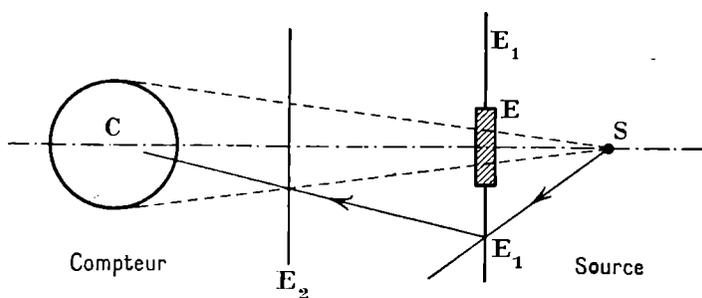


Fig. 9. — Schéma du dispositif de O' Neal et al.

compteur C, sensible aux rayons X, comme détecteur, d'un écran de plomb, E, entre source et compteur, de dimensions suffisantes pour arrêter les photons X, et d'une couronne E_1 jouant le rôle d'émetteur secondaire pour le compteur C. Les photons secondaires émis par E_1 (Ag, Cd, Sn, In) sont en partie absorbés dans les écrans d'aluminium, E_2 .

Lorsque la discontinuité d'absorption K de l'élément composant E_1 a une énergie supérieure à celle du photon X incident, on recueille uniquement dans C des photons diffusés ; lorsqu'elle lui est inférieure, les photons X excitent la couche K des atomes de E_1 , qui émettent à leur tour des photons secondaires de fluorescence.

Cette méthode sensible a permis à leurs auteurs de mettre en évidence dans le rayonnement primaire les raies K_{α} Sb et K_{α} Te.

2° INTENSITÉ DU RAYONNEMENT X.

La détermination de l'intensité absolue du rayonnement X est délicate. Elle peut être déterminée, lorsqu'elle est suffisante, à l'aide d'une chambre d'ionisation construite pour des mesures absolues (cf. Compton et Allison par exemple [C3]).

Sinon on peut l'atteindre par compteur, mais l'étalonnage de l'efficacité d'un compteur est moins facile que celui de la chambre d'ionisation. Nous n'étudierons pas la détermination de l'efficacité du rayonnement X de la chambre d'ionisation ou du compteur³, ce qui serait trop long.

Indiquons simplement les différentes corrections nécessaires pour

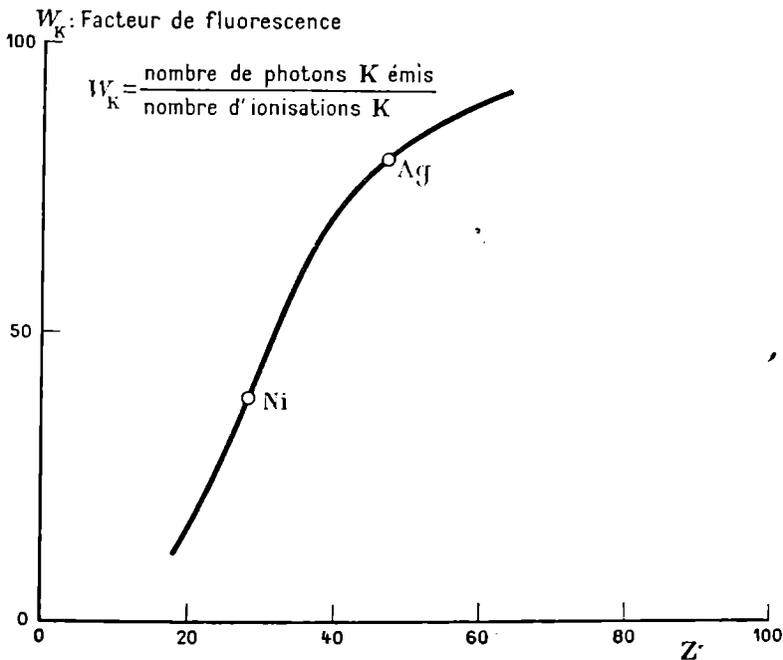


Fig. 10.

passer des valeurs brutes obtenues au nombre d'atomes excités au niveau K par la capture ; ce sont :

a) L'angle solide effectif dû à la canalisation du dispositif expérimental et corrigé des effets de parois.

3. Cf. à ce sujet : Intensités absolues des rayonnements émis par ⁶⁴Cu et ⁶¹Cu par R. Bouchez et G. Kayas J. de Phys. et le Rad. (sous presse).

b) Les différentes absorptions dans la matière de la source et toute matière entre source et détecteur.

c) L'efficacité du détecteur.

d) Le facteur de fluorescence W_K , c'est-à-dire le nombre de photons émis par atome excité au niveau K ; $1 - W_K$ est appelé ordinairement le « facteur de conversion interne » de photon K (électron Auger et photoélectrons) (cf. courbe donnant la variation de W_K en fonction de Z : fig. 10).

e) La contribution à l'intensité obtenue des photons de la série K autres que les photons K_α ($K_{\beta 1}$ et $K_{\beta 2}$).

f) La contribution à l'ionisation de la couche K de phénomènes autres que la capture K : conversion interne des photons nucléaires, effet photoélectrique, arrêt des électrons dans la matière (si leur énergie est supérieure à la discontinuité d'absorption du niveau K).

Il est donc difficile de déterminer l'intensité absolue de la capture, aussi n'existe-t-il que fort peu de résultats dans la littérature. Nous les discuterons plus loin.

D — Analyse spectrographique.

Les rayons X accompagnant la capture peuvent aussi être détectés à l'aide d'un spectrographe à grande luminosité. Les spectrographes dans lesquels le faisceau de photons est limité par une fente étroite ne sont pas assez lumineux pour détecter les faibles rayonnements X

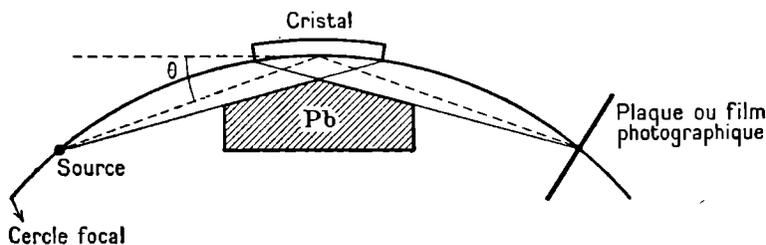


Fig. 11. — Spectrographe à cristal courbe de sel gemme utilisé par Abelson.

accompagnant les transitions nucléaires. Deux types de spectrographes à grande luminosité ont été utilisés avec succès : ils comprennent un cristal courbe dont le rayon de courbure n'est pas trop grand (inférieur à 30 cm environ) et travaillant soit par réflexion (type Johann), soit par transmission (type Cauchois).

Le premier type a été employé par Abelson [A4] (fig. 11). Il com-

prend un cristal de sel gemme : dans l'air on peut l'utiliser pour détecter les raies K_{α} d'éléments de numéro atomique supérieur à 23 environ (3,5 Å ou 5 000 eV) et les raies L_{α} d'éléments de numéro atomique supérieur à 59. Avec cet appareil, Abelson a mis en évidence les raies $K_{\alpha}\text{Zn}$ et $K_{\alpha}\text{Ni}$ accompagnant les captures K du ^{67}Ga et du ^{64}Cu .

Le deuxième type de spectrographe, à cristal courbe, a été utilisé par Edwards, Pool et Blake [E1] (fig. 12). Ces auteurs employèrent

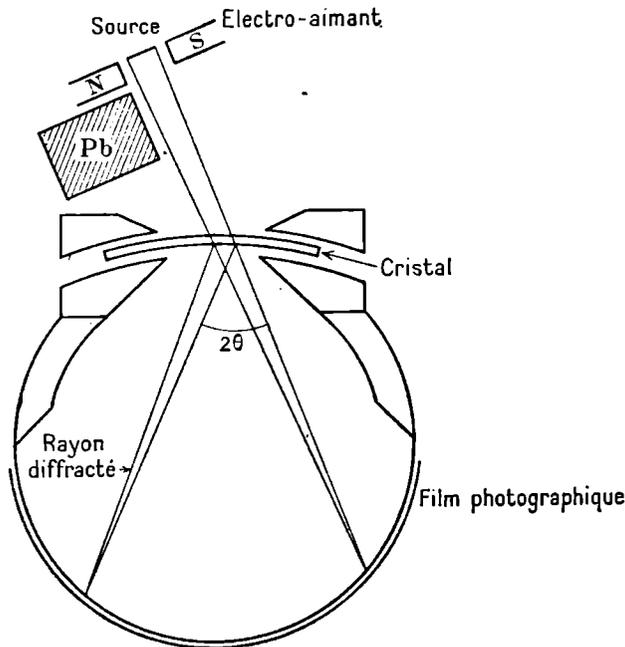


Fig. 12. — Spectrographe à cristal courbe par transmission utilisé par J. E. Edwards.

des cristaux de quartz, de mica et de gypse et observèrent les raies $K_{\alpha}\text{Ag}$ accompagnant la capture K de ^{107}Cd et ^{109}Cd (cristal de mica), les raies $K_{\alpha}\text{Ni}$ (cristal de quartz) et $K_{\alpha}\text{Cd}$ (cristal de mica) caractéristiques des captures K de ^{64}Cu et ^{112}In (2,7 jours).

Ces spectrographes à grande sensibilité ont par contre un pouvoir séparateur faible. Les sources utilisées étant larges, la canalisation pas très stricte, les raies obtenues sont larges. Toutefois ce pouvoir séparateur est suffisant pour séparer les doublets K_{α} ou L_{α} appartenant à deux éléments voisins. En effet dans le cas du spectrographe utilisé par Edwards et al., la largeur du doublet K_{α} d'un élément dans

Remarquons que l'un des principaux avantages de la méthode est la possibilité de mettre en évidence des raies X peu intenses en faisant des temps de pose très grands, compatibles avec la période du noyau étudié.

Toutefois cette méthode ne permet pas de déterminer l'intensité absolue du rayonnement considéré, car il est difficile d'établir une relation entre l'intensité d'une raie, telle que la révèle l'étude au microphotomètre, ou à la cellule photoélectrique, et le nombre de photons responsables de cette raie. D'autre part le facteur de transmission ou de réflexion pour le cristal utilisé n'est pas connu avec précision et varie notablement avec la longueur d'onde.

V. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

On connaît actuellement une soixantaine de cas de capture, du ${}^7\text{Be}$ au ${}_{93}^{235}\text{Np}$. La capture des électrons K est la seule mise en évidence, aucune capture d'électron L n'a été observée : Deutsch et Elliott [D2] n'ont pas réussi à l'observer dans le cas de ${}^{54}\text{Mn}$, noyau qui se transformerait, selon Marzak [M2], par capture L avec une probabilité relativement importante.

L'analyse spectrographique a mis en évidence des raies L_{α} , mais il n'est pas possible de conclure à une capture L sans étude quantitative, extrêmement difficile par cette méthode.

Une mise en évidence indirecte de la capture L est en cours sur le ${}^7\text{Be}$: les premières expériences [B6] à l'aide des compteurs ne sont pas encore décisives ⁴.

Nous classerons les différentes captures K connues d'après la nature des rayonnements émis :

A. — *Capture K sans émission de positons* : — $\gamma < \varepsilon_0 < 1$.

A₁) *Sans émission de γ : capture simple.*

La détection de la raie K_{α} de l'élément précédent constitue dans ce cas une preuve de la capture K.

⁴. Note sur épreuves : La capture L a été mise en évidence sur le ${}^7\text{Be}$ par R. Bouchez et al. (*C. R.*, Paris, **227** (1948), p. 525 ; *J. de Phys.*, mai 1949) et sur ${}^{10}\text{A}$ par Pontecovo et al. (*Phys. Rev.*, avril 1949).

On connaît avec certitude un seul nuclide dans cette classe : ^{49}V (600 jours). La comparaison de ce résultat expérimental avec la théorie ne peut être faite : on ne connaît pas exactement ε_0 . On peut dire seulement que la période prévue par la théorie est 600 jours à la condition de supposer $\varepsilon_0 = -0,88$, le calcul étant effectué en utilisant le tenseur d'interaction ; un changement de parité « non » et $|M|^2 \sim 0,1$, hypothèses qui ne sont pas anormales.

A₂) Avec émission de γ : capture complexe.

Cette classe comprend deux catégories de transitions. Dans la première la différence de moment angulaire total ΔJ est petite (0 ± 1) : le noyau final comprend alors plusieurs niveaux différant par exemple par l'orientation du spin d'un des nucléons : type ^7Be . Dans la deuxième la probabilité de transition est, toutes choses égales, plus faible : soit parce que ΔJ est relativement plus grand que dans la catégorie précédente $|\Delta J| \geq 2$, soit parce que la transition s'accompagne d'un changement défavorable de parité. Le passage de l'état intermédiaire à l'état final s'accompagne d'une émission d'un ou plusieurs photons fortement convertis.

Les noyaux appartenant à cette catégorie sont nombreux : citons ^{67}Ga (84 heures) sur lequel Alvarez [A2] observa pour la première fois le phénomène de conversion interne en radioactivité artificielle. De nombreux photons γ et électrons de conversion interne accompagnent la capture.

^{54}Cr (26 jours), dont le rayonnement γ de 330 keV est fortement converti ; ^{54}Mn (500 jours) ; ^{55}Fe (4 ans) ; ^{73}As (90 jours) ; ^{103}Cd (158 jours) ; etc.

Cas du ^7Be .

Le ^7Be est le type de la capture complexe comprenant seulement des transitions permises. Sa période est 54 jours

Nous allons comparer sur cet exemple résultats expérimentaux et théorie. Les grandeurs comparables sont :

1) La période totale T , ou mieux la probabilité totale $P = \frac{L^2}{T}$;

2) Les périodes partielles (ou probabilités partielles) lorsqu'il y a lieu : dans le cas de la capture complexe ^7Be , on distingue une pre-

mière probabilité partielle P_1 correspondant à la transition ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$, et une deuxième P_2 correspondant à ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}^*$;

3) Le rapport des probabilités pour la capture K et la capture L, P_K/P_L ;

4) Le rapport R des probabilités par capture K et par émission de positons $R = P_K/P_+$.

Nous limiterons l'étude de R au nuclide ${}^{107}\text{Cd}$ (${}^7\text{Be}$ n'émettant pas de positons).

Dans le cas où il n'y a pas d'émission de positons, il est difficile d'atteindre avec précision ϵ_0 et d'effectuer la comparaison entre théorie et expérience. Toutefois Be est un des rares cas où cette comparaison est possible; on détermine en effet $\epsilon_0 = 0,7$ à partir des masses exactes de ${}^7\text{Be}$ et de ${}^7\text{Li}$.

Les probabilités partielles P_1 et P_2 sont déduites de la proportion de photons γ de 0,46 MeV émis lors de la transition ${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^7\text{Li}$: le rapport du nombre de photons au nombre total de captures est compris entre 3 % et 30 % [R4] (on ne possède pas de résultats expérimentaux plus précis).

Nous indiquons figures 1 et 2 les schémas de la transition ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$; les états 3/2 et 1/2 du ${}^7\text{Li}$ étant probablement des états P ($l=1$).

En première approximation on peut négliger la capture L; la probabilité P est donc égale à la probabilité de capture K, P_K . On a alors $P_K = P_1 + P_2$.

$$\text{Posons } \rho = \frac{P_2}{P_1 + P_2} = \frac{n_1}{n_K}.$$

$$\text{On sait que } P_K \text{ est proportionnel à } (\epsilon_0 + \epsilon_K)^2, \text{ d'où } \frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{\epsilon_0^1 + \epsilon_K}{\epsilon_0^2 + \epsilon_K} \right)^2.$$

$\epsilon_0^1 + \epsilon_K$ correspond à l'énergie disponible dans la transition ${}^7\text{Be}(3/2) \rightarrow {}^7\text{Li}(3/2)$, soit 0,87 MeV.

$\epsilon_0^2 + \epsilon_K$ correspond à celle disponible dans la transition

$${}^7\text{Be}(3/2) \rightarrow {}^7\text{Li}(1/2), \text{ soit } 0,42 \text{ MeV.}$$

On a donc $\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{0,87}{0,42} \right)^2 = 4,3$, d'où $\rho = 19$ %. Rappelons que l'expérience indique une valeur comprise entre 3 et 30 %.

Calcul de la période.

La probabilité totale P_K , ou bien la période $T_K = L_2/P_K$, est plus difficile à atteindre théoriquement. Elle nécessite la connaissance de a valeur de l'élément de matrice nucléaire, donc de T_0 . On sait que la période est donnée par :

$$\frac{1}{T_K} = \frac{1}{T_0} \frac{\pi}{2} \cdot \kappa (\varepsilon_0 + \varepsilon_K)^2 G_K^2.$$

Les périodes correspondant aux probabilités partielles P_1 et P_2 peuvent donc être obtenues à partir de cette formule :

$$\frac{P_1}{L_2} = \frac{1}{T_K^1} = \frac{1}{T_0} \frac{\pi}{2} \cdot \kappa (\varepsilon_0^1 + \varepsilon_K)^2 G_K^2 ; \quad \varepsilon_0^1 + \varepsilon_K = \frac{0,87}{0,51} = 1,7 ;$$

de même pour P_2 .

G_K , fonction radiale principale d'un électron K calculée à la surface du noyau, est obtenue à partir de la solution de Dirac pour un électron dans le cas d'un spectre continu :

$$G_K^2 = \frac{1 + \varepsilon_K}{2\Gamma(2\gamma_0 + 1)} \cdot (2xZ)^3 \cdot (2\alpha ZR)^{2\gamma_0 - 2} e^{-2\alpha ZR},$$

avec $\gamma_0^2 = 1 - \alpha^2 Z^2$; $\gamma_0 \cong 1$ pour ${}^7\text{Be}$;

R : rayon du noyau Be (en unités $\frac{\hbar}{mc}$) $\cong 7,4 \times 10^{-3}$;

$$\varepsilon_K = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2} \cong 1.$$

Pour Z on utilise la valeur efficace donnée par les règles de Slater sur les constantes d'écran : pour un électron K cette constante est 0,3.

Finalement :

$$\frac{1}{T_{K^1}} = \frac{1}{T_0} \cdot 3,5 \cdot 10^{-4}.$$

Rappelons que l'on a posé : $\frac{1}{T_0} = \frac{G^2}{L_2 \cdot 2\pi^3} |M|^2$; la comparaison des résultats expérimentaux sur les spectres β et de la théorie permet d'écrire :

$$\frac{1}{T_0} \cong \frac{|M|^2}{1\,000}.$$

On obtient une valeur inférieure de T_0 en prenant $|M|^2 = 1$; d'où $T_0 = 1\,000$. Cette valeur correspond au cas où les fonctions d'onde des noyaux ${}^7\text{Be}$ et ${}^7\text{Li}$ seraient identiques; physiquement ceci signifie que la transition s'effectue sans réarrangement nucléaire.

On peut obtenir une limite supérieure pour T_0 en considérant la transition permise ${}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B}$. Les noyaux ${}^{11}\text{C}$ et ${}^{11}\text{B}$ diffèrent par une particule α ; on suppose que la transition ${}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B}$ s'accompagne d'un réarrangement plus notable que dans le cas ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$, on peut écrire $|M|_{\text{Be}}^2 > |M|_{\text{C}}^2$. L'étude de la transition $\beta^+ \text{C}^{11} \rightarrow {}^{11}\text{B}$ permet d'atteindre dans ce cas $|M|^2 \cong 1/4$.

La valeur T_0 correspondant à ${}^7\text{Be}$ est donc comprise entre 1 000 et 4 000, d'où $28 \text{ jours} < T_K < 110 \text{ jours}$: la valeur expérimentale est environ 55 jours.

Ce résultat signifie que la transition ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$ est accompagnée d'un réarrangement interne moins important que dans le cas de la transition ${}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B}$.

L'état de nos connaissances sur la structure des noyaux ne nous permet pas de préciser davantage.

Cas de la capture L.

On sait que $P_C \sim (\varepsilon_0 + \varepsilon_{L_1})^2 G_{L_1}$, d'où :

$$\frac{P_{L_1}}{P_K} = \left(\frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_{L_1}}{\varepsilon_0 + \varepsilon_K} \right)^2 \left(\frac{G_{L_1}}{G_K} \right)^2,$$

où ε_K , ε_{L_1} sont les énergies de liaison d'un électron K et d'un électron L_1 ; on peut négliger leur différence devant ε_0 .

Il reste :

$$\frac{P_{L_1}}{P_K} \cong \left(\frac{G_{L_1}}{G_K} \right)^2.$$

Un calcul analogue à celui effectué pour G_K montre que

$$G_{L_1}^2 \cong 1/2 (\alpha Z_{\text{eff}})^3.$$

La constante d'écran pour électron L_1 est 2,05.

$$\text{Il vient : } \frac{P_{L_1}}{P_K} \approx \frac{P_{L_1}}{P_K + P_{L_1}} \approx \frac{1}{8} \left(\frac{Z - 2,05}{Z - 0,3} \right)^3 \approx 1,8 \cdot 10^{-2},$$

$$\text{soit : } \frac{P_{L_1}}{P_K} \approx 1,8 \cdot 10^{-2}.$$

La contribution de la capture L est inférieure à 2 %.

Si l'on ionise l'atome ${}^7\text{Be}$, on réduit la probabilité de capture ; il en résulte une augmentation de la période. Ce fait a été signalé indépendamment par E. Segré [S4] et R. Daudel [D3]. Si par exemple on ionise complètement la couche L_1 de l'atome ${}^7\text{Be}$, la période de capture de l'ion ${}^7\text{Be}$ sera théoriquement 2 % plus grande que celle de l'atome neutre. Le calcul précis de cette variation ne peut être fait, car il nécessiterait la connaissance exacte de l'ionisation de la couche L_1 dans chacune des formes (2 % représente une limite supérieure).

Nous avons effectué des expériences en vue de mettre en évidence la variation de période prévue théoriquement. Les premiers résultats expérimentaux [B6] donnent une nette indication en faveur de cette variation de période en fonction du degré d'ionisation de l'atome ; mais il n'est pas encore possible de donner un résultat quantitatif.

D'autres expériences plus précises sont en cours³, utilisant une méthode différentielle à l'aide de deux chambres d'ionisation reliées à un système électrométrique très sensible.

B. — *Capture K avec émission de positons.* $\frac{\Delta W}{m_0 c^2} > 1.$

Si la désintégration ne s'accompagne pas de rayonnement γ , la mise en évidence des raies X caractérise la capture ; dans le cas contraire il est nécessaire d'estimer la contribution due à la conversion interne dans la couche K avant de conclure au phénomène de capture.

B₁) *Pas de rayonnement γ* : les deux transitions β^+ et capture K sont généralement permises.

Tous les noyaux émetteurs de positons correspondant à une transition permise et n'émettant pas de rayonnement γ appartiennent à cette catégorie, mais seuls sont plus faciles à étudier ceux dont les probabilités de capture et d'émission β^+ sont comparables.

Type ${}_{29}^{64}\text{Cu}$ (3,4 heures) : la probabilité d'émission β^+ est théorique-

3. Note sur épreuves : ces expériences ont permis de mettre en évidence une variation de période de l'ordre de 10/0 ; Cf. C. R., Paris, 1948 par R. Bouchez, R. et P. Daudel, Muxart et Journal de Phys. et le Rad. (*déjà cité*).

ment 4 fois plus importante que celle de capture K, mais on ne possède pas de détermination expérimentale ⁶ du rapport $R = \frac{P_K}{P_+}$.

B₂) Avec rayonnement γ .

Les transitions appartenant à cette catégorie sont beaucoup plus complexes.

Leur complexité dépend du nombre et de la nature des niveaux intermédiaires. Il peut exister par exemple une capture complexe « permise » (cf. § A₁), accompagnée d'une émission β^+ également « permise » : ^{65}Zn , ^{107}Cd ...

L'émission peut être « interdite » ; dans ce cas la capture appartient au type ^{67}Ga et le rayonnement γ est souvent fortement converti : V^{48} , ^{52}Mn ...

Sur le rapport $R = P_K/P_+$.

Les probabilités de capture K, P_K , et celle d'émission β_+ , P_+ , sont proportionnelles à l'élément de matrice nucléaire $|M|^2 = \left| \int_D V^* \mathbf{H} U d\tau \right|^2$.

Cet élément de matrice est le même dans le cas d'une capture et d'une émission β^+ correspondant à une même transition et disparaît dans le rapport $R = P_K/P_+$.

Ce rapport est une excellente grandeur de comparaison avec la théorie de la désintégration β , car il est indépendant des fonctions d'onde nucléaires, que l'on ne connaît pas.

On peut effectuer le calcul de R en faisant certaines hypothèses sur la nature de la transition et le choix des opérateurs d'interaction.

La détermination expérimentale de R n'est pas facile. Aussi peu de transitions s'effectuant par capture et émission β^+ ont été étudiées quantitativement. Une étude précise est celle de la transition

$^{107}\text{Cd} \xrightarrow[\text{C}_K]{\beta^+} ^{107}\text{Ag}$ par Bradt et al. [B7].

Calcul de $R = P_K/P_+$ dans le cas de $^{107}\text{Cd} \rightarrow ^{107}\text{Ag}$.

Les deux transitions sont permises.

On a vu dans ce cas que :

$$P_K = \frac{1}{T_0} \cdot \frac{\pi}{2} (\epsilon_0 + \epsilon_K)^2 G_K^2.$$

6. Note sur épreuves : Récemment R. Bouchez et G. Kayas ont déterminé pour le ^{64}Cu le rapport P_K/P_+ et ont obtenu : $0,55 \pm 0,06$ (*J. de Phys.*, avril 1949).

D'autre part indiquons que dans le cas d'une transition β^+ permise interaction $\beta\sigma$ non, on a :

$$P_+ = \frac{1}{T_0} \frac{1 + \gamma_0}{2} \int_1^{\varepsilon_0} \varepsilon p q^2 \mathcal{F}_0 d\varepsilon,$$

dans laquelle $\gamma_0 = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$; ε , p , énergie et impulsion du positon émis; q , énergie (ou impulsion, on néglige la masse au repos du neutrino) du neutrino émis.

$$\mathcal{F}_0 = 4(2pR)^{2\gamma_0 - 2} e^{-\pi\alpha Z\varepsilon/p} \left| \frac{N(\gamma_0 - i\alpha Z\varepsilon/p)}{M^2(\gamma_0 + i)^2} \right|^2.$$

On trouve $\frac{P_K}{P_+} \cong 350$, en excellent accord avec la valeur expérimentale: 320 ± 30 .

Remarquons que si l'on effectuait ce même calcul en utilisant la modification de la théorie de la désintégration β par Konopinsky-Uhlenbeck, on trouverait environ $18 \cdot 10^3$.

La théorie de Konopinsky-Uhlenbeck est définitivement rejetée.

C. — *Embranchement capture K, émission β^- .*

Les règles concernant cet embranchement ont été établies par Sizoo. On peut schématiser les conditions par lesquelles un tel type

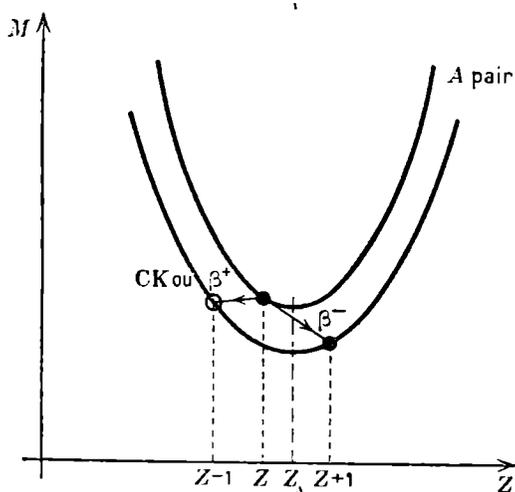


Fig. 14.

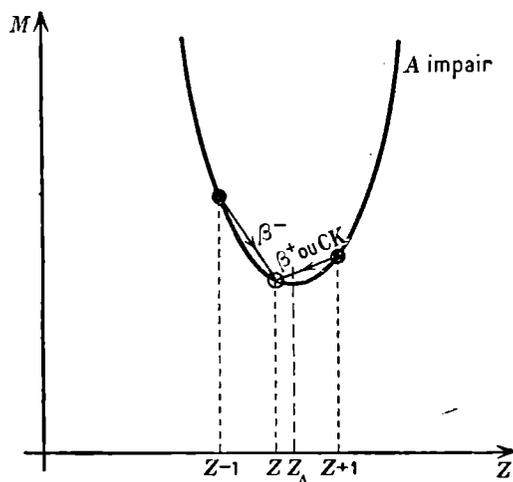


Fig. 15.

d'embranchement peut se réaliser en traçant les courbes isobares $M = f(Z)$ pour A pair (fig. 14) et A impair (fig. 15).

On constata que pour une série isobare A impair un tel embranchement ne peut exister ; pour une série isobare A pair, un noyau de Z impair instable encadré par deux noyaux isobares stables se désintègrera par émission β^+ (ou capture K) et par émission β^- (si les conditions énergétiques le permettent). L'embranchement ($\beta^+\beta^-$) a été observé sur $^{63}_{29}\text{Cu}$ (12,8 heures), sur lequel fut faite la première observation ; $^{35}_{17}\text{Cl}$ (1 an) ; $^{40}_{19}\text{K}$ ($2 \cdot 10^8$ an) ; $^{45}_{21}\text{Sc}$ (85 jours) ; $^{76}_{33}\text{As}$ (27 heures) ; etc.

L'embranchement (CK, β^-) existe pour $^{180}_{73}\text{Ta}$ (8 heures) ; $^{198}_{78}\text{Au}$ (2,7 jours) très probablement.

CONCLUSIONS

Sauf de rares exceptions, l'étude de la capture n'a pas dépassé le stade descriptif ; on possède encore très peu de renseignements quantitatifs sur les embranchements capture K -émission β^+ . La comparaison de ces renseignements avec les théories a par exemple contribué à rejeter celle de Konopinsky-Uhlenbeck ; par contre la théorie de Fermi permet de les expliquer.

On peut donc dire qu'en première approximation, la théorie de la capture calquée sur celle de la désintégration β de Fermi est en accord avec les faits expérimentaux.

En outre, on sait que dans le domaine des émissions β l'accord est également en première approximation satisfaisant. Il n'en reste pas moins que la théorie de Fermi est basée sur des hypothèses générales qui ne sont pas exactes dans la forme dans laquelle elles ont été formulées : l'interaction des nucléons n'est pas réalisée par le couple électron-neutrino.

BIBLIOGRAPHIE

- [A1] L. W. ALVAREZ. *Phys. Rev.*, **52**, 134 (1937).
- [A2] L. W. ALVAREZ. *Phys. Rev.*, **54**, 486 (1936).
- [A3] J. S. ALLEN. *Phys. Rev.*, **61**, 692 (1942).
- [A4] P. ABELSON. *Phys. Rev.*, **54**, 424 (1939).
- [A5] — — — **56**, 733 (1939).
- [B1] H. A. BETHE et BACHER. *Rev. of Mod. Physics*, **8**, 184-205 (1936).
- [B2] E. BLEULER et M. GABRIEL. *Helvetica Physica Acta*, **XX**, 67 (1947).
- [B3] H. A. BETHE. *Handbuch der Physik*, **24**, 2, p. 316 (1933).
- [B4] — — — *Rev. of Modern Physics*, **9**, 168 (1937).
- [B5] — — — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **31**, 108 (1935).
- [B6] R. BOUCHEZ, R. DAUDEL et R. MUXART. *J. de Phys. et le Rad.*, **11**, 336 (1947).

- [B7] H. BRADT et al. *Helvetica Physica Acta*, **18**, 351 (1938).
- [B8] P. BENOIST *Comptes rendus Ac. Sc. Paris*, **226**, 243 (1948).
- [C1] I. CURIE. *Jour. de Phys. et le Rad.*, **8**, 209 (1945).
- [C2] CRANE et HALPERN. *Phys. Rev.*, **53**, 789 (1938).
- [C2 a] — — — **56**, 232 (1939).
- [C3] A. H. COMPTON et S. K. ALLISON. *X Rays in theory and experiment*, New-York (1947).
- [D1] R. DAUDEL et P. BENOIST, R. JACQUES, M. JEAN. *Comptes rendus Ac. Sc. Paris*, **224**, 1427 (1947).
- [D2] M. DEUTSCH et L. G. ELLIOTT. *Phys. Rev.*, **65**, 241 (1944).
- [D3] R. DAUDEL. *La Revue Scientifique*, **3**, 162 (1947).
- [E1] J. E. EDWARDS, M. L. POOL, F. C. BLAKE. *Phys. Rev.*, **67**, 150 (1945).
- [F1] FERMI E., *Zeit. für Physik*, **88**, 161 (1934).
- [J1] JACOBSEN. *Nature*, **139**, 879 (1937).
- [K1] E. J. KONOPINSKY et G. E. UHLENBECK. *Phys. Rev.*, **60**, 308 (1941).
- [K2] — — — **48**, 7 (1935).
- [K3] E. J. KONOPINSKY. *Rev. of Modern Physics*, **15**, 4 (1943).
- [K4] P. KIRKPATRICK et A. V. BÆZ. *Phys. Rev.*, **71**, 521 (1947).
- [L1] M. LECOIN. *Jour. de Phys. et le Rad.*, **8**, 209 (1945).
- [L2] A. I. LEIPUNSKI. *Proceedings Camb. Phil. Soc.*, **32**, 301 (1936).
- [M1] MÖLLER. *Phys. Rev.*, **51**, 84 (1937).
- [M2] MARSHAK. *Phys. Rev.*, **61**, 431 (1942).
- [N1] NAHMIA. *Proceedings Camb. Phil. Soc.*, **31**, 99 (1935).
- [O1] R. D. O'NEAL, G. S. GOLDBADER. *Phys. Rev.*, **62**, 83 (1942).
- [R1] ROZENTAL, D. KEGL. *Danske Vidensk. Selsk. Math. Fys. Medd.*, XVIII, 7 (1941).
- [R2] ROBERTS et HEYDENBURG. *Phys. Rev.*, **53**, 374 (1937).
- [R3] ROBERTS et al. *Phys. Rev.*, **53**, 1016 (1938).
- [R4] RUMBAUGK, ROBERTS et HAFSTAD. *Phys. Rev.*, **44**, 657 (1938).
- [S1] G. J. SIZOO. *Physica*, IV, 468 (1937).
- [S2] SLATER. *Phys. Rev.*, **36**, 57 (1930).
- [S3] A. E. SMICK et P. KIRKPATRICK. *Phys. Rev.*, **67**, 153 (1945).
- [S4] P. SEGRÉ. *Phys. Rev.*, **71**, 274 (1947).
- [T1] TSIEN SAN-TSIANG, C. MARTY et B. DREYFUS. *Jour. Phys. et le Rad.*, **9**, 269 (1947).
- [W1] WILFRED, GOOD et PEACOCK. *Phys. Rev.*, **69**, 680 (1946).
- [W2] KAN CHANG WANG. *Phys. Rev.*, **61**, 97 (1942).
- [W3] B. T. WRIGHT. *Phys. Rev.*, **71**, 839 (1947).
- [W4] K. C. WANG. *Phys. Rev.*, **71**, 645 (1947).
- [W5] H. WELTIN. *Phys. Rev.*, **64**, 128 (1943).
- [W6] WILLIAMS et PICKUP. *Nature*, **141**, 499 (1938).
- [W7] WALKER, WILLIAMS, EVANS. *Proc. Royal Society*, **171**, 360 (1939).
- [Y1] YUKAWA et SAKATA. *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, **17**, 467 (1935).
- [Y2] — — — **18**, 128 (1936).

RÉUNION DU MARDI 1^{er} JUIN

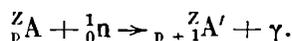
EFFET SZILARD ET CHALMERS

(Transformations chimiques
accompagnant les réactions nucléaires)

par M. HAÏSSINSKY

Maître de recherches à
l'Institut du Radium — Paris

Soit un composé de formule chimique $AB_mC_n\dots$ soumis à l'action de neutrons thermiques. Admettons, pour simplifier, que seul l'atome A subisse la transformation nucléaire



Par l'effet de l'émission d'un photon γ , l'atome A' peut subir un recul mécanique généralement assez violent pour briser la molécule et séparer cet atome du reste de l'édifice. L'atome A' peut ainsi se trouver dans des conditions chimiques très différentes de celles dans lesquelles sont les atomes isotopes A n'ayant pas subi la transformation nucléaire et la séparation isotopique A'/A devient alors possible. C'est l'effet Szilard et Chalmers dans le sens strict, historique du mot.

Ces auteurs ont observé [1] qu'en irradiant de l'iodure d'éthyle C_2H_5I avec des neutrons lents, une fraction importante de l'iode radioactif se trouve sous forme d'iode libre et peut être séparé de l'iodure ¹.

Mais comme nous le verrons tout à l'heure, des faits analogues peuvent être observés dans des réactions nucléaires autres que (n, γ) , par exemple dans les transitions isomériques, dans les réactions avec

1. Pour la technique de la méthode et ses améliorations, voir [2], [3] et [4].

émission α ou β , dans les réactions de fission, etc. Dans tous ces cas les transformations nucléaires peuvent être accompagnées d'effets chimiques modifiant plus ou moins profondément l'édifice moléculaire initial. Nous appellerons donc Effet Szilard et Chalmers généralisé toutes les modifications chimiques accompagnant les transformations nucléaires naturelles ou artificielles, ou, comme disent les Américains, la chimie des « atomes chauds ».

Dans le cas où ces transformations conduisent à un changement du numéro atomique de l'atome bombardé, l'effet Szilard et Chalmers ne présente pas d'intérêt pratique, puisque la séparation peut généralement s'effectuer par des méthodes chimiques habituelles. L'étude de l'effet peut cependant fournir des résultats théoriques d'une haute importance, tant du point de vue chimique que nucléaire. En effet, l'énergie du système, son degré d'ionisation et d'excitation dépendent de la réaction nucléaire. Certaines modalités de celle-ci peuvent donc être éclaircies par l'étude de l'état chimique des produits de la réaction. Malheureusement, on possède jusqu'ici peu de données sur l'effet Szilard et Chalmers généralisé pour les réactions $Z \rightarrow Z'$ ($Z \neq Z'$), et cet exposé sera consacré surtout aux réactions $Z \rightarrow Z$, que nous traiterons en premier lieu.

Suivant l'habitude établie dans les laboratoires de radioactivité et pour abrégé, nous parlerons de l'effet Szilard au lieu de l'effet Szilard et Chalmers.

A. — TRANSFORMATIONS NUCLÉAIRES SANS CHANGEMENT DE Z

a) Réactions (n, γ).

C'est probablement sur les composés organiques des halogènes : Cl, Br, I, que le plus grand nombre de réactions Szilard a été observé. Notons parmi ceux-là, en dehors de C_2H_5I déjà mentionné, CH_3I , CBr_3H , CBr_4 , CCl_4 , C_4H_9Br , C_6H_5Br , C_6H_5I , $C_2H_4Br_2$, C_2H_5Cl , etc. Lorsque ces composés sont irradiés sous forme liquide ou en solution pas trop diluée, le rendement de l'effet est généralement inférieur à 100 % et nous dirons avec Libby [5] que la *rétenion* n'est pas nulle ; si le

rendement est par exemple de 60 %, nous dirons que la rétention est de 40 %, etc. Du point de vue pratique, on doit encore considérer l'*enrichissement* du radioélément qu'on peut réaliser par l'effet Szilard, c'est-à-dire le rapport :

$$\frac{\text{activité du produit final par unité de masse}}{\text{activité du produit irradié par unité de masse}}$$

Ce rapport peut varier entre zéro (lorsque l'effet est nul et qu'il n'y a pas d'échange entre la forme initiale et la forme finale) et 10^7 (voir [3] et [6]).

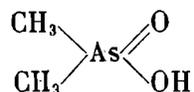
Le choix de composés organiques pour la réalisation de l'effet Szilard s'explique par la nécessité de transformer le produit initial en une forme bien différente de celui-ci, de sorte qu'il n'y ait pas d'échange isotopique appréciable du radioélément pendant les opérations de séparation (condition nécessaire, mais, comme nous le verrons, pas toujours suffisante). Ce but est généralement atteint avec des composés dans lesquels l'élément intéressé est engagé soit dans un composé de coordinence suffisamment parfaite, soit dans un composé typiquement homopolaire, pratiquement non dissociable en solution aqueuse. On doit, par conséquent, s'attendre à ce que les éléments à électro-négativité élevée, c'est-à-dire les métalloïdes et les métaux de grande électroaffinité ou à plusieurs valences, donnent plus facilement l'effet Szilard. L'ensemble des expériences de divers auteurs, réalisées généralement en vue d'applications pratiques, confirme cette prévision. C'est ainsi que les perchlorates, les chlorates, les bromates, les periodates et les iodates donnent l'effet, l'élément radioactif se retrouvant en grande partie sous forme des ions Cl^- , Br^- , I^- ; le rendement varie avec les conditions expérimentales, notamment avec le pH [7, 5]. Un effet Szilard a été observé par Suess [8], en phase gazeuse, même sur HBr , 50 % environ du brome radioactif étant libéré sous forme atomique (mise en évidence par la réaction avec C_2H_2).

Les sélénites et les séléniates donnent l'effet Szilard [9] en se transformant en sélénium métalloïde, tandis que les tellurates se retrouvent sous forme de tellurites; les tellurites ne donnent pas l'effet.

Les phosphates se transforment en phosphites avec une rétention voisine de 50 % [5].

Avec le phosphate de triphényle $(\text{C}_6\text{H}_5)_3\text{PO}_4$ dans le benzène,

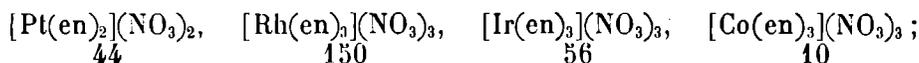
Erbacher et Philipp [10] ont obtenu des facteurs d'enrichissement de l'ordre de 10^7 . Parmi les composés d'As, l'acide cacodylique



se transforme en acide arsénieux [7]. AsH_3 se décompose en ses éléments et on peut recueillir les atomes de radio-As sur une surface métallique portée à une tension de 1 300 volts [11]. Pour les arséniates Daudel [9] et Süe [12] ont observé, indépendamment l'un de l'autre, un effet notable de l'ordre de 50 %, avec transformation en arsénites, tandis que d'après Libby [5] la rétention est totale. Les acides de Sb ne semblent pas donner l'effet [9]².

Parmi les éléments de transition, Mn de 2,6 h., initialement à l'état de KMnO_4 , se retrouve à l'état de MnO_2 [7], avec un rendement qui varie fortement suivant les conditions expérimentales [5] : en faisant varier le pH des solutions aqueuses de 9 à 12, la rétention passe de 7 à 100 % ; elle est nulle dans l'acétone. La recherche d'un effet Szilard sur Cr dans CrO_4^{--} a donné un résultat négatif [13], bien qu'il n'y ait pas d'échange appréciable entre CrO_4^{--} et Cr^{+++} . Des effets extrêmement faibles ont été observés par Süe et Yuasa [14] sur divers composés du vanadium : ortho-oxyquinoléate solide, cupféronate en solution benzénique et NaVO_3 en solution aqueuse.

Des résultats intéressants ont été obtenus par Steigman [15] sur certains complexes énanthiomorphes des éléments des trois triades, notamment sur les complexes éthylènediamminiques ($\text{NH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{NH}_2 = \text{en}$) de Pt, Rh, Ir et Co :



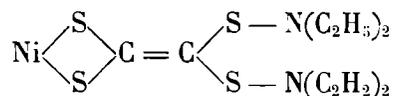
les nombres expriment les facteurs d'enrichissement observés, soit par entraînement des produits de l'effet Szilard après leur réduction à l'état métallique, soit par extraction avec un solvant organique.

Le complexe mentionné de Co a été récemment comparé par Süe et Kayas [16] avec ceux des nitrates de cobaltihexamine $[\text{Co}(\text{NH}_3)_6](\text{NO}_3)_3$

2. D'autres composés de Sb donnent l'effet (voir note 8 p. 174).

et cobaltidiéthylènetriammine $[\text{Co}(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{NHCH}_2\text{CH}_2\text{NH}_2)_2](\text{NO}_3)_3$. Les valeurs moyennes des rendements observés sont respectivement 75, 86 et 10 %. Le rendement décroît donc avec l'allongement de la chaîne coordonnée.

Un facteur d'enrichissement égal à 15 a été observé dans mon laboratoire par Mlle Scoffier [17] sur le diéthylthiocarbamate de Ni :



Enfin, des effets Szilard ont été réalisés avec des complexes formés par les sels d'uranyle et la benzoylacétone [18, 19] ou la salicylaldehyde-o-phénylènediimine [20, 21]³, de même que sur le complexe formé par ce dernier composé et les sels de Cu [20]⁴.

Cet aperçu sommaire montre suffisamment que par un choix approprié du composé initial l'effet Szilard est très souvent facilement réalisable dans les réactions (n, γ) , mais que le rendement, ou la rétention, d'un système donné, varie entre de larges limites avec les conditions physicochimiques des expériences. Pour comprendre la raison de ces variations et pour mieux pénétrer le mécanisme de l'effet, il est nécessaire de traiter d'abord le problème quantitativement, afin de voir la part des résultats qui revient aux conditions nucléaires et celle qui est causée par des facteurs physicochimiques.

Un photon γ dont l'énergie est $E_\gamma = h\nu$ a une quantité de mouvement $h\nu/c = E_\gamma/c$. Le noyau de recul Compton reçoit la même quantité de mouvement, que nous désignerons par p :

$$p = MV = E_\gamma/c,$$

où M est la masse du noyau et V sa vitesse. Son énergie cinétique est :

$$(1) \quad E_r = \frac{MV^2}{2} = \frac{(MV)^2}{2M} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}.$$

3. Un faible effet a été obtenu avec U par Irvine [22], par précipitation hydrolytique fractionnée de l'acétate double $\text{NH}_4\text{UO}_2(\text{CH}_3\text{CO}_2)_2$; ^{238}U de 23 min. passerait à l'état tétravalent plus hydrolysable que l'hexavalent.

4. Pour être complet, notons encore que Maier [23] avait signalé un très faible effet Szilard par irradiation de AuCl_3 en solution alcaline, suivie d'une réduction partielle par l'acide oxalique. Pour un effet Szilard sur $\text{K}_2\text{Fe}(\text{CN}_6)$ avec Rd—Fe voir note 8, p. 174.

En introduisant la valeur de c et en exprimant E_γ en MeV, on a :

$$(2) \quad E_r = \frac{536 E_\gamma^2}{M} \text{ eV} \quad \text{ou} \quad \frac{12\,360 E_\gamma}{M} \text{ Calories/mol.}$$

Si par exemple l'énergie γ est émise sous forme d'un seul quantum de 8 MeV et si $M = 100$, l'énergie de recul $E_r = 343 \text{ eV} = 7\,900 \text{ Cal./mol.}$, énergie plusieurs dizaines de fois supérieure à celle qui est nécessaire pour rompre toute liaison chimique.

On doit cependant faire les trois remarques suivantes :

1) L'énergie cinétique du neutron capturé a été négligée, ce qui est justifié pour les neutrons thermiques. Dans le cas de neutrons rapides, l'énergie cinétique de ceux-ci se répartit, suivant les lois de conservation des quantités de mouvement et de l'énergie, entre l'énergie d'excitation du noyau composé et l'énergie cinétique de celui-ci. L'énergie d'excitation s'ajoute à l'énergie de liaison du neutron, pour augmenter l'énergie de recul Compton.

2) D'autre part, E_γ peut être émis en cascade sous la forme de deux (ou plusieurs) quanta d'énergies E_1 et E_2 . E_r n'a plus une valeur définie, mais dépend de l'angle α entre les directions d'émission des deux quanta. L'impulsion résultante de l'atome de recul est :

$$(3) \quad p^2 = \frac{E_1^2}{c^2} + \frac{E_2^2}{c^2} + \frac{2E_1E_2}{c^2} \cos \alpha ;$$

pour $E_1 = E_2$ et $\alpha = 180^\circ$, l'impulsion et l'énergie de recul sont nulles.

On peut montrer⁵ que cette énergie se répartit uniformément entre les deux valeurs limites $[536 (E_1 + E_2)^2/M]$ et $[536 (E_1 - E_2)^2/M]$ eV. Lorsque E_1 et E_2 sont voisins, l'énergie de recul peut ne plus suffire à rompre certaines liaisons chimiques et une partie des molécules initiales se trouverait intacte.

3) Dans l'équation (2), il a été tacitement admis que l'énergie de recul dépasse largement l'énergie de liaison, de sorte qu'on n'a pas à considérer l'énergie de translation de la molécule, puisque celle-ci est brisée par le recul. Dans certains cas, cette énergie peut intervenir et préserver la molécule de sa destruction.

5. Pour les calculs des énergies de recul dans différentes réactions nucléaires, voir Libby [5] et Edwards [43].

En désignant la masse de la molécule par $(M + m)$, son énergie de translation est :

$$E_t = p^2/2(M + m).$$

Il reste alors pour l'énergie d'activation :

$$E_a = E_r - E_t = \frac{p^2}{2M} \cdot \frac{m}{M + m}.$$

Si m est très petit, E_a peut ne pas suffire pour dissocier la molécule. Ce cas, rare d'ailleurs, devrait se présenter avec HBr gazeux. L'énergie γ de Br est émise en 2 quanta, dont la valeur moyenne est suivant Fleischmann [24] de 5 MeV, ce qui donne pour E_a 44 Calories, tandis que l'énergie de liaison de H-Br est 87,5 Calories. Les expériences de Suess [8] montrent cependant une formation de Br atomique atteignant 50 %. On est conduit à admettre que les collisions des molécules activées avec d'autres molécules font augmenter l'énergie d'excitation aux dépens de l'énergie de translation et provoquent la rupture de la liaison H-Br.

Les remarques 2) et 3) pourraient expliquer l'importance de la rétention dans certaines réactions Szilard. D'une façon générale cependant, la rétention varie avec les conditions physico-chimiques du milieu et ne peut donc être imputée à l'insuffisance de l'énergie de recul. C'est ainsi, par exemple, que, suivant Libby [5], elle est de 75 % avec C_2H_5Br liquide et de 4 % seulement avec le composé gazeux. D'autre part, Glückauf et Fay [25] ont constaté que l'effet Szilard sur des molécules organiques contenant des radio-halogènes conduit à une synthèse, en faibles proportions, de nouvelles molécules radioactives, dans lesquelles l'atome-halogène se substitue généralement à un atome d'hydrogène. Par exemple, dans l'irradiation par neutrons lents de CH_3I , il se forme 19 % de CH_2I_2 ; dans celle du bromoforme $CHBr_3$, 29 % sont transformés en CBr_4 , etc. Ce résultat montre que l'énergie des rayons γ est suffisante, dans les cas examinés, à rejeter l'halogène de sa molécule initiale et le faire pénétrer dans une autre. Enfin, la dilution par un solvant d'une substance liquide irradiée peut annuler complètement la rétention R :

CBr_4 pur	$R = 60 \%$
CBr_4 1,15 % mol. + C_2H_5OH	$R = 28 \%$
CBr_4 0,064 % mol. + C_2H_5OH	$R = 0 \%$

On connaît une situation analogue en photochimie. Ici aussi le rendement quantique de certaines réactions est plus élevé à l'état gazeux qu'à l'état condensé. L'hypothèse de la « cage » de Franck et Rabinowitsch [26] explique cette différence. Suivant ces auteurs, à l'état condensé, une particule activée par la lumière (atome, radical libre) est gênée dans son mouvement, emprisonnée par les molécules environnantes qui lui enlèvent rapidement son excès d'énergie. Avant de dépasser plusieurs diamètres moléculaires elle est « essoufflée » et s'arrête, de telle sorte que la chance de rencontrer l'autre composant de la molécule initiale est beaucoup plus grande qu'à l'état gazeux. La probabilité de recombinaison entre radicaux ayant appartenu à la même molécule est ainsi beaucoup plus élevée que la probabilité de recombinaison ordinaire, régie par la distribution statistique des radicaux.

Supposons maintenant une réaction nucléaire dans laquelle l'atome de recul a acquis une énergie cinétique beaucoup plus élevée que l'énergie de liaison de la molécule. Cet atome commence par perdre son énergie par chocs contre d'autres molécules, en provoquant des ionisations et des dissociations avec formation de radicaux libres, de particules chargées, etc., et en s'éloignant du point de naissance. Dans son parcours, il échangera également des charges électriques avec d'autres particules, tout comme le fait une particule alpha. Vers la fin du parcours, l'atome de recul, de moins en moins excité, peut encore avoir une énergie suffisante pour dissocier une molécule rencontrée, mais l'énergie cinétique qui lui reste après cet acte peut ne pas lui suffire pour s'échapper du voisinage du choc et du radical libre dernièrement formé, de telle sorte qu'il pourrait y avoir une recombinaison.

En appliquant cette image au processus de « refroidissement » d'un atome-halogène de recul, initialement engagé dans un composé organique, on doit considérer avec Libby que le choc d'un tel atome X^* contre un atome H ou C ou même contre un radical libre aliphatique constituera généralement un obstacle peu important pour s'échapper du voisinage du choc. Par contre, dans une rencontre avec un autre halogène X de masse égale, le transfert d'énergie est bien plus considérable, et à un certain moment de son parcours, l'atome radioactif ne pourrait plus s'échapper de la cage et se trouverait immobilisé au

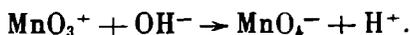
voisinage du radical libre ; la recombinaison, formation d'une nouvelle molécule-mère, pourrait alors se produire. La probabilité de telles rencontres étant plus grande à l'état condensé, la rétention est ici plus grande. La dilution par un solvant constitué par des atomes légers fait également diminuer la probabilité des collisions X-X*, donc la rétention.

Cette hypothèse permet d'expliquer d'autres faits caractéristiques liés à l'effet Szilard, tels que les observations de Glückauf et Fay déjà mentionnées et la diminution de la rétention par addition d'aniline (effet observé par Lu et Sugden [4], qui serait dû à l'excès d'énergie vibrationnelle des molécules fraîchement formées, réagissant plus facilement avec C₆H₅NH₂ pour donner C₆H₅NH₂R⁺ + X⁻). Libby admet que la rétention est approximativement égale au rapport ϵ/ν , où ϵ est l'énergie nécessaire aux fragments moléculaires pour échapper de la cage et ν l'énergie de la liaison à rompre. Il en résulte que la rétention, toutes autres conditions égales, diminuerait avec l'augmentation de l'énergie de liaison. Il serait intéressant de vérifier expérimentalement cette conclusion.

Dans certains cas la rétention peut s'expliquer, tout au moins en partie, par des interactions chimiques entre les atomes de recul et les molécules du milieu. D'après Libby, l'irradiation de KMnO₄ par des neutrons thermiques conduit à la formation primaire d'ions instables, tels que MnO₃⁺, MnO₂⁺⁺⁺, etc. En solution acide, ceux-ci seraient réduits par l'eau :



tandis qu'en solution alcaline on aurait surtout l'hydrolyse de ces ions :



La compétition entre ces deux réactions possibles expliquerait l'augmentation de la rétention avec le pH.

Dans ce cas particulier l'effet Szilard conduit au passage de Mn de la valence VII à la valence IV. Cette diminution de la valence est une caractéristique générale de l'effet et provient sans doute, comme nous venons de le voir, des interactions du solvant avec les fragments moléculaires formés lors de la réaction nucléaire.

La discussion de ce problème sort du cadre de cet exposé. Nous n'aborderons pas ici non plus les applications qu'offre l'effet Szilard pour l'étude de divers problèmes physicochimiques. Signalons que l'effet permet de détecter et de déterminer de faibles densités de neutrons lents et qu'il a été utilisé, pour cette raison, par Halban, Kowarski et Magat [27], pour mesurer l'intensité des neutrons dans le rayonnement cosmique et par Broda [28] pour déterminer les rendements de réactions (α, n).

Il est, enfin, utile de faire remarquer que si pour une réaction (n, γ) donnée on ne réussit jamais à réaliser un effet Szilard, quelles que soient les conditions physicochimiques et qu'un examen approfondi de ces conditions ne permette pas de les rendre responsables de l'échec, on pourrait éventuellement conclure à l'insuffisance de l'énergie des rayons γ . Cette présomption deviendra une certitude si l'effet est positif avec un autre radio-isotope du même élément produit dans une autre réaction (n, γ).

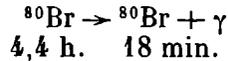
b) *Transitions isomériques.*

De nombreuses observations expérimentales montrent que des radio-éléments peuvent souvent être séparés de leurs isomères-parents par des opérations analogues à celles de l'effet Szilard. Segré, Halford et Seaborg [29] ont été les premiers à effectuer une telle séparation sur le mélange des isomères de ^{80}Br de 4,4 h. et 18 min. par transformation de NaBr radioactif en bromure de pseudo-butyle et hydrolyse de ce dernier : HBr formé s'est trouvé notablement enrichi en ^{80}Br de 18 min. De Vault et Libby ont obtenu [30] une séparation bien meilleure avec l'ion bromate dont la rupture permet de recueillir l'isomère de 18 min. pur sous la forme d'un précipité de AgBr. Fairbrother a ensuite montré [31] que si on laisse en contact SbBr_3 , ou d'autres bromures minéraux, avec $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}^*$ actif, l'activité de l'isotope 18 min. se trouve concentrée sur le bromure minéral, tandis que les isotopes de 4,4 et de 36 h. restent avec $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$.

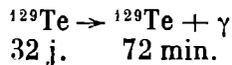
D'une façon analogue, on a séparé chimiquement les isomères de Te et de Se [32, 33] en partant de l'acide tellurique ou de l'acide sélénique ; l'isomère-fille se transforme en acide tellureux (ou sélénieux) qu'on réduit par SO_2 à l'état de Te- (ou Se-) élément, tandis

que l'acide de valence supérieure (contenant l'isomère le plus excité) n'est pas réduit dans les conditions choisies.

Dans le cas des réactions (n, γ) nous avons vu que l'énergie de recul est généralement plus que suffisante pour rompre des liaisons chimiques, dont l'énergie dépasse rarement 5 eV. La situation est toute différente dans les transitions isomériques. Par exemple, dans le processus :



l'énergie des γ est de 48,9 eV. L'équation (2) donne pour l'énergie de recul de Br 18 min. 0,016 eV = 370 cal./mol. Cette énergie est de l'ordre de grandeur de l'agitation thermique et ne peut certainement pas briser des liaisons chimiques. De même dans la transition



l'énergie de transition est de 100 eV, correspondant à l'énergie de recul nucléaire de 0,04 eV = 920 cal./mol. Nous savons cependant que les γ de ces transitions sont fortement convertis en électrons K ou L, et que la probabilité de la conversion croît avec la diminution de l'énergie de transition. L'énergie E_r des électrons émis est égale à :

$$E_r = E_\gamma - E_K \text{ (ou } E_L),$$

où E_K est l'énergie d'extraction d'un électron de la couche K. Comme nous le verrons plus loin à propos des émissions β (équation 9), l'énergie de recul d'un atome de masse M après le départ d'un électron est donnée par :

$$E_r = \frac{548 E}{M} + \frac{536 E^2}{M} \text{ eV (} E_e, \text{ énergie de l'électron en MeV).}$$

On obtient ainsi pour l'énergie de recul de ${}^{80}\text{Br}$ et la conversion K 5,9 Cal./mol. ; dans le cas de Te l'énergie de recul est de 9,2 Cal./mol. pour ${}^{127}\text{Te}$ et de 6,6 pour ${}^{129}\text{Te}$, c'est-à-dire des valeurs nettement insuffisantes.

Segré, Halford et Seaborg avaient d'abord supposé que les énergies provenant du recul électronique pourraient activer les molécules de sorte que la rupture de leurs liaisons serait facilitée lors de chocs contre d'autres molécules. Cette interprétation pourrait à la rigueur expliquer

l'accélération de l'hydrolyse des bromures d'alcoyle, mais elle ne rend pas compte des expériences de Fairbrother avec les bromures minéraux + C_2H_5Br , où la rupture de la liaison C-Br demande une énergie au moins égale à 60 cal./mol. Elle n'explique pas non plus certaines autres observations expérimentales telles que le déplacement de Cl dans CCl_4 par ^{80}Br 18 min. [34], ni la réaction de ce dernier avec CS_2 [35].

On peut cependant envisager d'autres mécanismes plus adéquats à interpréter ces transformations chimiques.

1) Lorsqu'un électron est rejeté de la couche K, la place vacante est reprise par un électron d'une couche extérieure, par exemple de la couche L avec émission d'une radiation X caractéristique. Le trou de la couche L est rempli par un électron M avec une nouvelle émission X. Il en résulte en définitive une disparition d'un électron de la couche extérieure de valence et un état excité de plusieurs électron-volts.

2) Encore plus important est l'effet Auger, dont les répercussions sur l'état moléculaire dans les transitions isomériques ont été étudiées en particulier par Cooper [36]. Le remplissage du trou de la couche K par un électron L peut être accompagné par l'éjection d'un autre électron (au lieu d'une radiation X). Cet effet en se multipliant conduit à une forte accumulation de charges positives à la périphérie atomique et provoque des répulsions électrostatiques suffisamment fortes pour rompre n'importe quelle liaison chimique. La durée de l'éjection d'un électron est toujours très courte par rapport au réarrangement électronique et moléculaire qui la suit ; la configuration des atomes dans la molécule initiale peut ne plus correspondre à l'énergie potentielle minimum et la molécule, suivant le principe de Franck et Condon, sera dissociée.

D'après les données de De Vault et Libby [37] dans le cas de la transition isomérique de Br, 15 % au moins des conversions conduisent à une perte totale des électrons de valence ; plus de 60 % à la perte de 4 électrons ou plus ; à peu près 10 % à celle de 2 électrons ; et moins de 2 % pour 1 seul électron. Le fait que l'extraction chimique du radio-brome 18 min. ne dépasse pas 85 % pourrait précisément s'expliquer par les charges simples ou doubles.

3) Le réarrangement électronique qui suit la conversion peut conduire la molécule dans un état d'excitation avec un excès d'énergie vibrationnelle dont la désactivation se produirait non par retour à l'état normal, mais ici encore, selon le principe de Franck et Condon, par dissociation.

Le troisième mécanisme a été envisagé par Fairbrother [31], Willard [34] et plus explicitement par Seaborg, Friedlander et Kennedy [37]. Ces derniers auteurs ont montré en outre que la rupture des liaisons chimiques dans les transitions isomériques était bien due aux phénomènes liés aux conversions internes et non au recul γ . L'énergie de recul dans le cas des isomères ^{69}Zn est de 5 à 6 fois supérieure à celle des isomères ^{127}Te et ^{129}Te . Cependant dans ce dernier cas les liaisons $\text{Te}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ sont rompues et on peut collecter séparément les isomères inférieurs, tandis qu'aucun effet n'est observé avec $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$. Ce résultat correspond au fait que les rayons γ de Te sont hautement convertis et que ceux de Zn ne le sont pas.

Si les effets directs du recul ne sont pas suffisants pour rompre des liaisons chimiques, ils pourraient cependant conduire, d'après Imre [38], à une séparation, au moins partielle, d'isomères dans des processus physicochimiques tels que l'adsorption. Cet auteur a agité une poudre d'AgCl avec une solution aqueuse contenant les ions des isomères de ^{80}Br et a constaté que le radio-brome adsorbé sur la poudre était plus riche en ^{80}Br 4,4 h., tant que la solution contenait davantage d'isomère 18 min. Imre explique ce résultat en admettant que le recul favorise la désorption de l'isomère inférieur et sa dissolution.

Les effets chimiques provoqués lors des transitions isomériques peuvent être utilisés non seulement pour la séparation des isomères, rendant ainsi possible l'étude de leurs propriétés nucléaires, mais aussi pour la détermination du degré de conversion interne. C'est ainsi que le haut rendement de diverses réactions chimiques provoquées par l'isomère ^{80}Br a conduit Willard à la conclusion [34] que la conversion interne est dans ce cas de l'ordre de 90 %, tandis que d'après les mesures physiques de Siday [39] elle serait de 30 %. Ces mesures sur des rayonnements très mous ne sont cependant pas suffisamment précises et la méthode chimique leur est ici certainement supérieure. Elle pourrait être utilisée dans d'autres cas d'isométrie nucléaire, en particulier, par exemple, pour l'éclaircissement du problème encore assez obscur de l'isométrie $\text{UX}_2\text{-UZ}$.

Il va sans dire que dans l'interprétation des rendements on doit prêter une grande attention aux conditions physicochimiques des expériences. Coryell et ses collaborateurs ont, à ce sujet, récemment relaté [40] des faits extrêmement intéressants concernant les transitions isomériques ^{129}Te 32 j. \rightarrow ^{129}Te 70 min. Si la substance-mère se trouve sous forme d'acide tellurique, H_6TeO_6 , en solution acide (HCl ou HClO_4) entre pH 0 et pH 5, 55 % de la substance-fille sont récupérés sous forme de tellurite; en solution fortement alcaline (NaOH 6N), 25 % de l'isomère 72 min. sont sous forme de tellurite. Si, par contre, on prépare la substance-mère à l'état de tellurite, l'isomère inférieur est entièrement sous cette même forme en solution acide, mais entre pH 7,8 et NaOH 6N, on observe une valeur constante de 14 % de tellurate. Si, enfin, le tellure 32 j. est à l'état de TeF_6 gazeux, 50 ± 5 % de l'isomère-fille passent avec celui-ci par distillation sous pression réduite, le reste étant transformé en produits non volatils, sans doute de valence inférieure.

Coryell interprète l'ensemble de ces résultats en admettant que 45 % des transitions nucléaires sont sans effet sur l'état de valence de Te et que 55 % conduisent à une rupture de liaison avec formation d'un produit actif intermédiaire, qui en solution acide se transforme définitivement en tellurite et qui en solution alcaline ou neutre donne 40 % de tellurite et 15 % de tellurate.

c) Réactions γ , n.

Les effets chimiques accompagnant les autres transformations nucléaires qui se produisent sans changement de Z , telles que (γ , n), (d, p), (n, 2n), n'ont pratiquement pas été étudiés jusqu'ici. On connaît seulement un travail de Bothe et Gentner [41], qui ont irradié $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$ avec les rayons γ de 17 MeV émis par $\text{Li} + \text{H}$ et séparé les trois isotopes de Rd-Br par effet Szilard. Un résultat analogue a été obtenu par Barkas, Carlson, Henderson et Moore [42].

Dans toutes ces réactions avec émission d'un corpuscule, l'énergie de recul du noyau formé est donnée par la relation simple :

$$(3) \quad E_r = \frac{m}{M} E_m,$$

où m et E_m sont la masse et l'énergie de la particule émise.

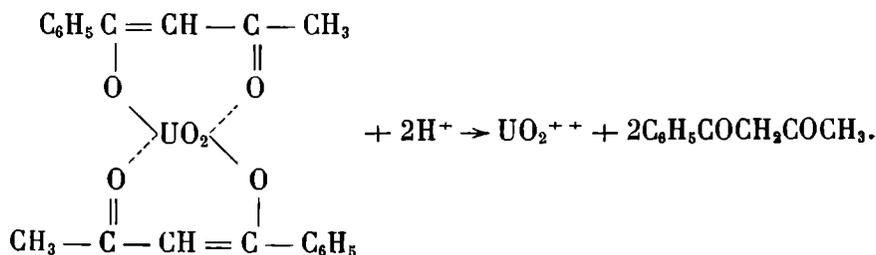
B. — TRANSFORMATIONS NUCLÉAIRES
AVEC CHANGEMENT DE Z

d) Émission α .

L'énergie de recul est donnée par l'équation (3) avec $m = 4$. Elle est toujours extrêmement élevée et doit conduire à des ionisations intenses et des modifications chimiques profondes. Sur ces dernières on ne possède cependant pas de données expérimentales, pour des raisons qui ont été déjà indiquées.

En collaboration avec M. Cottin, je poursuis actuellement des essais en vue de mettre en évidence un effet Szilard dans les désintégrations α des radio-éléments naturels.

D'après les expériences de Starke [18] que nous avons déjà mentionnées, ^{239}U 23 min., formé dans une réaction (n, γ) , se sépare des isotopes naturels de U, si ceux-ci sont irradiés sous forme de benzoylacétate, qui se dissocie sous l'effet du recul. L'ion uranyle produit est entraîné par BaCO_3 , avec lequel il forme un sel double insoluble :



Or, le thorium forme avec la benzoylacétone un complexe analogue à celui de U et donne également avec BaCO_3 un sel double insoluble. Nous avons donc préparé le complexe de U après élimination complète de UX_1 , isotope de Th, et abandonné le produit en solution acétonique pour une nouvelle accumulation de ce dernier. Des extractions successives par BaCO_3 montrent que les 60 à 70 % environ de UX_1 , formé par émission de U se séparent du complexe et sont entraînés par le carbonate ⁶.

6. Si le complexe est abandonné à l'état solide, la rétention est de l'ordre de 85 % [43].

e) *Désintégrations β .*

Pour calculer l'énergie de recul d'un noyau après l'émission d'un électron, on doit utiliser les équations relativistes pour l'énergie et la quantité de mouvement, étant donné que les vitesses des rayons β sont généralement considérables.

A l'aide des équations fondamentales :

$$(4) \quad E_{\beta} = (m - m_0)c^2 \quad \text{et} \quad (5) \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}$$

et des relations $MV = mv$ et $E_r = \frac{MV^2}{2}$, on établit facilement :

$$(6) \quad E_r = \frac{m + m_0}{2M} E_{\beta}.$$

Dans ces équations E_{β} est l'énergie de l'électron, v sa vitesse, m_0 sa masse au repos, m sa masse relativiste, M et V la masse et la vitesse du noyau après le recul, E_r l'énergie de recul et c la vitesse de la lumière.

L'équation (4) donne :

$$(7) \quad m/m_0 = \frac{E_{\beta} + m_0c^2}{m_0c^2} = \frac{E_{\beta} + 0,51}{0,51}$$

d'où :

$$(8) \quad E_r = \frac{m_0(E_{\beta} + 1,02)}{0,51} \cdot \frac{E_{\beta}}{2M} = 536E_{\beta} \cdot \frac{E_{\beta} + 1,02}{M} \text{ eV}$$

et enfin :

$$(9) \quad E_r = \frac{536E_{\beta}^2}{M} + \frac{548E_{\beta}}{M} \text{ eV},$$

E_{β} étant exprimé en MeV.

Mais les énergies β , pour un noyau donné, s'étendent entre zéro et une valeur maximum E_{\max} qui est la limite supérieure du spectre β , la différence $E_{\max} - E$ étant emportée par le neutrino. On n'a donc pas une énergie déterminée de recul, mais un *spectre* de recul. Pour calculer celui-ci, on devrait connaître les directions relatives d'émiss-

sion de l'électron et du neutrino. Si on admet que les deux particules sont émises dans la même direction, la quantité de mouvement du noyau sera égale à la somme des impulsions de celles-là ; des émissions en sens opposés donneront la différence et une émission isotrope la somme vectorielle.

En considérant le neutrino comme un quantum dont la quantité de mouvement est E_n/c , Edwards [44]⁷ a donné pour les énergies de recul correspondant aux trois hypothèses les équations suivantes :

1) émissions dans la même direction ($\alpha = 0^\circ$):

$$(10) \quad E_r = \frac{(p_\beta + p_n)^2}{2M} = \frac{536}{M} (\sqrt{E_\beta^2 + 1,02 E_\beta} + E_n)^2,$$

l'indice n se rapportant au neutrino ;

2) émissions en directions opposées ($\alpha = 180^\circ$):

$$(11) \quad E_r = \frac{(p_\beta - p_n)^2}{2M} = \frac{536}{M} (\sqrt{E_\beta^2 + 1,02 E_\beta} - E_n)^2;$$

3) émission isotrope :

$$(12) \quad E_r = \frac{p_\beta^2 + p_n^2 + 2p_\beta p_n \cos \alpha}{2M} = \frac{536}{M} (E_\beta^2 + 1,02 E_\beta + E_n^2 + 2E_n \sqrt{E_\beta^2 + 1,02 E_\beta} \cos \alpha).$$

Notons en passant qu'en admettant avec Libby que le maximum d'intensité des spectres β se trouve approximativement à $E_{\max}/2$ et en prenant 90° comme angle moyen de la distribution isotrope, on tire de l'équation (12) l'énergie moyenne de recul :

$$(13) \quad E_r = 274 \frac{E_{\max}}{M} + 268 \frac{E_{\max}^2}{M}.$$

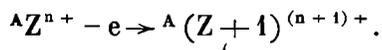
Ni les données expérimentales ni la théorie ne permettent de choisir actuellement entre les trois possibilités. Les mesures physiques directes sont particulièrement délicates, par suite des difficultés qu'on a rencontrées jusqu'ici à déceler le neutrino.

Edwards suppose que des études chimiques du genre que nous avons

7. J'exprime mes vifs remerciements au Prof. Coryell, qui a mis à ma disposition le manuscrit du mémoire d'Edwards avant sa publication.

examiné au cours de cet exposé pourraient aider à résoudre la question. Si, par exemple, on considère un spectre β d'un noyau de $M = 100$, dont la limite supérieure est 2,0 MeV, et qu'on se place au milieu du spectre, où l'énergie du neutrino est à peu près égale à celle de l'électron, E_r est de 31,4 eV pour un angle de 0° ; 16,2 eV pour 90° et 0,9 eV pour 180° . Cette dernière énergie est insuffisante pour rompre la plupart des liaisons chimiques, tandis que les deux premières sont plus que suffisantes. Par un choix approprié des isotopes émetteurs β et des composés qui les contiennent, la détermination des rendements des transformations chimiques pourrait probablement apporter une contribution substantielle à l'éclaircissement de ce problème important de la physique nucléaire.

D'autre part, si le processus nucléaire se produit sans perturber le cortège électronique, l'équilibre des charges devrait conduire à une augmentation de 1 unité de la valence positive de l'atome provenant de la désintégration :



Cette prévision théorique a été vérifiée par Coryell et ses collaborateurs [40] sur la transformation de ${}^{143}\text{La}$ 19 min en ${}^{143}\text{Ce}$ 33 h, où 60 % de ce dernier ont été trouvés à l'état tétravalent. Mais de façon générale, les faits expérimentaux sont peu nombreux et paraissent assez complexes. Une étude systématique sur la question a été entreprise au laboratoire de Coryell, qui a examiné de ce point de vue les produits émetteurs β provenant de la fission de l'uranium.

Suivant ces mesures, 40 % de ${}^{83}\text{Br}$ provenant de la désintégration de ${}^{82}\text{Se}$, présent comme sélénite ou séléniate, se trouvent sous forme de bromate et 60 % à l'état de valences inférieures. Dans le cas de ${}^{132}\text{I}$ 2,4 h, produit par désintégration de Te 77 h sous forme de tellurite, les rapports trouvés entre periodate, iodate et valences inférieures sont 11 : 14 : 75 ; si l'atome-parent est présent comme tellurate, ces rapports sont 12 : 28 : 60.

L'interprétation de ces résultats, pour le moment fragmentaires, est encore prématurée, de même que celle des expériences plus anciennes et purement qualitatives de Leighton et Mortensen [45]. Ces auteurs ont observé que le tétraméthyle de RaD (isotope de Pb) donne, après les 2 désintégrations β successives, le triméthyle de RaE et le biméthyle

de Po. L'énergie β de RaD est extrêmement faible ; l'énergie maximum du spectre de RaE est 1,17 MeV. En admettant une distribution isotrope pour l'émission du neutrino, l'équation (13) donne pour l'énergie de recul moyenne de Po la valeur 75 calories. Malgré cette énergie relativement élevée et le changement de la valence, un grand nombre d'atomes de Po semblent s'adapter à la structure organo-métallique.

f) Transmutations artificielles ; réactions (n, p).

Dans les réactions du type (n, γ), (n, α), (p, n), (p, α), (d, n), (d, α), etc. le bilan énergétique est exprimé par l'équation :

$$(14) \quad E_2 + E_r = E_1 + Q,$$

où les indices 1, 2, r se rapportent respectivement à la particule incidente, à la particule émise et au noyau formé ; Q est la tonalité de la réaction. Si on se trouve dans des conditions où le noyau composé perd par chocs son énergie cinétique avant sa décomposition par émission d'une particule ou d'un photon (état excité d'une vie moyenne relativement élevée, milieu condensé), l'énergie de recul de l'atome formé dans la réaction est :

$$(15) \quad E_r = \frac{m_2}{M} \left[E_1 \left(1 - \frac{m_1}{M} \right) + Q \right],$$

M étant la masse du noyau composé. Cette énergie est généralement très élevée et peut conduire non seulement à la rupture des liaisons chimiques, mais à l'arrachement de plusieurs électrons périphériques. Peu de données expérimentales sont connues sur ces effets chimiques.

Dans le bombardement de KCl solide par neutrons, suivant les observations de Edwards, ^{35}S formé dans la réaction $^{35}\text{Cl} (n, p)$ se trouve en solution sous forme de SO_4^{--} , soit parce qu'il se produit S^{VI} dans le cristal irradié, soit parce que la forme atomique produite dans le solide est ensuite oxydée dans l'eau, en SO_4 . Les atomes de recul ^{35}S provenant de l'irradiation neutronique de $\text{CCl}_4 + \text{CS}_2$ s'échangent jusqu'à 50 % avec CS_2 , bien que ce processus n'ait habituellement pas lieu à la température ordinaire.

Suivant Aten [46], le radio-phosphore produit dans la réaction (n, p) par le soufre à l'état de sulfate ou dans la réaction (n, α) par le chlore de MgCl_2 hydraté est présent, au moins jusqu'à 90 %, sous forme de phosphate, les 10 % restants sous formes réduites : phosphite et hypophosphite. Avec KClO_3 ou KClO_4 , pratiquement la totalité de Rd-P est à l'état de phosphate. Dans l'irradiation de NaCl solide, la formation du phosphite est favorisée et peut atteindre 70 %.

Ces expériences montrent l'influence de la composition du milieu, notamment la présence d'oxygène, sur la nature chimique de la combinaison dans laquelle s'engage définitivement le radioélément. Le rôle du milieu se manifeste encore plus nettement dans le travail important réalisé par Yankwich, Rollefson et Norris [47] sur ^{14}C formé dans la réaction (n, p) :



Ces auteurs ont irradié avec des neutrons d'un cyclotron pendant 2 ans, à des intervalles de temps irréguliers, diverses substances azotées à l'état solide ou en solution. L'énergie de recul correspond dans cette réaction à 40 000 eV, de sorte qu'il est fort intéressant de connaître l'état chimique final de ces atomes de Rd-C formés dans des conditions si peu usuelles. Les auteurs ont analysé la phase gazeuse, en y dosant CO , CO_2 , CH_4 et HCN , et les solutions (initiales ou celles qui ont été obtenues après dissolution des cristaux) en y déterminant la teneur en alcool méthylique, formaldéhyde et acide formique. Malheureusement, la fermeture des récipients contenant les solutions irradiées n'était pas parfaite et une partie indéterminée des gaz s'en est échappée pendant l'irradiation. Il semble toutefois qu'on puisse retenir les résultats analytiques suivants :

Solution saturée de NH_4NO_3 : CO_2 de 16 à 59 % ; CO de 29 à 78 % ; CH_4 de 0 à 2,2 % ? ; CH_3OH de 0,9 à 4 % ; HCOOH de 9,6 à 14 %.

Cristaux de NH_4NO_3 : CO_2 81 % ; CO 19 %.

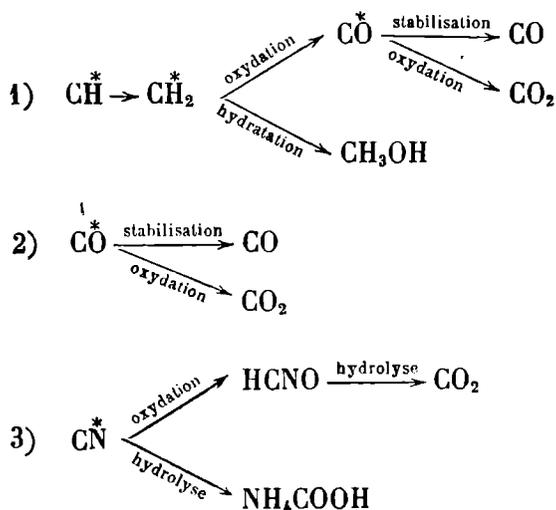
Cristaux d'urée $(\text{NH}_2)_2\text{CO}$: CO_2 39 % ; CO 5 % ; HCN 55 %.

Cristaux humides de N_2H_4 . HCl : CO_2 17,8 % ; CO 7,9 % ; HCN 71 %.

Pour interpréter ces résultats, les auteurs font remarquer qu'étant

donnée la nature des produits formés il est peu probable que les réactions d'échange puissent y jouer un rôle notable (par exemple entre CO et CO₂). Ils pensent d'ailleurs que, plus généralement, les réactions thermiques, après la désactivation des atomes de recul, n'interviennent pratiquement pas dans la formation des produits, la nature de ceux-ci étant déterminée au cours de cette désactivation par des relations énergétiques et par la composition du milieu.

C'est ainsi que dans l'irradiation des solutions de nitrate d'ammonium, l'atome de C, partiellement excité à la fin de son parcours, pourrait d'abord se combiner avec un autre atome pour former un radical bi-atomique C-H, C-O, C-N, la probabilité de combinaison décroissant dans l'ordre indiqué. Le sort ultérieur de ces radicaux pourrait être présenté par le schéma suivant :



(Les astérisques indiquent ici des états excités.)

Parmi les autres processus, on a une compétition entre les oxydations et les hydratations, où les premières l'emportent, ce qui n'a rien d'étonnant, étant donné l'état d'excitation résiduelle, qui persiste probablement pendant la formation des molécules relativement stables.

Si on irradie les cristaux de NH₄NO₃, l'absence d'eau explique l'absence de formation de CH₃OH par hydratation du radical méthylène et de l'acide formique formé par hydrolyse de CN^{*} excité. Dans l'irradiation des cristaux d'hydrazine ou d'urée, substances

à forte densité d'azote et à faible teneur en oxygène, la formation de HCN est favorisée relativement à celle de CO et de CO₂.

Après irradiation du nitrure de béryllium [48] et dissolution dans NaOH, la majeure partie de ¹⁴C se trouve sous forme de méthane (62,7 %). Celui-ci provient sans doute de l'hydrolyse de Be₂C, produit au cours de la désactivation des radicaux Be-C initialement formés.

g) *Fission.*

Dans les réactions de fission nucléaire, les fragments formés ont des énergies cinétiques qui atteignent plusieurs dizaines de MeV, ce qui correspond à des températures de l'ordre de 10¹⁰ à 10¹¹ degrés. Les vitesses des noyaux sont supérieures aux vitesses orbitales des électrons des couches N et O et ceux-ci doivent être arrachés, de même qu'une partie des électrons M. Le comportement chimique de ces atomes hautement ionisés est totalement inconnu⁸.

8. *Note ajoutée aux épreuves.* — Les très fortes intensités des rayonnements neutronique et γ , produits par les réacteurs nucléaires (« piles atomiques »), peuvent provoquer de profondes transformations chimiques des substances bombardées, indépendamment de l'effet Szilard, mais par lesquelles ce dernier est, en apparence, diminué. En effet, le champ de radiations très élevé peut modifier l'état des molécules présentes, même si elles ne contiennent pas de constituants qui subissent des désintégrations nucléaires, et les amener à un état identique à celui qui proviendrait d'un effet Szilard (réduction, décomposition, synthèse etc.). Les molécules qui ont effectivement subi ce dernier se trouvent ainsi diluées par de la matière inactive et le rendement de l'effet est réduit.

Des effets de ce genre ont été observés par Williams [49] dans le bombardement de divers composés de Sb au voisinage d'une pile. NH₄SbF₆ solide fournit, après un bombardement de courte durée, dissolution et précipitation par H₂S, un sulfure contenant à peu près 1/3 de l'activité totale de Sb. Après un bombardement intense, le précipité contient des quantités considérables d'antimoine inactif et le rendement tombe à 1 %. Des effets analogues ont été observés avec (C₆H₅)₃Sb et SbF₃ volatil, (l'activité recueillie dans ce dernier cas sous forme solide passe de 60 à 5 %). Lorsqu'on irradie pendant un temps court K₄Fe(CN)₆, 1/3 de l'activité est entraîné par l'hydroxyde d'Al. Une irradiation longue fait augmenter la quantité inactive du fer entraîné et l'activité spécifique baisse.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] SZILARD et CHALMERS, *Nature*, **134** (1934), 462.
- [2] ROGINSKI et GOPSTEIN, *Phys. Z. Sow. Union*, **7** (1935), 672.
- [3] ERBACHER et PHILIPP, *Ber.*, **169** (1936), 893 ; *Z. Phys. Chem. A.*, **176** (1936), 169.

- [4] LU et SUGDEN, *J. Chem. Soc. London* (1939), p. 1273.
- [5] LIBBY, *J. amer. chem. Soc.*, **62** (1940), 1930 ; **69** (1947), 2523.
- [6] STARKE, *Physik Z.*, **42** (1941), 184 ; *Naturwiss.*, **28** (1940), 131.
- [7] D'AGOSTINO, *Gaz. Chim. Ital.*, **65** (1935), 1071.
- [8] SUESS, *Z. Phys. Chem. B.*, **45** (1940), 297, 312. Voir aussi HAMILL et WILLIAMS, *J. Chem. Phys.*, **16** (1948), 1170.
- [9] DAUDEL, *C. R.*, **213** (1941), 479 ; **214** (1942), 545.
- [10] ERBACHER et PHILIPP, *Z. Phys. Chem. A.*, **179** (1937), 263.
- [11] PANETH et FAY, *Nature*, **135** (1935), 820 ; *J. Chem. Soc. London* (1936), p. 390.
- [12] SÛE, Colloque International sur les échanges isotopiques, Paris, 1948 *J. Chim. Phys.* **45** (1948), 177.
- [13] MUXART, P. et R. DAUDEL et HAÏSSINSKY, *Nature*, **159** (1947), 538.
- [14] SÛE et YUASA, *J. Chim. Phys.*, **41** (1944), 160.
- [15] STEIGMAN, *Phys. Rev.*, **59** (1941), 498.
- [16] SÛE et KAYAS, Colloque Internat. sur les échanges isotopiques, Paris, *J. Chim. Phys.* **45** (1948), 188.
- [17] GUILLOT, HAÏSSINSKY et SCOFFIER, travail non publié.
- [18] STARKE, *Naturwiss.*, **30** (1942), 577.
- [19] THOMMÈRET, Diplôme d'études supérieures, Paris (1947).
- [20] DUEFIELD et CALVIN, *J. amer. chem. Soc.*, **68** (1946), 129.
- [21] MELANDER, *Acta Chim. Scand.*, **1** (1947), 169.
- [22] IRVINE, *Phys. Rev.*, **55** (1939), 1105.
- [23] MAIER, *Naturwiss.*, **25** (1937), 252.
- [24] FLEISCHMANN, *Z. Physik*, **103** (1936), 113.
- [25] GLÜCKAUF et FAY, *J. Chem. Soc. London* (1936), p. 390.
- [26] FRANCK et RABINOWITSCH, *Trans. Far. Soc.*, **30** (1934), 120.
- [27] HALBAN, KOWARSKI et MAGAT, *C. R.*, **208** (1939), 572.
- [28] BRODA, Colloque Inter. sur les échanges isotopiques, Paris, *J. Chim. Phys.* **45** (1948), 193.
- [29] SEGRÉ, HALFORD et SEABORG, *Phys. Rev.*, **55** (1939), 321.
- [30] DE VAULT et LIBBY, *id.*, p. 322.
- [31] FAIRBROTHER, *Nature*, **145** (1940), 307.
- [32] SEABORG, KENNEDY et LIVINGOOD, *Phys. Rev.*, **55** (1939), 410, 794 ; **57** (1940), 363.
- [33] LANGSDORF et SEGRÉ, *id.*, **57** (1940), 105.
- [34] WILLARD, *J. amer. chem. Soc.*, **62** (1940), 256, 3161.
- [35] DE VAULT et LIBBY, *J. amer. chem. Soc.*, **63** (1941), 3216.
- [36] COOPER, *Phys. Rev.*, **61** (1942), 1.
- [37] SEABORG, FRIEDLANDER et KENNEDY, *J. amer. chem. Soc.*, **62** (1940), 1309.
- [38] IMRE, *Naturwiss.*, **28** (1940), 158.
- [39] SIDAY, *Nature*, **143** (1939), 681.
- [40] CORYELL et collaborateurs, Colloque Intern. sur les échanges isotopiques, Paris, *J. Chim. Phys.* **45** (1948), 165.

- [41] BOTHE et GENTNER, *Z. Phys.*, **106** (1937), 236.
- [42] BARKAS, CARLSON, HENDERSON et MOORE, *Phys. Rev.*, **58** (1940), 577.
- [43] HAÏSSINSKY et COTTIN, *J. Chim. Phys.* **45** (1948), 270.
- [44] EDWARDS, Chemical effects of nuclear transformations, *Nucleonics* 1948 (à paraître).
- [45] LEIGHTON et MORTENSEN, *J. amer. chem. Soc.*, **56** (1934), 2397.
- [46] ATEN, *Phys. Rev.*, **71** (1947), 644.
- [47] YANKWICH, ROLLEFSON et NORRIS, *J. Chem. Phys.*, **14** (1946), 431.
- [48] YANKWICH, *ibid.*, **15** (1947), 374.
- [49] WILLIAMS, *J. Phys. Chem.* **52** (1948), 603.

RÉUNION DU MARDI 8 JUIN 1948

THÉORIE DE LA CRÉATION Θ

par Maurice JEAN

Attaché de Recherches du Centre National de la Recherche Scientifique

Nous voulons parler aujourd'hui d'un phénomène encore hypothétique, sur lequel l'attention a été récemment attirée par R. Daudel, P. Benoist, R. Jacques et M. Jean [1]. Il correspond à un processus qui s'introduit logiquement dans le cadre de la théorie des désintégrations électroniques (émission β^- , émission β^+ et capture K). D'autre part il présente une certaine analogie avec des faits expérimentaux dont on pourrait penser qu'il fournit l'explication. Pour ces deux raisons nous avons pensé qu'il était intéressant d'en examiner de près la théorie.

Mr Lecoin, Mlle Perey et Mr Tsien San Tsiang [2] ont signalé l'existence de désintégrations β^- (c'est-à-dire passage d'un atome de numéro atomique Z à un atome de numéro atomique $Z + 1$) pour lesquelles on n'a pas décelé de spectre β continu, mais seulement un spectre X. De ce phénomène on peut envisager diverses explications. Il suggère en particulier qu'il pourrait exister des désintégrations β^- au cours desquelles l'électron reste dans l'atome et devient ainsi un des électrons de l'essaim planétaire de l'atome final. Remarquons que de cette façon la charge de l'atome final est la même que celle de l'atome initial, puisque si la charge du noyau a augmenté de 1 unité positive, celle du cortège s'est accrue simultanément de 1 unité négative. Ce phénomène, qui a été appelé *création* Θ , s'interprète aisément dans le cadre de la théorie développée par Fermi pour rendre compte des désintégrations électroniques. On sait qu'on admet que l'émission β^- résulte d'une transition nucléaire au cours de laquelle un neutron se

transforme en proton, électron et neutrino ; l'énergie perdue par le noyau se retrouvant dans les énergies totales (y compris la masse au repos) du neutrino et de l'électron :

$$(1) \quad n \rightarrow p + e^- + \nu.$$

Puisque cette énergie se répartit sur deux particules (on néglige l'énergie de recul du noyau en raison de sa masse très grande devant celles des particules légères), on considère habituellement que l'énergie totale de l'électron peut prendre toutes les valeurs comprises entre son énergie au repos $m_e c^2$ et l'énergie de transition W_0 (en supposant, comme nous le ferons toujours par la suite, que la masse du neutrino est nulle). L'électron possède donc une certaine énergie cinétique, qui lui permet de sortir de l'atome. Cependant il n'est pas interdit d'envisager, comme valeur possible de l'énergie de l'électron, des valeurs inférieures à son énergie au repos $m_e c^2$. On sait en effet que c'est précisément le cas pour les électrons périphériques qui sont liés à l'atome : l'énergie de ces électrons est égale à leur énergie au repos diminuée d'une certaine quantité : leur énergie de liaison

$$(2) \quad W_e = m_e c^2 - I.$$

Supposons que, lors de la transition nucléaire (1), l'électron soit créé avec une énergie telle que (2) : il restera lié à l'atome ; c'est notre phénomène de création θ . On voit donc que ce phénomène n'est qu'un prolongement naturel de la théorie de l'émission β . Extension qui consiste à considérer pour l'électron la possibilité de se trouver dans les états d'énergie discrets qui correspondent aux différents niveaux électroniques de l'atome. L'intervention de ces états discrets d'énergie n'est d'ailleurs pas nouvelle en théorie des désintégrations β , puisqu'on envisage la possibilité de capture des électrons planétaires par le noyau. Et nous pouvons encore dire que la création θ est le phénomène inverse de la capture θ .

Nous nous résumerons en disant que la création θ consiste essentiellement (fig. 1) :

- a) en la transformation d'un neutron du noyau en proton ;
- b) en l'émission d'un neutrino (avec recul éventuel du noyau) ;

seule est ainsi mesurée par la valeur de I . Pour les atomes normaux I est toujours de l'ordre de quelques électronvolts. Le domaine considéré est donc très réduit. Cependant pour des noyaux dépouillés d'électrons I peut atteindre 100 000 eV pour des Z de l'ordre de 90, ce qui conduit à un domaine considérablement plus étendu. Il semble évidemment difficile d'obtenir de tels noyaux. Cependant dans les étoiles moyennement chaudes, où les températures sont de l'ordre de 2500 électronvolts, les noyaux légers ($Z < 14$) sont entièrement pelés. L'extension du domaine où la création peut exister seule est alors de l'ordre du millier de volts. *Le phénomène de création ϵ peut donc avoir là une certaine importance.*

PHÉNOMÈNES SECONDAIRES POUVANT ACCOMPAGNER LE PHÉNOMÈNE PRINCIPAL

1° Lors de la désintégration du noyau, le numéro atomique Z de celui-ci augmente d'une unité. Or l'énergie des différents niveaux électroniques est étroitement liée à la valeur de Z . Il va en résulter une augmentation de l'énergie de liaison des différentes couches. Par exemple pour la couche K l'énergie de liaison qui était primitivement de l'ordre de $13,5 Z^2$ eV devient de l'ordre de $13,5 (Z + 1)^2$ eV, soit une augmentation d'environ $13,5 (2Z + 1)$ eV, ce qui ne correspond qu'à quelques dizaines de volts pour les éléments légers, mais à 2500 volts pour les éléments les plus lourds. Il doit s'en suivre une émission de photons, d'origine électronique, dont les longueurs d'onde s'échelonnent, suivant le numéro atomique, de la limite de l'ultra-violet aux rayons X très mous.

2° L'électron créé peut venir occuper au moment de sa formation une case autre que la case libre de plus basse énergie. Un réarrangement du cortège doit alors suivre le phénomène. Cette réorganisation se fera par émission de photons électroniques. C'est une raison supplémentaire de penser que la création ϵ doit s'accompagner de l'émission de photons ayant leur origine dans le cortège, raison qui n'existe pas dans le cas de l'émission β .

3° La création ϵ constituant un type particulier de désintégration β^- doit pouvoir, évidemment, être suivie des mêmes filiations radioactives

que l'émission β^- . En particulier elle doit pouvoir être accompagnée de l'émission de photons d'origine nucléaire suivant le schéma de la figure 2 par exemple.

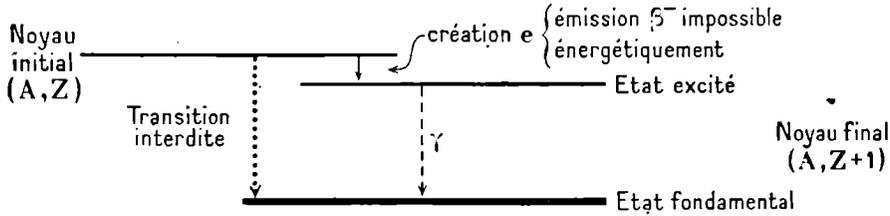


Fig. 2.

En résumé, la création e doit généralement s'accompagner d'une émission de photons d'origine électronique. Elle peut être suivie de filiations radioactives α , β et γ .

ÉTUDE THÉORIQUE DU PHÉNOMÈNE

Du point de vue théorique le problème que pose le calcul de la probabilité de création e diffère peu de celui de l'émission β^- . Dans les deux cas il s'agit d'une transition nucléaire qui fait passer d'un état initial, dans lequel on a un noyau (A, Z) , à un état final, dans lequel on a un noyau $(A, Z + 1)$, un électron et un neutrino. Le neutrino est supposé éjecté hors du noyau, son énergie pouvant prendre des valeurs variant de manière continue. La fonction d'ondes qui décrit son mouvement appartient à un spectre continu. Aussi les deux problèmes sont justiciables de la formule usuelle de la théorie des perturbations dans le cas du spectre continu [3]. Elle est la suivante :

$$(5) \quad p = \frac{2\pi}{\hbar} |\Pi_{if}|^2 \varphi(E_f),$$

à laquelle il convient d'associer la formule qui exprime la conservation de l'énergie :

$$(6) \quad E_{\text{initiale}} = E_{\text{finale}}.$$

Dans la formule (5) p est la probabilité de transition par unité de temps, $\varphi(E_f)$ est le nombre des états finaux du système dont l'énergie

est comprise entre E_i et $E_f + dE_i$ et H_{if} est l'élément de matrice $\int \Psi_f^* \mathbf{H} \Psi_i d\tau$ construit à l'aide des fonctions d'ondes finales et initiales du système et de l'opérateur d'interaction \mathbf{H} qui provoque la transition. Nous ne reviendrons pas sur la question du choix de cet opérateur qui a déjà été traitée dans l'exposé théorique sur la capture β . Nous nous contenterons de rappeler qu'on est conduit, que ce soit dans la théorie originale de Fermi ou que ce soit par l'intermédiaire du champ mésique, à 5 types d'opérateurs d'interaction qui sont linéairement indépendants et qui présentent des variances bien déterminées par rapport aux transformations de Lorentz. Suivant la valeur (déterminée par la nature de la transition : changement de moment angulaire et de parité) de l'élément de matrice H_{if} , on peut classer les différentes transitions en transitions permises ou interdites de diverses espèces. *Les transitions permises* correspondent aux plus grandes probabilités : *c'est à elles que nous nous intéresserons exclusivement dans cet exposé.* Dans ces conditions le choix de l'opérateur d'interaction n'est pas pour nous un problème essentiel. En effet les 5 types d'opérateurs auxquels il a été fait allusion donnent des règles de sélection (association d'une certaine variation de moment angulaire et de parité aux différentes classes de transition) différentes, mais conduisent à la même forme du spectre β dans le cas des transitions permises. Nous ne restreindrons pas la généralité de nos résultats en choisissant l'opérateur d'interaction utilisé par Fermi. Il nous suffira pour définir nos transitions permises d'utiliser les règles de sélection correspondantes, c'est-à-dire : une variation de moment angulaire $\Delta J = 0$ et aucun changement de parité. Nous poserons donc suivant Fermi :

$$(7) \quad \mathbf{H}_{if} = G \int \left\{ (V^* U)(\Psi^* \Phi_-) - (V^* \vec{\alpha} U)(\Psi^* \vec{\alpha} \Phi_-) \right\} d\tau,$$

où G est la constante de Fermi, qui caractérise l'intensité du couplage nucléons-particules légères, U et V les fonctions d'ondes initiale et finale du noyau, Ψ la fonction d'ondes de l'électron et Φ_- celle de l'antineutrino (solution à énergie négative des équations de Dirac appliquées au neutrino — c'est là une simple commodité mathématique). Nous décrirons l'électron créé par des ondes sphériques qui sont un produit d'harmoniques sphériques par une fonction radiale

$\Psi = Y_{lm}\rho(R)$ et le neutrino par des ondes planes. Il a été montré dans l'exposé déjà cité comment, la nature de la transition étant fixée, on peut simplifier notablement l'élément de matrice \mathbf{H}_{if} . Rappelons simplement qu'il est possible de sortir la partie radiale de la fonction Ψ de l'intégrale en s'appuyant sur le fait que sa valeur moyenne dans le noyau est très voisine de sa valeur pour $r = \text{Rayon nucléaire}$. La fonction d'ondes $\Phi_- = u e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}}$ est développée sous la forme $u(1 - i\vec{q}\cdot\vec{r} \dots \text{etc.})$ où il est encore possible d'isoler des termes qui peuvent être aussi sortis du signe \int . De cette façon il ne reste plus dans l'intégrale que des expressions provenant du rayon vecteur \vec{r} et les harmoniques sphériques Y_{lm} de l'électron. L'expression (7) se présente ainsi comme une somme de termes tels que

$$(8) \quad \int \left\{ V^* \mathbf{O}_p(Y_{em}, \vec{r}, \vec{\alpha}) U \right\} d\tau$$

où \mathbf{O}_p est un opérateur dépendant de Y_{em} , \vec{r} et $\vec{\alpha}$. En raison de notre règle de sélection

$$(9) \quad \Delta J = 0 ; \text{ pas de changement de parité}$$

ne seront différents de zéro que ceux des termes pour lesquels $\mathbf{O}(Y_{em}, \vec{r}, \vec{\alpha})$ est un scalaire. Des considérations d'ordre de grandeur permettent de n'en conserver qu'un seul (on néglige des termes en r^2 , $\vec{\alpha}\cdot\vec{r}$, etc.). Finalement (8) se réduit à :

$$(10) \quad \mathbf{H}_{if} = G\rho(R)u \int (V^* Y_{00}^* \cdot 1 \cdot U) d\tau.$$

On voit qu'il ne reste des fonctions de l'électron que les composantes qui correspondent aux harmoniques sphériques Y_{00} .

Ces considérations s'appliquent aussi bien à l'émission β^- qu'à la création e . L'étude des deux phénomènes va se différencier par le fait que nous devons choisir pour décrire l'électron, en création e , des fonctions d'ondes appartenant au spectre discret de l'atome considéré, alors qu'en émission β^- on doit utiliser les fonctions d'ondes du spectre continu. Nous admettons que chaque Ψ du spectre discret correspond à un état caractérisé par les nombres quantiques n, j, l, m . La fonction

d'ondes Φ_- du neutrino correspond d'autre part à une direction déterminée de son impulsion \vec{q} et à une certaine orientation de son spin. Pour obtenir la probabilité totale de création \mathbf{e} , il nous faudra donc sommer (5) sur tous les états finaux possibles du système, c'est-à-dire sur tous les états possibles de l'électron et du neutrino. Nous avons donc :

$$(11) \quad P_{\text{cré } \mathbf{e}} = \frac{2\pi}{\bar{n}} \sum_{njl m} \int_{\nu} |\mathbf{H}|^2 \rho(E_l),$$

où $\sum_{njl m}$ représente une sommation sur tous les états inoccupés de l'atome initial et \int_{ν} une sommation sur toutes les directions de l'impulsion et sur les états de spin du neutrino. Pour un état donné de l'électron créé le nombre d'états finaux d'énergie comprise entre E_l et $E_l + dE_l$ est égal au nombre des états du neutrino. Nous utiliserons maintenant des unités telles que $\bar{n} = m_e c^2 = 1$. Les énergies sont ainsi mesurées en unité $m_e c^2 \approx 500\,000$ volts ; on a alors :

$$(12) \quad \begin{aligned} \rho(E_l) &= \rho(K) \quad K, \text{ énergie du neutrino} \\ &= \frac{q^2}{(2\pi)^3} d\omega_{\nu}, \end{aligned}$$

où $d\omega_{\nu}$ est l'élément d'angle solide dans lequel se trouve l'impulsion du neutrino. On trouve en appliquant les considérations développées plus haut :

$$(13) \quad \sum_{jlm} \int_{\nu} |\mathbf{H}_{if}|^2 = \frac{G^2}{2} \left\{ N_{nI} g_{nI}^2(R) + N_{nII} f_{nII}^2(R) \right\} |M_0|^2,$$

où N_{nI} et N_{nII} sont les nombres de cases inoccupées des états de l'atome initial caractérisés respectivement par les nombres quantiques $\left(n, j = \frac{1}{2}, l = 0\right)$ et $\left(n, j = \frac{1}{2}, l = 1\right)$; g et f sont les parties radiales correspondantes des fonctions d'ondes électroniques évaluées pour $r =$ rayon nucléaire ; M_0 est l'élément de matrice nucléaire

$$M_0 = \int (V^* U) d\tau$$

qui subsiste après qu'on a extrait les parties radiales des fonctions

d'ondes des particules légères. La conservation de l'énergie (6) nous donne la relation :

$$(14) \quad W_0 = K + W_n,$$

où W_0 est l'énergie de transition et W_n l'énergie de l'électron. Si l'on remarque qu'avec nos unités l'énergie du neutrino est mesurée par le même nombre que son impulsion, on a :

$$(15) \quad q = W_0 - W_n.$$

Compte tenu de (11), (12), (13) et (15), on a finalement :

$$(16) \quad P_{\text{cré } e} = \frac{G^2}{2\pi^2} |M_0|^2 \sum_n \frac{\pi}{4} \left\{ N_{nI} g_{nI}^2(R) + N_{nII} f_{nII}^2(R) \right\} (W_0 - W_n)^2.$$

Sur cette formule on peut immédiatement faire une remarque importante : la probabilité de création est proportionnelle au carré de l'énergie de transition diminuée de l'énergie de l'électron sur sa couche. Par contre la probabilité d'émission β^- varie en gros comme la 5^e puissance de l'énergie de transition. *Donc la création e , pour un même Z , sera défavorisée par rapport à l'émission β^- pour les grandes énergies de transition.*

Nous allons considérer maintenant successivement deux cas extrêmes : celui des noyaux dépouillés de leurs électrons périphériques, puis celui, évidemment le plus intéressant du point de vue pratique, des atomes neutres tels qu'on les connaît dans la nature.

NOYAUX DÉPOUILLÉS DE LEUR CORTÈGE [4]

Dès que l'électron apparaît autour du noyau, le système se comporte comme un atome hydrogénoïde. On peut alors prendre pour Ψ les solutions correspondantes des équations de Dirac.

Dans ce cas particulier on peut encore tirer de la formule (16) quelques conséquences qualitatives intéressantes.

1° Très approximativement $g_{nI}^2(R)$ est de l'ordre de $\frac{Z^3}{n^3}$ et l'on a de plus $f_{nII}^2(R) \simeq \frac{\alpha^2 Z^2}{4} g_{nI}^2$. Or la probabilité d'émission β^- varie beaucoup plus lentement avec Z . Aussi nous pouvons dire que pour des noyaux nus *la création e est favorisée par rapport à l'émission β^- , pour des Z élevés.*

2° Il est clair qu'en raison du facteur $\frac{1}{n^3}$ la création K sera plus probable que la création L, elle-même plus probable que la création M, etc.

Nous allons maintenant nous intéresser plus spécialement à la création K. On a alors :

$$g_K^2(R) \simeq \frac{1 + W_K}{2\Gamma(2s+1)} (2\alpha Z)^3 e^{-2\alpha Z R} (2\alpha Z R)^{2s-2}$$

où $s_0 = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$ et $W_K = 1 - \frac{\alpha^2 Z^2}{2}$.

La fonction f_{iII} n'existe pas pour la couche K.

On a donc :

$$(17) \quad P_{\text{cr. K}} = \left(\frac{G^2}{2\pi^3}\right) |M_0|^2 N_K \frac{\pi}{4} g_K^2 (W_0 - W_K)^2.$$

Pour $Z < 10$, on a avec une bonne approximation $g_K^2 = 4(\alpha Z)^3$.

Pour $Z > 10$, le tableau ci-dessous donne les valeurs de

$$\Phi_K(Z) = \frac{\pi}{4} g_K^2$$

en fonction de Z :

$Z = 10$	20	30	40	50	60	70	80	90
$\Phi_K = 1.26 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$4.3 \cdot 10^{-2}$	$1.22 \cdot 10^{-1}$	$2.8 \cdot 10^{-1}$	$6.6 \cdot 10^{-1}$	1.42	3	6.3

1° Comparaison des probabilités d'émission β^- et de création K.

Nous avons vu que la création \mathbf{e} existe toujours quand l'émission β^- est possible. Il est alors intéressant d'examiner l'importance relative de la création K et de l'émission β^- . Nous calculerons donc le rapport

$$(18) \quad \frac{\text{Probabilité de création K}}{\text{Probabilité d'émission } \beta^-}$$

Dans le cas des transitions permises on peut écrire pour la probabilité d'émission β^- [5] :

$$(19) \quad P_{\beta^-} = \left(\frac{G^2}{2\pi^3}\right) |M_0|^2 f^-(Z, W_0)$$

où $f^-(Z, W_0) = \int_1^{W_0} F(Z, W) W(W^2 - 1)^{1/2} (W_0 - W)^2 dW$

et $F^-(Z, W) = \frac{4(2pR)^2 s^{-2} e^{-\pi\alpha ZW/p} |\Gamma(s + iZW/p)|^2}{|\Gamma(2s + 1)|^2} \frac{1+s}{2}$,

avec $s = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$ et $p = \sqrt{W^2 - 1}$.

Le rapport (18) a donc pour expression :

(20)
$$\frac{N_K \Phi_K(Z) (W_0 - W_K)^2}{f^-(Z, W_0)} = N_K \sigma_K(Z, W_0).$$

En utilisant diverses approximations pour $f^-(Z, W_0)$ nous avons

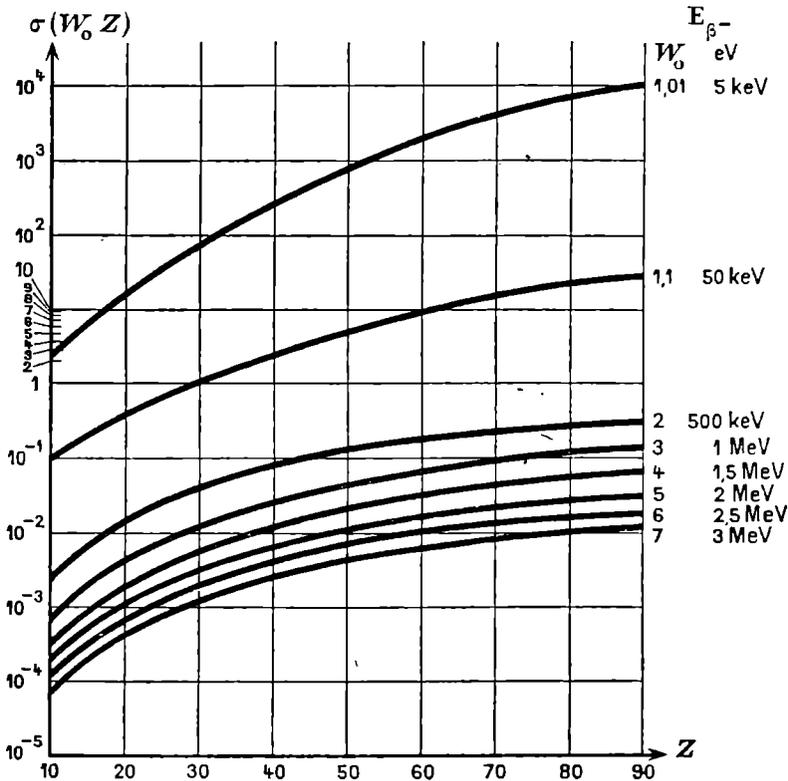


Fig. 3.

calculé σ_K pour diverses valeurs de Z et de W_0 . Les résultats sont condensés dans les courbes de la figure 3.

Ils précisent le sens des remarques qualitatives que nous avons faites au début de ce paragraphe. On voit clairement que la création K ne peut devenir prépondérante que pour des énergies de transition d'autant plus voisines de l'énergie au repos de l'électron que le numéro atomique est plus petit.

Une certaine réserve cependant s'impose. Nous avons utilisé dans ce calcul des fonctions d'ondes hydrogénoïdes qui décrivent un électron dans le champ d'une charge ponctuelle Z_e . Il n'est pas absolument sûr que les fonctions d'ondes décrivent correctement le comportement de l'électron au voisinage du noyau, en particulier pour de petites énergies cinétiques du β^- . Ce problème a d'ailleurs une portée beaucoup plus générale : la valeur de la fonction d'ondes au voisinage du noyau intervient dans des problèmes divers (par exemple dans les problèmes de structure hyperfine, pour l'explication de la séparation des niveaux $S_{1/2}$ et $P_{1/2}$ dans les expériences récentes de Lamb et Retherford). Nous pouvons tout de même penser que nous avons obtenu, avec les noyaux employés, une bonne estimation des ordres de grandeur.

2° Cas où la création e seule est possible.

Lorsque l'énergie de transition est inférieure à l'énergie au repos de l'électron, nous avons vu que seule la création e peut être possible. Pour avoir une idée de l'importance du phénomène nous devons avoir recours au calcul des périodes de désintégration. On a alors :

$$(21) \quad \theta_K = \frac{0,693}{P_K} = 0,693 \left(\frac{2\pi^3}{G^2 |M_0|^2} \right) \frac{1}{N_K \Phi_K(Z) (W_0 - W_K)^2}$$

Une difficulté se présente du fait qu'on ne sait pas évaluer d'une manière générale l'élément de matrice nucléaire $|M_0|$. Nous le déterminerons d'une manière empirique. L'expression théorique de la période d'émission est

$$(22) \quad \theta_{\beta^-} = 0,693 \left(\frac{2\pi^3}{G^2 |M_0|^2} \right) \frac{1}{f^-(Z, W_0)}$$

Nous savons calculer $f^-(Z, W_0)$ et les résultats expérimentaux nous donnent θ_{β^-} . Konopinski [6] en a déduit la valeur du facteur $0,693 \left(\frac{2\pi^3}{G^2 |M_0|^2} \right)$. Si l'on porte en ordonnées le produit $f^-(Z, W_0)\theta_{\beta^-}$ et

en abscisses le numéro atomique Z , on obtient un nuage de points qui se placent tous au-dessus d'une droite AB (fig. 4).

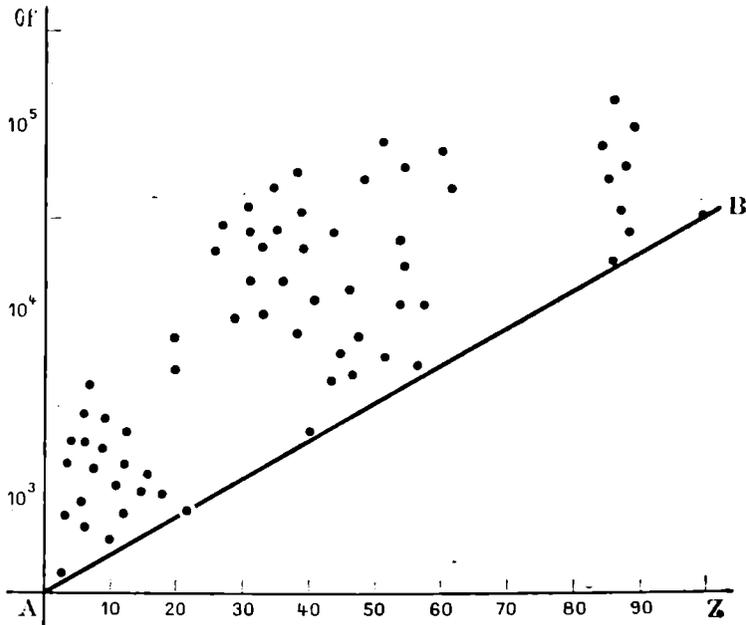


Fig. 4.

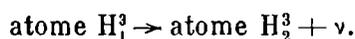
Il est raisonnable de prendre pour limite inférieure de $0,693 \left(\frac{2\pi^3}{G^2 |M_0|^2} \right)$ les valeurs qui correspondent à cette droite. En portant ces valeurs dans l'expression (21) de θ_K dans laquelle on a fait $N_K = 1$, on trouve que les périodes minima que l'on puisse espérer obtenir lorsque l'énergie de transition est précisément égale à l'énergie au repos de l'électron sont de l'ordre de :

Z_{final}	10	20	30	40	50	60	70	80	90
θ_K	$4,3 \cdot 10^3$ a	62 a	5,1 a	11 m	2,6 m	27 j	10 j	5 j	2,6 j

On voit que si l'on pouvait obtenir des noyaux lourds complètement pelés on pourrait, même pour de petites énergies de transition, avoir des périodes très courtes. De plus pour des Z de l'ordre de 14 on a encore des périodes de 10^2 à 10^3 ans, ce qui nous confirme dans l'idée que la création e pourrait jouer un rôle non négligeable dans les étoiles.

3° *Étude de quelques cas particuliers.*

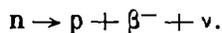
a) Parmi les éléments naturels le tritium atomique est le seul qui puisse donner lieu à la création K. Il est intéressant de regarder de près ce que donnent les résultats précédents dans ce cas particulier. L'énergie maximum des β est d'après Watts et Williams [7] de 11 keV¹ : ce qui nous donne une énergie de transition égale à 1,022 de nos unités. Le processus de création correspond au schéma suivant :



Les fonctions d'ondes décrivant les électrons de l'atome d'hélium ont été étudiées par de nombreux auteurs et par diverses méthodes. Il résulte de ces travaux qu'on obtient une assez bonne représentation en introduisant dans la fonction hydrogéoïde un Z diminué de la constante d'écran $s = \frac{5}{16}$. On trouve, si l'on tient compte de la petite contribution due à la possibilité de création sur les couches L, M, etc., pour le rapport Probabilité de création θ / Probabilité d'émission β^- , une valeur de l'ordre de 1 %.

Si on ionisait l'hydrogène atomique, le rapport deviendrait voisin de 1/30. La variation de période est encore au delà des possibilités expérimentales (Novick [8]).

b) Un autre cas particulier où la création K est possible est celui de la radioactivité du neutron. La masse du neutron dépasse de 750 000 électronvolts la somme des masses du proton et de l'électron libres. Suivant la théorie de l'émission β , le neutron doit être instable et se désintégrer suivant le schéma :



Mais d'après les idées que nous venons de développer il doit aussi

1. Note sur épreuves : Des mesures plus récentes et, semble-t-il, plus précises de Curran, Angus et Cockcroft (Nature 162, 1948, p. 302) ont fourni, pour l'énergie maximum des β , la valeur 17 keV. Dans ces conditions la création θ devient moins probable, le rapport calculé plus loin n'étant que de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$. Ce n'est que pour du tritium ionisé qu'il atteindrait 1 %.

se désintégrer en donnant directement un atome d'hydrogène et un neutrino :

$$n \rightarrow \text{atome H} + \nu.$$

Cependant on voit que l'énergie de transition (2,47 de nos unités) n'est guère favorable. On trouve en effet :

$$\frac{\text{Prob cré } e}{\text{Prob } \beta^-} \simeq 10^{-6}.$$

ATOMES NEUTRES [9]

Il est bien évident que du point de vue pratique ce qui nous intéresse essentiellement est de connaître quelle pourrait être l'importance du phénomène pour des atomes normaux. Cependant il est beaucoup plus difficile de répondre à cette question que dans le cas des noyaux nus. Si nous n'étions pas absolument certains que les fonctions d'ondes utilisées précédemment représentaient d'une manière précise le comportement des électrons dans le noyau, nous sommes sûrs maintenant qu'elles ne conviennent plus. En effet, en raison des interactions entre électrons du cortège, la répartition électronique dans les atomes est profondément modifiée. On peut cependant, dans certains cas, utiliser encore des fonctions hydrogénoïdes dans lesquelles on remplace le numéro atomique Z par un Z_{effectif} qu'on obtient en retranchant de Z une certaine constante d'écran s . Cette méthode est utilisée couramment dans les problèmes de structure moléculaire. Marshak [10] l'a employée pour étudier la capture d'électrons par les noyaux. On dispose d'une règle empirique due à Slater, qui permet de calculer approximativement les constantes d'écran appropriées à chaque couche électronique considérée. Cependant il est clair que la « constante d'écran » s devrait être en fait une fonction de la position de l'électron dans l'atome, ou tout au moins de sa distance au noyau. Si l'on examine d'assez près cette question on voit que les constantes d'écran de Slater n'ont vraiment de sens que pour des électrons qui se trouvent au voisinage de leurs orbites au sens de la théorie de Bohr. Aussi il nous semble dangereux d'utiliser des fonctions hydrogénoïdes construites avec de tels Z_{effectif} pour décrire un électron au voisinage d'un noyau. Il existe des fonctions d'ondes atomiques qui décrivent beau-

coup plus correctement les électrons du cortège. Ce sont les fonctions de Hartree. Leur construction s'inspire de l'idée de charge effective fonction de la position dans l'atome et s'appuie sur la méthode du « champ self consistent ». Cette méthode consiste à remplacer les interactions entre les électrons du cortège par un champ moyen qui ne dépend que de la distance au noyau. On admet ensuite que chaque électron se meut isolément dans le champ du noyau et dans ce champ moyen qu'on déduit de la distribution des électrons dans l'atome. Comme cette distribution est elle-même déterminée par les fonctions d'ondes que nous cherchons, il semble qu'on tourne dans un cercle vicieux. On peut cependant sortir de cette impasse en opérant par approximations successives. On part en général d'un champ moyen qui représente déjà les interactions dans le cortège d'une manière assez bonne : le champ de Thomas-Fermi. A l'aide de ce champ on construit des fonctions d'ondes d'approximation zéro, d'où l'on déduit un nouveau champ (1) qui est utilisé à son tour pour construire des

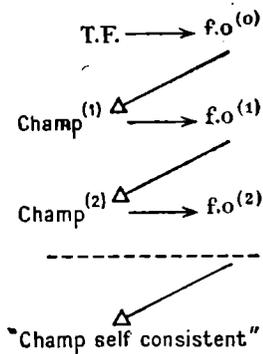


Fig. 3.

fonctions d'ondes d'approximation (1). En répétant ces opérations on arrive à obtenir un champ (n) qui ne diffère que de très peu du champ (n - 1). On dit alors qu'on a obtenu un champ « self consistent ». Tous ces calculs ne peuvent se faire analytiquement et sont très laborieux. Cependant les approximations convergent assez rapidement et en général la deuxième donne déjà de bons résultats. Cette méthode, que nous avons voulu rappeler rapidement d'une manière intuitive, s'appuie sur des développements théoriques sur lesquels nous

ne pouvons insister ici. Ainsi il est bien certain que les fonctions d'ondes calculées par la méthode de Hartree sont les meilleures que l'on possède pour les électrons atomiques. Il est donc intéressant, à défaut d'autre moyen de contrôle, de comparer les fonctions d'ondes hydrogénéoides avec Z_{effectif} et les fonctions de Hartree en ce qui concerne leur valeur dans le noyau. Nous avons pour cela calculé les rapports :

$$(23) \quad \frac{\Psi_{\text{Hartree}}^{(0)}}{\Psi_{\text{hydrogénéoïde}}^{(0)} \quad Z_{\text{eff}} \text{ de Slater}}$$

pour les états s des différentes couches des éléments pour lesquels les fonctions de Hartree ont été calculées. Les valeurs obtenues sont résumées dans les courbes de la figure 6.

On voit ainsi que la valeur dans le noyau des fonctions hydrogé-

noïdes affectées du Z_{eff} de Slater ne coïncide avec la valeur correspondante des fonctions de Hartree que pour la couche K. Les deux types de fonctions donnent encore les mêmes valeurs pour les couches L et M si le numéro atomique est > 40 , c'est-à-dire si ces couches sont recouvertes des couches N et O. D'une manière générale les fonctions de Hartree ont une valeur supérieure à celle des fonctions de Schrödinger avec Z_{effectif} pour la couche la plus externe de l'atome. Le désaccord est d'autant plus grand que l'atome est plus lourd. Or dans le problème qui nous intéresse c'est toujours la couche la plus externe des atomes qui va nous occuper. En effet l'électron créé ne pourra se placer, en vertu du principe de Pauli, que dans une case inoccupée, donc sur une couche lointaine. Nous sommes ainsi arrivés à la conclusion que si nous voulons obtenir des résultats qui ne soient pas par trop grossiers pour les atomes lourds, nous devons utiliser les fonctions de Hartree.

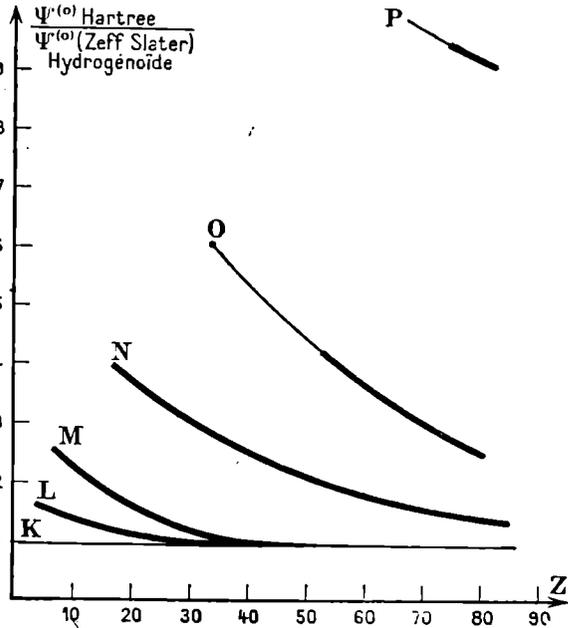


Fig. 6.

Le désaccord est d'autant plus grand que l'atome est plus lourd. Or dans le problème qui nous intéresse c'est toujours la couche la plus externe des atomes qui va nous occuper. En effet l'électron créé ne pourra se placer, en vertu du principe de Pauli, que dans une case inoccupée, donc sur une couche lointaine. Nous sommes ainsi arrivés à la conclusion que si nous voulons obtenir des résultats qui ne soient pas par trop grossiers pour les atomes lourds, nous devons utiliser les fonctions de Hartree.

Cependant une nouvelle difficulté se présente lorsqu'on veut utiliser systématiquement les fonctions de Hartree, et encore plus particulièrement en ce qui concerne les atomes lourds : les fonctions de Hartree ne sont pas relativistes, et il est bien connu que l'utilisation de fonctions d'ondes relativistes s'impose dès que l'on traite des atomes

lourds. Nous pouvons nous faire une idée de l'importance des effets de relativité au voisinage du noyau en calculant le rapport

$$(24) \quad \chi(Z) = \frac{g^2(Z, R)}{R_S^2(Z, 0)},$$

où $g(Z, R)$ est la partie radiale de la grande composante des fonctions de Dirac pour un atome hydrogéoïde, évaluée au voisinage du noyau, et $R_S(Z, 0)$ est la partie radiale de la fonction de Schrödinger pour un atome hydrogéoïde évaluée dans le noyau.

Les résultats de cette comparaison sont les suivants :

La relativité a donc pour effet d'accroître notablement la densité de probabilité de présence au voisinage des noyaux lourds. L'utilisation de fonctions non relativistes peut par conséquent introduire des erreurs de l'ordre d'un facteur 10 pour des Z voisins de 90.

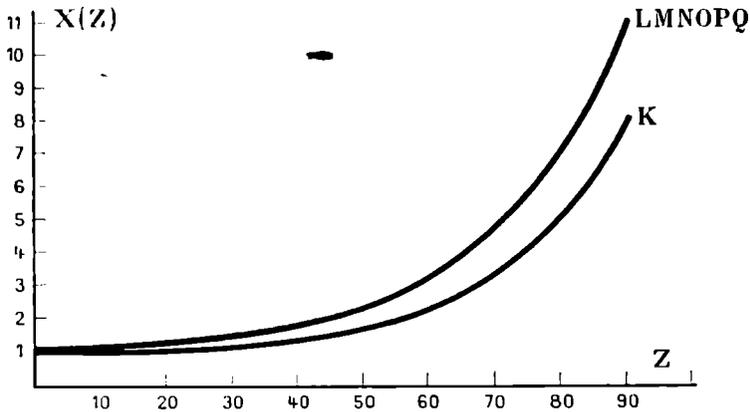


Fig. 7.

Il résulte de cette étude que nous devons renoncer à l'utilisation de fonctions de Dirac hydrogéoïdes affectées d'un Z_{effectif} calculé par la méthode de Slater. Et cela pour deux raisons :

1° La comparaison avec les fonctions de Hartree montre que l'introduction d'un Z_{effectif} traduit mal les interactions dans le cortège ;

2° Si ces fonctions sont à l'origine relativistes, le fait d'y introduire un Z_{effectif} qui sera petit (< 10) pour la couche la plus externe qui nous intéresse fait disparaître les termes de correction relativiste. (En fait pour les petits $Z_{\text{effectifs}}$ que nous aurions à utiliser les fonctions de Dirac sont très voisines des fonctions de Schrödinger et c'est pour cela que

nous nous sommes contentés de comparer les fonctions de Hartree aux fonctions hydrogénoïdes de Schrödinger et non à celle de Dirac).

Il semble qu'en conclusion la solution la plus adéquate serait d'utiliser des fonctions résultant d'un « champ self-consistent » construit à l'aide de fonctions de Dirac. Malheureusement nous ne possédons pas de telles fonctions. Et nous n'avons pas voulu entreprendre des calculs aussi longs et laborieux pour une simple étude d'ordres de grandeur. Aussi pour mener à bien cette estimation nous essaierons de faire un compromis. Nous utiliserons les fonctions de Hartree et nous les affecterons d'un facteur de correction relativiste que nous tirerons de notre comparaison précédente des fonctions de Schrödinger et de Dirac. Nous nous restreindrons de plus au cas où la création est possible dans un état s de la première couche incomplète de l'atome initial. Il est facile de voir que pour une couche donnée la création dans un état s est de beaucoup la plus importante. Nous avons vu qu'on avait, avec une bonne approximation :

$$f_{\text{III}}^2 \approx \frac{1}{4} \alpha^2 Z^2 g_{\text{nl}}^2.$$

Pour un Z de l'ordre de 90 on a encore $\frac{1}{4} \alpha^2 Z^2 \approx \frac{1}{10}$. Il est inutile d'insister sur le fait que nous n'atteindrons pas dans nos estimations une telle précision. Aussi bien pourrons-nous négliger cette contribution. Nous écrivons finalement pour la probabilité de création :

$$(25) \quad P_{\text{cré e}} = \frac{G^2}{2\pi^3} |M_0|^2 N \frac{\pi}{4} R_{\text{H}}^2(0) X(Z) (W_0 - W_n)^2,$$

où $N = 1$ ou 2 est le nombre de cases inoccupées du premier état s dans lequel la création est possible. $R_{\text{H}}(0)$ est la valeur dans le noyau de la fonction de Hartree correspondant à cet état. $X(Z)$ est le facteur de correction donné par (24). Nous avons encore laissé de côté dans (25) la contribution des couches de nombre quantique n supérieur à celui de la première couche où la création est possible. Cette omission a peu d'importance en ce qui concerne les atomes légers, mais peut nous conduire à un résultat erroné par un facteur 2 dans le cas des atomes lourds. Cependant comme nous ne possédons pas les fonctions de Hartree qui décrivent l'électron dans ces états, nous avons dû

négliger ces termes. Il n'est pas impossible d'ailleurs d'estimer une limite supérieure de leur contribution. Nous avons à l'aide de (25) étudié quelques transitions fictives aboutissant à des éléments pour lesquels nous disposons de fonctions de Hartree. Les probabilités respectives de création ϵ et d'émission β^- et les périodes de création ont été calculées comme dans le cas des noyaux nus.

a) *Comparaison des probabilités de création ϵ et d'émission β^- .*

Le tableau ci-dessous donne les valeurs du rapport $\sigma = \frac{P_{\text{créé } \epsilon}}{P_{\beta^-}}$, en fonction de différentes énergies de transition :

Ces résultats deviennent plus éloquentes dans le diagramme de la figure 8.

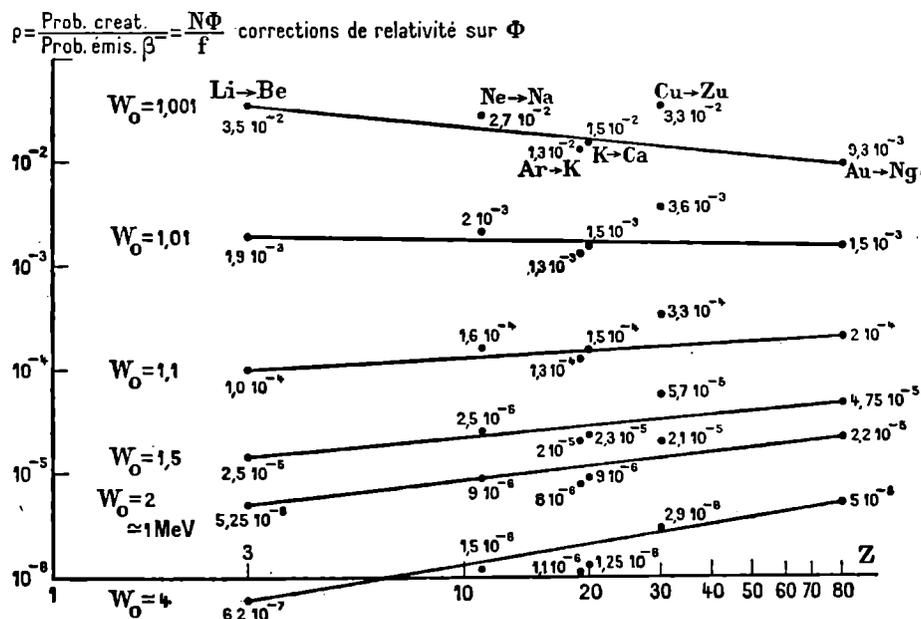


Fig. 8.

b) *Périodes dans le cas où seule la création est possible.*

Nous avons encore calculé les périodes lorsque l'énergie de transition est juste égale à l'énergie au repos de l'électron de la même manière

que précédemment. On trouve pour les mêmes transitions que ci-dessus :

Transition	Li \rightarrow Be	Ne \rightarrow Na	Ar \rightarrow K	K \rightarrow Ca	Cu \rightarrow Zn	Au \rightarrow Hg
θ	$5.4 \cdot 10^{10}$ a	$1.6 \cdot 10^{11}$ a	$2.7 \cdot 10^{11}$ a	$1.3 \cdot 10^4$ a	$2.4 \cdot 10^{10}$ a	$3 \cdot 10^{11}$ a

Il ne faut évidemment pas attacher aux nombres indiqués dans les tableaux ci-dessus plus de valeur que celle d'un ordre de grandeur. Cependant ils montrent bien que, de manière générale, dans toutes les radioactivités β^- actuellement connues, l'émission est de beaucoup prépondérante devant la création. Cette dernière ne peut guère devenir le phénomène essentiel que pour des énergies de transition excessivement voisines de l'énergie au repos de l'électron. Mais alors les périodes correspondantes sont si longues que le phénomène risque fort de passer inaperçu. Il semble donc difficile d'expliquer par la création ϵ seule les faits expérimentaux auxquels nous faisons allusion au début de cet exposé. Les périodes des éléments en question (Ac, RaD, M₀, ThI) sont en effet considérablement plus courtes que celles obtenues par les calculs précédents.

Il faut, cependant, remarquer l'énorme écart qui sépare les périodes correspondant à des noyaux nus de celles qui correspondent aux atomes neutres, particulièrement pour les grands Z . Il n'est donc pas interdit de penser qu'une ionisation assez profonde de certains éléments pourrait révéler des désintégrations β^- restées jusqu'ici inaperçues.

MISE EN ÉVIDENCE DU PHÉNOMÈNE

Nous terminerons cette étude en indiquant rapidement de quelle façon on pourrait espérer mettre le phénomène en évidence. Nous distinguerons, comme nous l'avons fait dans les considérations théoriques, les deux cas : création ϵ seule et création ϵ accompagnée d'émission β^- .

a) Lorsque la création ϵ ne se superpose pas à une émission β^- , on peut espérer déceler les désintégrations :

par observation directe du recul du noyau ou par observation d'un effet Szilard qui en résulterait ;

par observation des photons électroniques ;
 par observation des désintégrations elles-mêmes, en recueillant en quantité pondérable les atomes formés, ou bien indirectement grâce à des filiations β , γ ou α .

b) Lorsque la création coexiste avec l'émission β^- , on devrait pouvoir s'en rendre compte :

par décompte des désintégrations et des électrons émis (en particulier dans le cas d'existence de filiations) ;

par observation d'une variation de période sous l'influence d'une ionisation de nature quelconque.

Toutefois l'étude théorique précédente indique que, exception faite de la variation de période par ionisation, les effets mentionnés ci-dessus doivent être très petits, de telle sorte que leur mise en évidence exigera des moyens d'investigation très fins.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. DAUDEL, P. BENOIST, R. JACQUES et M. JEAN. *Comptes Rendus*, **224** (1947), 1427.
 R. DAUDEL, M. JEAN, M. LECOIN. *Comptes Rendus*, **225** (1947), 290.
- [2] M. LECOIN et M. PEREY, *Comptes Rendus*, **217** (1943), 106 et *Cahiers de Physique*, **20** (1944), 52.
 M. LECOIN, M. PEREY et TSIEN San Tsiang, *Cahiers de Physique*, **26** (1944), 20.
- [3] Voir par exemple L. DE BROGLIE : « De la Mécanique Ondulatoire à la théorie du Noyau » (Hermann), t. I, p. 24.
- [4] La majeure partie des résultats exposés dans cette section ont été donnés par R. DAUDEL, M. JEAN et M. LECOIN. *Journal de Physique*, **8** (1947), 238.
- [5] E. J. KONOPINSKI. *Review of Modern Physics*, **15** (1943), 224.
- [6] E. J. KONOPINSKI. Article cité, p. 222, tableau II.
- [7] R. J. WATTS et O. WILLIAMS. *Physical Review*, **70** (1946), 640.
- [8] A. NOVICK. *Physical Review*, **72** (1947), 972.
 M. GOLDBLATT, E. S. ROBINSON, R. W. SPENCE. *Physical Review*, **72** (1947), 973.
- [9] M. JEAN, *Comptes Rendus*, **226** (1948), 2064.
- [10] R. E. MARSHAK. *Physical Review*, **61** (1942), 431.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
Préambule.	5
La description des atomes par la Mécanique ondulatoire.. . . .	8
I. L'onde broglienne et les idées de base de la Mécanique Ondu- latoire.	8
II. Les solutions de l'équation de Schrödinger.	14
III. Les solutions de l'équation de Dirac.. . . .	21
IV. Le calcul des probabilités de transition.. . . .	26
Introduction théorique à l'étude de l'interaction entre le noyau et son cortège, par Raymond DAUDEL.	29
CHAPITRE I. Description des phénomènes qui prennent naissance de cette interaction.	29
A. Phénomènes concernant uniquement le cortège.	30
I. Phénomènes du premier ordre.	30
II. Phénomènes du deuxième ordre.	32
B. Phénomènes concernant uniquement le noyau.	33
C. Phénomènes qui naissent de l'interaction entre le cortège et le noyau.	34
I. Phénomènes mettant en jeu une variation d'énergie nucléaire.	34
II. Phénomènes mettant en jeu une absorption ou une émission d'électron.	37
CHAPITRE II. Généralité sur la théorie de l'interaction noyau-cor- tège.	38
A. L'interaction électromagnétique.	38
B. L'interaction mésique.	42
CHAPITRE III. Caractéristiques essentielles de la capture d'électrons périphériques par le noyau.	45
CHAPITRE IV. Caractéristiques essentielles de la création e.	49
CHAPITRE V. Influence de l'ionisation des atomes sur les périodes radioactives.	50
Conclusion.	53

Isomérisie nucléaire , par Paul CHANSON	55
Introduction.	55
Classification des cas d'isomérisie.	57
Isomérisie des noyaux radioactifs.	59
A. Les deux isomères sont radioactifs β^- ou β^+	60
B. Un isomère est radioactif β^+ ou β^- , l'autre est radioactif γ	62
C. Un isomère est radioactif γ , l'autre subit la capture K.	63
Remarques générales sur les cas d'isomérisie.	64
Considérations théoriques.	67
a) Isomérisie et symétrie.	71
b) L'isomérisie de position.	72
Le modèle de la goutte liquide.	72
La conversion interne du point de vue expérimental , par Jean SURUGUE.	75
Discussion par Mr VALADARES.	82
Théorie de la conversion interne , par Jean RATIER.	85
Introduction.	85
Considérations qualitatives.	86
Établissement des formules générales.	90
Étude de la conversion électrique.	94
Étude de la conversion magnétique.	98
La capture d'électrons périphériques : aspect théorique et faits expérimentaux , par M ^{me} P. BENOIST et R. BOUCHEZ.	103
I. Introduction.	103
II. Étude théorique.	106
A. Généralités sur les désintégrations électroniques. Hypothèse du Neutrino.	106
B. Conditions énergétiques des désintégrations β^- , β^+ et de la capture de négatons orbitaux.	108
C. Schéma de la théorie des désintégrations électroniques.	113
D. Calcul de la probabilité de capture d'un électron dans l'état (n).	116
E. Vue d'ensemble sur les résultats de la théorie. Calcul de la probabilité totale de désintégration par capture P_c	122
III. L'hypothèse du neutrino et la capture de négatons orbitaux.	127
A. Arguments pour l'hypothèse du neutrino.	127
B. Énergie emportée par le neutrino dans la capture d'électrons.	130
C. Essai de mise en évidence du neutrino par le recul du noyau.	130
IV. Méthodes expérimentales pour l'étude de la capture des négatons orbitaux.	133

A. Généralités.	133
B. Étude de la capture à l'aide de la chambre de Wilson.	135
C. Étude à la chambre d'ionisation et aux compteurs G. M.	136
1. Énergie du rayonnement X.	137
2. Intensité du rayonnement X.	139
D. Analyse spectrographique.	140
V. Résultats expérimentaux.	143
A. Capture K sans émission de positons : $-\gamma < \epsilon_0 < 1$	143
Calcul de la période.	146
Cas de la capture L.	147
B. Capture K avec émission de positons $\frac{\Delta W}{m_0c^2} > 1$	148
C. Embranchement capture K, émission β^-	150
Conclusions.	151
Effet SZILARD et CHALMERS (Transformations chimiques accompagnant les réactions nucléaires), par M. HAÏSSINSKY.	153
A. Transformations nucléaires sans changement de Z.	154
a) Réactions (n, γ).	154
b) Transitions isomériques.	162
c) Réactions (γ , n).	166
B. Transformations nucléaires avec changement de Z.	167
d) Émission α	167
e) Désintégrations β	168
f) Transmutations artificielles : réactions (n, p).	171
g) Fission.	174
Théorie de la création e, par Maurice JEAN.	177
Conditions énergétiques de réalisation de la création e.	179
Phénomènes secondaires pouvant accompagner le phénomène principal.	180
Étude théorique du phénomène.	181
Noyaux dépouillés de leur cortège.	185
1. Comparaison des probabilités d'émission β^- et de création K.	186
2. Cas où la création e seule est possible.	188
3. Étude de quelques cas particuliers.	190
Atomes neutres.	191
a) Comparaison des probabilités de création e et d'émission β^-	196
b) Périodes dans le cas où seule la création est possible.	196
Mise en évidence du phénomène.	197

IMPRIMÉ PAR L'IMPRIMERIE DURAND, A CHARTRES (EURE-ET-LOIR), FRANCE
Dépôt légal : n° 48. — 2^e trimestre 1949.
