

# SÉMINAIRE L. DE BROGLIE. THÉORIES PHYSIQUES

P. RADVANYI

M. LANGEVIN

## État actuel de nos connaissances sur la capture L

*Séminaire L. de Broglie. Théories physiques*, tome 26 (1956-1957), exp. n° 8, p. 1-12

[http://www.numdam.org/item?id=SLDB\\_1956-1957\\_\\_26\\_\\_A7\\_0](http://www.numdam.org/item?id=SLDB_1956-1957__26__A7_0)

© Séminaire L. de Broglie. Théories physiques  
(Secrétariat mathématique, Paris), 1956-1957, tous droits réservés.

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

NUMDAM

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

ÉTAT ACTUEL DE NOS CONNAISSANCES SUR LA CAPTURE L .

(Exposé de P. RADVANYI et M. LANGEVIN, le 5.2.1957).

1.- Introduction.

La transformation radioactive d'un noyau  $Z$  en noyau  $Z - 1$  peut avoir lieu soit par émission  $\beta^+$ , soit par capture d'un électron orbital. Dans le noyau, un proton se transforme alors en neutron avec émission d'un neutrino.

Si l'on considère l'énergie  $W_0$  correspondant à la différence de masse entre les noyaux initial et final, exprimée en unités  $m_0 c^2$  (énergie de l'électron au repos), les conditions énergétiques pour ces processus sont, en prenant une masse du neutrino au repos égale à zéro :

Pour  $W_0 > 1$ , il y a en compétition capture et émission  $\beta^+$ .

Pour  $-1 < W_0 < +1$ , il y a capture seulement.

L'énergie de la transition par capture est  $W_0 + 1$ .

Le phénomène de capture a été prévu théoriquement par Yukawa et Sakata, ainsi que par Möller et Bethe et Bacher (1935-1936). La capture d'électrons K a été mise en évidence expérimentalement par Alvarez en 1937 et la capture d'électrons L par Pontecorvo, Kirkwood et Hanna en 1949. Les premiers calculs sur la capture L furent faits par Marshak en 1942 ; des calculs détaillés ont été effectués notamment par Rose et Jackson et par Brysk et Rose. En France, la théorie de la capture L a été développée en particulier par Mme Benoist, M. Bouchez, M. Daudel, M. Nataf, Mme Odier.

L'électron séjourne un temps relativement court dans le noyau ; la probabilité de capture d'un électron atomique dépend de la probabilité de trouver cet électron dans le volume du noyau. En général, la capture d'électrons K - les plus proches du noyau en moyenne - est la plus probable, mais la capture d'électrons L est loin d'être négligeable, et même la capture d'électrons de couches plus extérieures encore peut donner une contribution de quelques pour cent.

Les probabilités de capture des électrons des différentes couches et sous-couches dépendent du numéro atomique  $Z$ , de l'énergie de la transition considérée  $W_0 + 1$

et du degré d'interdiction de cette transition.

Expérimentalement la capture ne peut être mise en évidence directement que par le réarrangement atomique qui la suit : rayons X et électrons Auger de l'atome final ( $Z - 1$ ). Les expériences sont délicates par suite de la faible énergie de ces rayonnements et de leur complexité. Les difficultés apparaissent surtout dans l'étude de la capture L ; la capture M n'a pas encore été mise en évidence avec certitude. C'est pourquoi la capture a été encore relativement moins étudiée que les autres modes de désintégration nucléaire.

Il faut des détecteurs capables de mesurer l'intensité de rayonnements d'énergies faibles, et permettant une analyse en énergie. On a utilisé jusqu'ici :

- des spectromètres X à cristal courbe
- des compteurs Geiger-Müller avec différents absorbants
- des chambres de Wilson
- des spectromètres  $\beta$
- des compteurs proportionnels
- des cristaux à scintillations.

La capture peut conduire à un état excité du noyau final ; les rayons  $\gamma$  ou les électrons de conversion interne accompagnant alors la capture permettent éventuellement des déterminations de probabilités de capture. On s'est servi aussi d'autres méthodes indirectes de mise en évidence de la capture comme par exemple la dilution isotopique suivie de l'analyse au spectromètre de masse des isotopes de l'élément  $Z - 1$ .

Il est très intéressant d'examiner l'importance relative de la capture et de l'émission  $\beta^+$  lorsqu'elles sont en compétition. La capture devient relativement d'autant plus importante que l'énergie de la transition est plus petite et que  $Z$  est plus grand. Jusqu'à présent au dessous du chlore ( $Z = 17$ ), on ne connaît que 3 cas de capture :  ${}^7_4\text{Be}$  (capture seulement),  ${}^{18}_9\text{F}$  et  ${}^{22}_{11}\text{Na}$  (quelques % de capture). Pour les éléments moyens et lourds il y a presque pour chaque  $Z$  plusieurs isotopes avec des captures identifiées. On ne connaît que très peu d'émetteurs  $\beta^+$  parmi les éléments lourds ; l'émetteur  $\beta^+$  le plus lourd actuellement connu est  ${}^{234}_{93}\text{Np}$  avec un embranchement  $\beta^+$  de  $0,5 \cdot 10^{-3}$  seulement.

Pour que la capture d'un électron d'une couche donnée soit possible, il faut évidemment que l'énergie disponible pour la transition soit plus grande que l'énergie de liaison de l'électron. L'énergie restante est emportée par le neutrino, qui, dans le cas de la capture, est monoénergétique.

Il se pose en principe un problème de définition des divers types de capture : on ne peut pas savoir si c'est bien l'électron qui, se trouvant par exemple initialement dans la couche K, a été effectivement capturé ; il y a des échanges et on ne peut pas suivre chaque électron. Notre définition sera expérimentale : nous parlerons de "capture K" lorsque dans le réarrangement atomique consécutif apparaît une énergie de l'ordre de  $E_K$ , et nous parlerons de "capture L" lorsque dans le réarrangement apparaît une énergie de l'ordre de  $E_L$  ( $E_K$  et  $E_L$  : énergies de liaison des électrons K et L respectivement).

## 2.- Principaux problèmes relatifs à la capture L.

Jusqu'à présent essentiellement trois problèmes liés à la capture L ont été étudiés. Les deux premiers ne seront que brièvement indiqués ici.

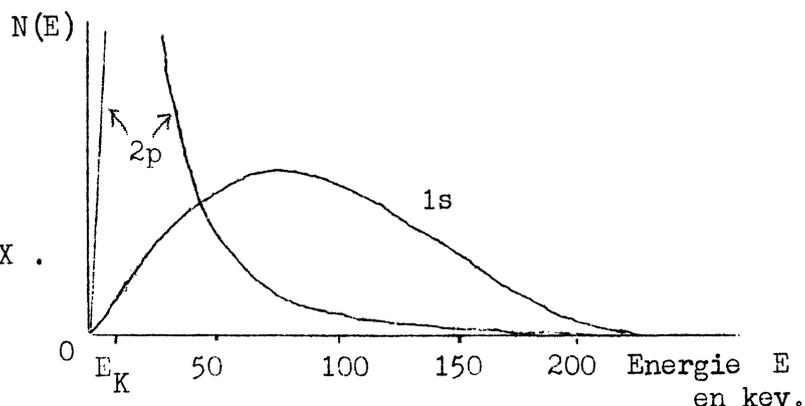
### a) Rayonnement continu $\gamma$ accompagnant la capture.

Dans une partie des transitions par capture (au total une proportion relativement petite) on a non seulement émission d'un neutrino et réarrangement atomique consécutif à la capture, mais aussi émission simultanée d'un rayon  $\gamma$  qui emporte une partie de l'énergie au détriment du neutrino. L'énergie de la transition (en tenant compte de l'énergie de liaison de l'électron capturé) se répartit alors entre le neutrino et le photon  $\gamma$ .

Les rayons  $\gamma$  émis forment en énergies un spectre continu. On a : énergie de la transition =  $E_{\gamma \text{ maximum}} + E_{\text{liaison}}$ . La théorie de ce rayonnement continu avait été faite par Möller et par Morrisson et Schiff. La première détermination expérimentale de ce spectre  $\gamma$  a été effectuée par Maeder et Preiswerk en 1951 sur  $^{55}\text{Fe}$ . Beaucoup d'autres expériences ont été faites depuis.

Il a été trouvé que la proportion de  $\gamma$  de faible énergie dans le spectre continu était dans certains cas beaucoup plus importante que ne le prévoyait Morrisson et Schiff. Dans ces conditions Glauber et Martin ont effectué des calculs théoriques plus rigoureux qui semblent rendre compte correctement des résultats expérimentaux (R.J. Glauber et P.C. Martin, Phys. Rev. 104, 1956, p. 158). Ils ont calculé les spectres continus  $\gamma$  accompagnant les transitions permises par capture d'un électron 1s, 2s, 2p ou 3p. Les intensités correspondant aux états p deviennent extrêmement importantes dans la région des raies X caractéristiques :

les spectres  $p$  présentent des singularités aux énergies des raies X caractéristiques et le spectre  $\gamma$  continu se confond alors avec ces raies X. À vrai dire, on ne pourra pas alors distinguer les deux processus :

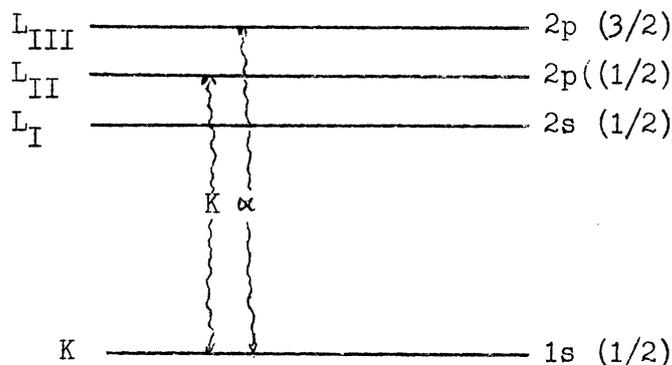


a) capture  $K + X_{K\alpha} +$   
réarrangement L

Spectres continus  $\gamma$  accompagnant la capture des électrons 1s et 2p de  $^{55}\text{Fe}$ . (d'après Glauber et Martin).

et b) (capture L + réarrangement L) + ( $\gamma$  du spectre continu ayant l'énergie  $\sim K\alpha$ ).

L'étude des spectres continus  $\gamma$  peut servir à déterminer l'énergie de transition en particulier dans les nombreux cas où celle-ci n'est pas connue par ailleurs.



b) Expériences pour mettre en évidence une variation de la période de  $^7\text{Be}$ .

Dans le béryllium 7, les électrons L sont les électrons extérieurs intervenant dans les liaisons chimiques. Or :  $\lambda_{\text{total}} = \lambda_K + \lambda_L$  ( $\lambda_K, \lambda_L$  probabilité de transition par capture K et L respectivement).

Indépendamment, M. Daudel (La revue scientifique, 162, 1947, p. 3266) et M. Segré (Phys. Rev., 71, 1947, p. 274) ont pensé que selon l'état d'ionisation de l'atome de béryllium dans le métal ou dans tel ou tel composé chimique,  $\lambda_L$  et par conséquent  $\lambda_{\text{total}}$  n'aurait pas exactement la même valeur.

Des expériences ont été faites dans ce sens. On a pu montrer un effet petit mais positif. (Bouchez, Tobailem, Robert, Muxart, Mellet, P. et R. Daudel, J. Phys. Rad., 17, 1956, p. 363. Cet article contient aussi les références aux travaux antérieurs). La variation de période observée est de l'ordre de 1/1000 dans la comparaison entre Be métal et le fluorure de béryllium.

c) Mesures du rapport d'embranchement capture L / capture K ( $\lambda_L/\lambda_K$ )

Les mesures de  $\lambda_L/\lambda_K$  donnent des renseignements sur les densités des électrons, K,  $L_I$ ,  $L_{II}$ ,  $L_{III}$  à la surface du noyau. Elles fournissent aussi le même genre de renseignements que la détermination de la forme des spectres  $\beta$  : elles permettent par comparaison avec les calculs théoriques - à condition que les mesures soient assez précises - de tirer des indications sur les éléments de matrice nucléaires dans le cas des transitions interdites et sur les caractéristiques des niveaux nucléaires initial et final. Elles donnent enfin (par comparaison avec la théorie) des renseignements sur les énergies de transition.

La suite de l'exposé sera consacrée à l'examen de ce problème de la détermination du rapport d'embranchement  $\lambda_L/\lambda_K$ .

3.- Principaux résultats du calcul théorique de  $\lambda_L/\lambda_K$

Voir notamment : - MARSHAK, R.E.- Phys. Rev., 61, 1942, p. 431.

- ROSE, M.E. et JACKSON, J.L.- Phys. Rev., 76, 1949, p. 1540.

- BENOIST, P.- Ann. de Physique, 8, 1953, p. 593.

- BRYSK, H. et ROSE, M.E.- Rapport ORNL, 1830 (13 janv. 1955).

- ODIOT, S. et DAUDEL, R.- J. Phys. Rad., 17, 1956, p. 60.

- HOFF, R.W. et RASMUSSEN, J.O.- Phys. Rev., 101, 1956, p. 280.

a) Transitions permises.

La capture  $L_I$  est la plus importante des captures L.

$$(I) \quad \frac{\lambda_L}{\lambda_K} = \frac{G^2/4\pi^2 |M|^2 (W_0 + W_L)^2}{G^2/4\pi^2 |M|^2 (W_0 + W_K)^2} \frac{(g_{L_I}^2 + f_{L_{II}}^2)}{g_K^2} \quad \left| \quad \begin{array}{l} W_K = 1 - \frac{E_K}{m_0 c^2} \\ W_L = 1 - \frac{E_L}{m_0 c^2} \end{array} \right.$$

$g_K$ ,  $g_{L_I}$ ,  $f_{L_{II}}$  sont les grandes composantes des fonctions radiales dans l'équation de Dirac prises à la surface du noyau ( $r = R$ ). La constante G et l'élément de matrice nucléaire s'éliminent dans le rapport.

-  $f_{L_{II}}^2$  est petit devant  $g_{L_I}^2$  : leur rapport varie entre 2/1000 pour l'argon à 0,12 pour l'uranium.

- La capture  $L_{III}$  est tout à fait négligeable.

b) Effet de l'énergie de transition ( $W_0 + 1$ ) .

- Si ( $W_0 + 1$ ) est grand, on a pratiquement :  $\frac{\lambda_L}{\lambda_K} \approx \frac{g_{L_I}^2}{g_K^2}$  c'est à quelques

pour cent près le rapport des probabilités de présence des électrons K et  $L_I$  à la limite du noyau.  $g_{L_I}^2 / g_K^2$  varie de  $\sim 0,08$  pour A à  $\sim 0,17$  pour U .

- Si  $W_0 + W_K$  est petit, le terme énergétique  $(W_0 + W_L)^2 / (W_0 + W_K)^2$  peut devenir beaucoup plus grand que 1 , et  $\lambda_L / \lambda_K$  peut devenir très grand.

- Enfin si  $W_I + 1 \leq \frac{E_K}{m_0 c^2}$  ( $W_0 + W_K < 0$ ) seule la capture L (et M ...) reste possible.

c) Transitions interdites.

- Transitions 1 fois interdites du type  $\Delta J = 0,1$  oui : on a en général les mêmes résultats que pour les transitions permises.

- Autres types de transitions interdites :

Si  $W_0 + 1$  est grand on a sensiblement :  $\frac{\lambda_{L_I}}{\lambda_K} = \frac{g_{L_I}^2}{g_K^2}$  valeur pour les transitions permises.

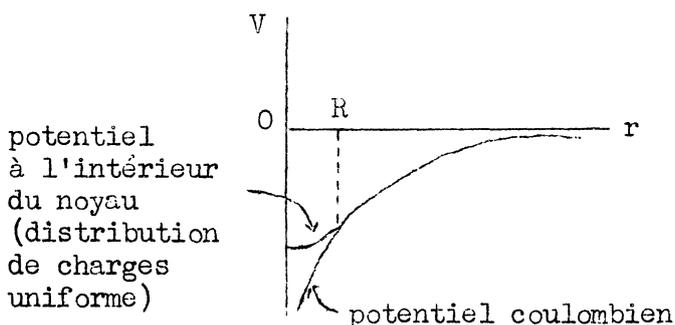
-  $\lambda_{L_{II}} / \lambda_{L_I}$  ne s'écarte de la valeur pour les transitions permises que de 10 à 30% .

- Mais la capture  $L_{III}$  peut devenir très importante en particulier si l'énergie de transition est petite. Ainsi pour  $Z = 95$  et une énergie de transition de 200 keV ,  $\lambda_{L_{III}} = 2 \lambda_{L_I}$  pour  $\Delta J = 2$  oui .

d) Calcul rigoureux des fonctions d'onde et des probabilités de transition.

Brysk et Rose ont fait en 1955 un calcul plus rigoureux pour les noyaux de  $Z > 15$  .

Leur calcul est relativiste. Ils tiennent compte des dimensions finies (non ponctuelles) du noyau en utilisant un potentiel correspondant à une distribution de charges uniforme dans le noyau. Cette correction de dimension finie est la



même sur  $g_K^2$  et sur  $g_{L_I}^2$  ; pour l'uranium, elle est de 15% .

L'effet d'une modification de la valeur prise pour le rayon nucléaire est négligeable.

L'effet d'écran est important, surtout pour les noyaux légers.

Les résultats des calculs de Brysk et Rose sont en accord avec ceux de Reitz. Pour l'argon la correction d'effet d'écran est de 10% sur  $g_K^2$  et de 41% sur  $g_{LI}^2$ .

Brysk et Rose examinent aussi les variations des fonctions d'onde sur le volume nucléaire ; ils prennent des valeurs moyennes pour les fonctions radiales des électrons. La correction ainsi apportée au calcul habituel est d'environ 10% sur  $g_K^2$  et  $g_{LI}^2$  pour l'uranium.

Un autre effet ordinairement négligé est celui des corrélations entre les positions des électrons. Certaines de ces corrélations ont été récemment calculées par S. Odier et R. Daudel.

#### 4.- Principales méthodes expérimentales pour déterminer $\lambda_L/\lambda_K$ .

Il existe encore relativement peu de mesures des rapports d'embranchement  $\lambda_L/\lambda_K$ . Elles comportent fréquemment des marges d'erreurs assez grandes et font souvent appel à des méthodes indirectes. Ceci provient de ce que les difficultés expérimentales à vaincre sont importantes : nécessité de comparer des intensités de rayonnements d'énergies très différentes ; énergies très faibles des raies  $X_L$  ou des électrons Auger L ; origines diverses des rayonnements L qui peuvent provenir soit de la capture L, soit de la capture K, soit encore d'une conversion interne ; nécessité dans certains cas de distinguer les rayonnements dus à des vacances dans les différentes sous-couches L et de tenir compte de l'effet Coster-Kronig.

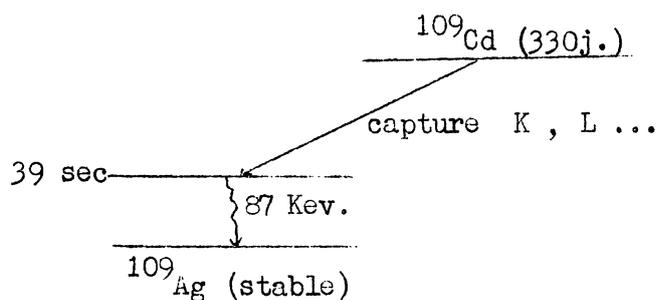
De plus, dans de nombreux cas, il faudrait connaître avec précision certaines constantes atomiques comme les rendements de fluorescence ou comme les intensités relatives de certaines raies X ou de certains groupes d'électrons Auger.

On peut grouper les principales méthodes expérimentales utilisées jusqu'à présent de la manière suivante :

##### a) Méthodes indirectes.

On détermine par unité de temps d'une part le nombre de captures K et d'autre part le nombre total de transitions ; on en tire  $\lambda_L + \lambda_M \dots$  puis  $\frac{\lambda_L + \lambda_M \dots}{\lambda_K}$ .

Comme exemple d'application de cette méthode, on peut citer l'expérience de der Mateosian (Phys. Rev., 92, 1953, p. 938) sur  $^{109}\text{Cd}$ . Les noyaux radioactifs de  $^{109}\text{Cd}$  (période 330 jours) étaient uniformément distribués dans un cristal à scintillations de NaI (Tl).



Le nombre total de transitions est déterminé par le nombre de  $\gamma$  87 Kev et d'électrons de conversion interne correspondants provenant de l'état isomère de 39 secondes de  $^{109}\text{Ag}$ .

b) Tous les rayonnements dûs au réarrangement atomique sont absorbés dans le détecteur.

C'est en principe la meilleure méthode mais elle n'est malheureusement que rarement applicable. Il est facile dans ce cas de faire la part de la capture L et de la capture K.

Pontecorvo, Kirkwood et Hanna (Phys. Rev., 75, 1949, p. 982) ont procédé de cette manière dans leur étude de l'argon 37 introduit sous forme gazeuse dans un compteur proportionnel rempli de xénon.

c) On compte tous les rayonnements L et les électrons Auger K ; les photons K s'échappent du détecteur.

Cette méthode a été utilisée au Collège de France pour  $^{79}\text{Kr}$  introduit comme source gazeuse dans une chambre de Wilson remplie d'air, et pour  $^{79}\text{Kr}$  et  $^{71}\text{Ge}$  introduits sous forme gazeuse dans un compteur proportionnel rempli de propane (P. Radvanyi, Ann. de Physique XII, 10, 1955, p. 584 ; M. Langevin, Ann. de Physique XIII, 1, 1956, p. 57).

Dans ce cas le rendement de fluorescence K intervient d'une manière très sensible dans l'interprétation des résultats expérimentaux.

d) On mesure les intensités des photons L et des photons K.

Cette méthode est applicable aux éléments moyens et lourds. Il faut faire la part des photons L des différentes origines ; dans l'interprétation des résultats interviennent ici plusieurs constantes atomiques : les rendements de fluorescence K et L et les intensités relatives des différents groupes de raies X ou Auger. On peut remédier en partie à cet inconvénient par des mesures de coïncidences entre photons K et photons L.

Citons comme exemple la détermination du rapport  $\lambda_L/\lambda_K$  du neptunium 235 par Hoff, Olsen et Mann (Phys. Rev., 102, 1956, p. 805) ; la transition par capture K et L va ici directement du niveau fondamental de  $^{235}\text{Np}$  au niveau fondamental de  $^{235}\text{U}$ .

(\*) Nous appelons rayonnements K ou L, les rayonnements ayant une énergie de l'ordre de grandeur de  $E_K$  ou  $E_L$  respectivement ; nous utilisons la même dénomination pour les électrons Auger.

## 5.-Discussion des résultats expérimentaux sur les rapports d'embranchement $\frac{\lambda_L}{\lambda_K}$

a) Pour faire une comparaison expériences-théorie, il faut connaître, en plus de  $\lambda_L/\lambda_K$ , l'énergie de la transition, le degré d'interdiction de celle-ci, et l'essentiel du schéma de désintégration.

Or de nombreux auteurs, admettant que les calculs théoriques étaient entièrement corrects, ont procédé en sens inverse : ils choisirent des nuclides pour lesquels l'énergie de transition n'était pas connue et mesurèrent  $\lambda_L/\lambda_K$ ; ayant trouvé ce rapport plus grand que  $g_{L1}^2/g_K^2$ , ils en ont conclu, utilisant la formule (I) que  $W_0 + 1$  était dans les différents cas très petit.

Les calculs théoriques reposent sur des bases qui paraissent solides, mais il semble quand même indispensable de les soumettre à une confrontation sérieuse avec l'expérience.

b) Pour effectuer cette confrontation, il faut tout d'abord connaître - au moins dans certains cas - les énergies de transitions par des méthodes indépendantes : mesure des seuils de réactions (p, n), énergie maximum des spectres  $\beta^+$  s'il y a lieu, énergie maximum des spectres continus  $\gamma$ , calcul de cycles fermés de transformations radioactives.

En fait, jusqu'à présent, il n'y a que très peu de cas où l'on connaît à la fois et indépendamment ( $\lambda_L/\lambda_K$ ) et ( $W_0 + 1$ ) pour un même nuclide.

Ce sont, en laissant de côté le cas de  ${}^7\text{Be}$  dont nous avons déjà parlé :

${}^{37}\text{A}$  : C'est le seul cas, jusqu'ici, d'accord établi entre expérience et théorie.

La transition est permise, et son énergie, connue par une mesure de seuil (p, n) est de 816 kev. Les rendements de fluorescence n'interviennent pratiquement pas dans l'interprétation des résultats. Pontecorvo, Kirkwood et Hanna (Phys. Rev., 75, 1949, p. 982) ont trouvé  $\lambda_L/\lambda_K = 0,085 (\pm 0,02)$ , la théorie donnant : 0,082. Kofoed-Hansen ayant mis en doute ce résultat (Phys. Rev., 96, 1954, p. 1045), nous avons repris cette expérience et avons trouvé :  $0,092^{+0,01}_{-0,005}$  en très bon accord avec Pontecorvo et al. (M. Langevin et P. Radvanyi, C.R. Acad. Sc., 241, 1955, p. 33).

${}^{79}\text{Kr}$  : transition permise d'énergie 1600 kev connue par la limite du spectre  $\beta^+$ .

${}^{71}\text{Ge}$  : transition permise d'énergie 237 kev connue par la limite du spectre continu  $\gamma$ . Pour ces deux nuclides, le rendement de fluorescence de la couche K,  $R_K$ , intervient très sensiblement dans l'interprétation des expériences

décrites ci-dessus ; mais il semble y avoir un désaccord notable expériences-théorie même avec les valeurs les plus récentes pour  $R_K$ . On a ainsi :

pour  $^{79}\text{Kr}$  :  $\lambda_L/\lambda_K = 0,22 \pm 0,03$  avec  $R_K = 0,586$

et pour  $^{71}\text{Ge}$  :  $\lambda_L/\lambda_K = 0,25 \pm 0,02$  avec  $R_K = 0,473$ , alors que la théorie ne donne que 0,10 dans les deux cas (P. Radvanyi, Ann. de Phys. XII, 10, 1955, p. 584 ; M. Langevin, Ann. de Phys. XIII, 1, 1956, p. 57 ; J. Laberrigue-Frolow, P. Radvanyi et M. Langevin, J. Phys. Rad., 17, 1956, p. 530).

Cependant, tout récemment, Drever, Moljk et Curran<sup>(\*)</sup> ont mesuré  $\lambda_L/\lambda_K$  de  $^{71}\text{Ge}$  avec un système de compteurs "sans parois" en coïncidence ; ils ont obtenu :  $\lambda_L/\lambda_K = 0,128$ . Nous n'avons pas encore connaissance de tous les détails de cette expérience. L'appareillage utilisé par ces auteurs paraît complexe, mais  $R_K$  ne doit intervenir que très peu dans l'interprétation de leurs résultats.

$^{235}\text{Np}$  : Hoff, Olsen et Mann (Phys. Rev., 102, 1956, p.805) ont trouvé :  $\lambda_L/\lambda_K = 30 \pm 2$  ; ce rapport est très grand et, d'après la théorie, donne une énergie de transition de 130 kev ; l'énergie déduite des cycles fermés de transformations radioactives est de 170 kev . Il s'agit ici d'une transition une fois interdite du type  $\Delta J = 0,1$  oui. Une modification des valeurs adoptées pour  $R_K$  ou  $R_L$  ne doit pas avoir dans ce cas d'effet sensible sur le résultat obtenu.

Dans quelques autres cas, les valeurs expérimentales sont trop incertaines.

c) On connaît actuellement un certain nombre de nuclides pour lesquels la capture K est énergétiquement impossible et où seule a lieu la capture L, M ... dans une transition du niveau fondamental du noyau initial soit directement vers le niveau fondamental du noyau final, soit vers le dernier niveau excité juste accessible énergétiquement. On peut citer les noyaux :

$^{205}\text{Pb}$  ( $5 \cdot 10^7$  ans),  $^{103}\text{Pd}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{245}\text{Ek}$ .

d) Nous avons enfin un certain nombre de noyaux pour lesquels l'énergie de transition n'était pas connue par une méthode indépendante :

---

(\*) Nuclear Inst., 1, 1957, p. 41.

Nuclide	Type de la transition	$\lambda_L/\lambda_K$	Energie déduite de la formule théorique donnant $\lambda_L/\lambda_K$ (I)	Auteurs
$^{109}_{48}\text{Cd}$	permise	$0,28 \pm 0,03$	$73 \pm \frac{12}{6}$ kev	der Mateosian, Phys. Rev., <u>92</u> , 1953, p. 938.
		$0,32 \pm 0,04$	$67 \pm \frac{8}{-3}$ kev	Bertolini et al., Nuovo Cimento, <u>11</u> , 1954, p. 539.
$^{125}_{53}\text{I}$	permise	$0,30 \pm 0,15$	$80 \pm \frac{160}{-18}$ kev	Friedlander et Orr, P.R., <u>84</u> , 1951, p. 484.
		$0,23 \pm 0,03$	$108 \pm \frac{20}{-10}$ kev	der Mateosian, Phys. Rev., <u>92</u> , 1953, p. 938.
$^{139}_{58}\text{Ce}$	permise	$0,37 \pm 0,02$	104 kev	Ketelle et al., Phys. Rev., <u>103</u> , 1956, p. 190.
$^{153}_{64}\text{Gd}$	$\Delta J = 0,1$ oui	$> 1$	$< 50$ kev	N. Marty et Vergnes, C.R., <u>242</u> , 1956, p. 1438.
$^{181}_{74}\text{W}$	$\Delta J = 0,1$ oui	1,54	92 kev	Bisi et al., Nuovo Cimento, <u>1</u> , 1955, p. 651.
$^{195}_{79}\text{Au}$	$\Delta J = 0,1$ oui	$0,58 \pm 0,14$	$143 \pm 17$ kev	Bisi et Zappa, Nuovo Cimento, <u>11</u> , 1954, p. 539.

Il peut sembler étrange que dans tous ces cas, où l'énergie de transition n'est pas connue par d'autres méthodes et où elle est - a priori - comprise entre  $E_K$  et un peu plus de 1000 kev (on n'a pas observé d'émission  $\beta^+$ ), l'énergie calculée d'après la formule théorique à partir de la valeur expérimentale de  $\lambda_L/\lambda_K$  se trouve toujours être inférieure à 150 kev. Ce n'est peut être là qu'un effet statistique, mais pour l'instant il demeure troublant.

#### 6.- Explications possibles d'un éventuel désaccord.

a) Effet de l'imprécision de la valeur du rendement de fluorescence  $R_K$ ,  $R_K$ .

Comme nous l'avons vu, la valeur de  $R_K$  intervient très sensiblement dans les déterminations de  $\lambda_L/\lambda_K$  pour  $^{79}\text{Kr}$  et  $^{71}\text{Ge}$ . On connaît  $R_K$  pour les différents  $Z$  d'après un assez grand nombre de mesures indépendantes faites avec diverses méthodes expérimentales. Dans notre laboratoire a été calculée, d'après la méthode des moindres carrés, une nouvelle courbe semi-empirique donnant  $R_K$  en fonction de  $Z$ , d'après les derniers résultats expérimentaux (J. Laberrigue-Frolow et P. Radvanyi, J. Phys. Rad., 17, 1956, p. 944). Ce sont les valeurs de  $R_K$  tirées de cette courbe qui ont été utilisées ci-dessus. Il faudrait, pour expliquer l'écart observé, des valeurs plus grandes de  $R_K$ , éventualité qu'on ne

peut toutefois exclure complètement pour l'instant.

b) Effet des corrélations entre les positions des électrons.

Jusqu'à présent on n'avait pas tenu compte de cet effet dans le calcul des fonctions d'onde sauf pour les noyaux les plus légers. Mme Clot et M. Daudel ont calculé l'influence d'une partie de ces corrélations pour l'argon 37 (S. Odiot et R. Daudel, J. Phys. Rad., 17, 1956, p. 60). Ils ont trouvé pour  $\lambda_L/\lambda_K$  0,10 au lieu de 0,082, ce qui est tout à fait en accord avec l'expérience. L'effet qu'ils ont calculé, très important pour Z faible, diminue rapidement avec Z et ne pourrait donc expliquer les désaccords observés. Il resterait à déterminer l'effet total des corrélations (une partie des corrélations non encore calculées pourrait donner un effet croissant avec Z), mais les calculs sont extrêmement laborieux.

c) Effet nucléaire.

On peut se poser la question de savoir si la forme non sphérique de certains noyaux ne pourrait pas avoir un effet sur la probabilité de capture, notamment de capture des électrons 2p. Il y aurait alors un désaccord pour  $\lambda_L/\lambda_K$  pour les noyaux très déformés seulement, loin des nombres magiques de neutrons et de protons.

Un tel effet, qui paraît a priori faible, n'a cependant pas encore été calculé jusqu'ici.

d) Possibilité de transitions interdites d'un type particulier.

On aurait peut-être certains cas particuliers où des éléments de matrice nucléaires se compensent, et où  $\lambda_L/\lambda_K$  n'aurait pas la valeur prévue; il faudrait néanmoins que la probabilité de transition reste importante.

7.- Conclusions.

Dans l'état actuel de nos connaissances, on ne peut pas dire encore que les prévisions théoriques sur la capture L ont été toutes vérifiées par l'expérience. Des doutes sérieux subsistent. Il n'y a pas encore assez de données expérimentales précises sur les rapports  $\lambda_L/\lambda_K$ ; les facteurs atomiques intervenant dans l'interprétation des expériences ne sont pas encore connus avec assez de précision.

Les difficultés expérimentales sont importantes, mais nos possibilités vont croissant. Une fois les calculs théoriques réellement vérifiés par l'expérience, il sera possible de tirer des études sur la capture L des données supplémentaires sur les caractéristiques nucléaires.

---