PORTUGALIAE PHYSICA
Vol. 1—Fasc. 1—1943

ANALYSE DE SPECTRES β DE RAIES

par A. Gibert (à Lisbonne)

(Juin 1942)

1. Plusieurs faits font penser que le phénomène de la conversion interne ne peut pas être dû exclusivement à un effet photo-électrique identique à ce que, par opposition, on a appelé depuis l'effet photo-électrique externe. Nous présenterons ici deux de ces faits, les plus généralement cités.

En 1926, dans sa thèse, Thibaud [1] a remarqué que la raie de 1334 ekV du spectre β naturel du Ra C n'apparaissait pas dans le spectre excité ce qui fut confirmé plus tard par Ellis. Ceci montrait qu'une telle raie devrait correspondre à un coefficient de conversion unité, c'est-à-dire, qu'elle devrait provenir d'une radiation γ que se serait convertie totalement. D'ailleurs, dans le cas du Th C, la raie γ de 40 ekV indiquée comme très intense d'après le spectre β naturel n'a pas été retrouvée par Valadares [2] par spectrographie cristalline. Des cas analogues à ceux-ci sont assez fréquents dans la famille de l'actinium, ainsi que le montre l'analyse de Frilley [3]. D'autre part, dans cette même famille, et encore d'après Frilley [3], des anomalies d'un autre type apparaissent: les raies intenses du Ra Ac de 50 ekV et de 240 ekV et la raie de 144 ekV de l' Ac X n'ont pas pû être identifiées par spectrographie β et ne sont connues que par la spectographie cristalline. Ceci indiquerait, pour ces raies lá, un coefficient d'absorption anormalement petit, nul même.

Ces deux cas extrêmes, inconnus dans le phénomène photo-électrique externe, ainsi que le fait que la probabilité de conversion interne est beaucoup plus grande que celle de la conversion externe, font douter de la légitimité de l'hypothèse qui attribuerait uniquement à un effet photo-électrique les phénomènes de conversion interne.

Mais ce n'est pas tout, et un autre fait semble bien difficile d'expliquer si l'on n'accepte pas qu'il existe, en dehors de l'effet photo-électrique interne, une autre cause, au moins, capable de justifier les spectres β naturels. En effet, si nous examinons le tableau donné par Ellis (page 362, Proc. Roy. Soc. 143, 1934) nous trouverons, non classées,

plusieurs raies très intenses, parmi lesquelles la raie Aa_3, intensité 20, est l'exemple le plus frappant. D'autre part, parmi les raies classées, il y en a une dont l'intensité est 3, deux dont l'intensité est 4 et plusieurs dont l'intensité est 8. La raie $H\alpha_1$, dont l'intensité est 11, est encore un exemple parmi tant d'autres. Nous verrons plus loin comment on peut expliquer quelques unes de ces raies au moyen d'une nouvelle hypothèse sur l'émission des spectres β naturels.

2. L'explication des spectres β secondaires sur l'hypothèse d'un effet photo-électrique interne se fait de la manière suivante : un photon d'énergie $h\nu$, émis par le noyau excité, transmet son énergie à un électron extra-nucléaire (conversion), celui-ci prenant alors une énergie cinétique $h\nu - E_x$, où E_x est le travail d'extraction de l'électron du niveau X duquel il a été arraché.

Dans ces conditions toutes les raies du spectre β devraient donc être dues à des électrons dont les énergies auraient nécessairement l'une des valeurs possibles $h\nu - E_x$. Cependant, quoique l'accord soit excellent entre cette hypothèse et de très nombreux résultats expérimentaux, il arrive que certaines raies ne peuvent pas être classées dans le cadre de cette hypothèse.

En 1933, Stahel [4] a vérifié que les énergies de quelques unes des raies non classées étaient sensiblement égales à certaines valeurs calculées du type $h\nu - 2E_x$ ou $h\nu - E_x - E_y$.

Pour interpréter ces faits, qui ne trouvaient pas d'explication dans l'effet photo-életrique simple, Stahel fit l'hypothèse de l'existence d'un effet de couplage entre le noyau excité d'un atome et les électrons extra-mecléaires, conçue de la façon suivante : Une partie de l'inergie $h\nu$ mise en jeu, serait utilisée dans le transfert d'un électron dans un niveau externe (d'énergie négligeable), et la partie restante serait un quantum d'énergie $h\nu - E_x$, X étant le niveau d'où l'électron a été arraché. Ce quantum pourrait, à son tour, se convertir, de la façon ordinaire, dans un autre niveau (ou dans le même) donnant ainsi naissance à des rayons β d'énergie $h\nu - E_x - E_y$ ou $h\nu - 2E_x$.

On pourrait penser qu'il s'agirait encore d'un effet photo-électrique, qui serait *double*. Mais ceci est assez difficile d'admettre si l'on considère l'effet interne analogue à l'effet photo-électrique externe. En effet, pour celui-ci, la probabilité d'un effet simple n'est pas très grande et, par suite, la probabilité d'un effet double doit être bien moindre encore. Remarquons d'ailleurs que, dans les spectres β secondaires excités par les rayons X, on n'a jamais observé un phénomène analogue à cet effet *double*.

3. D'autre part il existe encore un autre fait curieux qui nous semble aussi digne d'attention. On observe des raies β dont l'énergie correspond à des valeurs $\frac{h\nu}{2} - E_x$, où $h\nu$ est l'une des valeurs de l'énergie d'excitation du noyau. On pourrait penser que ces raies seraient dûes à des quanta d'énergie $h\nu' = \frac{h\nu}{2}$ et, en effet, dans certains, cas peu nombreux, il en est ainsi. Comme exemple nous ne citerons que le cas de la transformation ThC → ThC″. En effet, du schéma des niveaux nucléaires du Th C″ [2] on déduit que les quanta émis lors des transitions $\alpha_2 - \alpha_4$ ou $\alpha_4 - \alpha_5$ ont une énergie qui est la moitié de celle qui est mise en jeu dans les transitions $\alpha_2 - \alpha_5$ ou $\alpha_0 - \alpha_2$. Dans ce cas il éxiste donc nécessairement des raies d'énergie $\frac{h\nu}{2} - E_x$, la relation numérique existant entre les différences énergétiques étant possiblement due au hasard.

Mais il y a de nombreux cas qui ne peuvent pas être expliqués par la relation $h\nu' = \frac{h\nu}{2}$, d'autant plus qu'on ne connaît pas de raisons théoriques qui rendraient probable une telle relation. Nous ferons ci-dessous l'analyse de ces cas. Ces faits nous ont fait penser que l'on pouvait admettre que, dans chaque transition nucléaire, l'énergie dexcitation d'un noyau, serait transmise aux électrons extra-nucléaires parmi lesquels elle serait distribuée d'une façon continue. La structure discrète du spectre secondaire s'expliquerait par le fait que cette distribution continue de l'énergie $h\nu$ se ferait d'après une lois de probabilité qui rendrait certaines répartitions de l'énergie beaucoup plus probables que les autres.

Bien que nous ne méconnaissions pas toutes les difficultés qui surgissent du point de vue théorique, nous pensons que cette hypothèse pourrait peut-être servir de base à l'explication des différents cas, verifiés expérimentalement, que nous indiquons à la suite. Dans cet enoncé, nous supposerons, pour simplifier, que des cas tels qui $h\nu - 2E_x$ et $h\nu - E_x - E_y$ ne sont pas distincts.

1° — Si toute l'énergie $h\nu$ est transmise à un seul électron, on a les raies $h\nu - E_x$.

2° — Si toute l'énergie $h\nu$ est transmise également à deux électrons du même niveau, on a les raies $\frac{h\nu}{2} - E_x$ (§ 9).

3° — Si une partie de l'énergie est utilisée dans le déplacement d'un électron profond vers une couche extérieure, tandis que la partie res-

tante, donne lieu à l'expulsion d'un électron, on a les rais $h\nu - E_x - E_y$. Ce cas en comprend encore deux :

a) La transmutation est une transformation β — Cas de Stahel (§§ 4 et 5).

b) La transmutation est une transformation α. On peut encore distinguer deux cas :

b_1) Structure fine de la radiation α (§§ 7 et 8).

b_2) Particules α de long parcours (§§ 6 et 8).

4° — Si l'énergie n'est transmise à aucun electron, on a la radiation γ.

Aux paragraphes suivants on trouvera des exemples de ces différents cas, à l'exception du 1er et du 4e, bien connus, et l'on fait la discussion des résultats obtenus.

4. Examinons tout d'abord, de plus près, l'hypothèse de Stahel et des données qui en sont à la base.

D'après l'auteur, si l'effet de couplage existe, il doit avoir lieu, en particulier, pour les raies γ les plus intenses, ce que l'on peut vérifier en recherchant des raies β d'énergie donnée par $h\nu - 2E_x$ ou $h\nu - E_x - E_y$.

S'appuyant sur les données d'Ellis [5], Stahel trouve sept exemples pour la transformation Th B → Th C. Ces cas sont reproduits dans le tableau I.

TABLEAU I

Nom	$h\nu$	raie β observée	$(h\nu - E_x - E_y)$ calculé
C_1	237,9	58,0	$h\nu - 2E_K = 57,9$
Db	249,4	69,5	$h\nu - 2E_K = 69,4$
Eb_2	299,0	118,6	$h\nu - 2E_K = 119,0$
Ed	249,4	144,9	$h\nu - E_K - E_L = 143,1$
F_1	249,4	155,8	$h\nu - E_K - E_M = 155,4$
G_1	299,0	192,4	$h\nu - E_K - E_L = 192,7$
Jb_2	299,0	267,3	$h\nu - 2E_L = 266,4$

Cependant Sze Shih-Yuan [6] rattache la raie G_1 (d'après Sze, de 195,0 ekV) à la transformation Th C″ → Th D. Plus tard, Arnoult [7] confirme l'existence d'une raie de 192,2 ekV (désignée toujours par G_1) et confirme aussi la raie G_2 de 194,9 (ou 194,1) ekV découverte par Surugue [8]. Or cette raie avait été attribuée par Surugue à la transformation Th C″ → Th D et par suite il ne parait illogique de penser que

la raie G_1 attribuée par Arnoult à Sze n'est autre que la raie G_2 de Surugue.

Quoiqu'il en soit, la raie de 192,4 ekV (d'Ellis) confirmée plus tard avec la valeur de 192,1 ekV par Arnoult, n'a été classée par aucun de ces auteurs et il est donc plausible d'accepter pour elle l'explication de Stahel. La raie E_d est de même attribuée par Sze à la transformation Th C'' → Th D et ce classement est confirmé par Surugue (144,9 ekV) et par Arnoult (143,5 ekV). Remarquons que cette dernière valeur coïncide exactement avec la valeur calculée de Stahel. On pourrait donc penser que deux radiations, aussi bien celle de 249,4 ekV du Th B, que celle de 231,6 ekV du Th C'' sont responsables de la même raie β, de 143,5 ekV, bien que par des processus différents. D'autre part Ellis [9] a étudié le Th C'' isolé et a ainsi obtenu des raies qui ne peuvent être atribuées qu'à la transformation Th C'' → Th D, et il ne donne pas la raie en question. On ne peut donc pas en conclure à un rejet de l'hypothèse de Stahel quant à l'origine de la raie E_d.

La raie C_1, confirmée par Surugue, n'est pas retrouvée par Arnoult et n'a pas encore été classée. La raie Db attribuée par Sze (71,47 ekV) à la transformation Th B → Th C est plus tard confirmée par Surugue (69,74 ekV) et par Arnoult (69,10 ekV). La raie Eb_2 est attribuée par Sze (123,1 ekV) à la transformation Th C'' → Th D, mais Surugue 119,1 ekV) en voit l'origine dans la transformation Th B → Th C tandis que Arnoult (120,0 ekV) ne la classe pas. La raie F_1 n'est pas citée par Sze mais Surugue la trouve (157,0 ekV) et Arnoult la confirme (154,8 ekV) mais aucun de ces auteurs ne la classe.

Sze trouve la raie Jb_2 (273,4 ekV) mais ne l'attribue pas au Th B, tandis que Surugue qui la retrouve (271,9 ekV) l'attribue à la transformation Th C'' → Th D. Plus tard Arnoult à la suite d'une correction (264,3 ekV) ne peut pas accepter cette interprétation.

On vérifie ainsi, après cette analyse un peu longue, que les mesures qui ont suivi celles d'Ellis (qui sont à la base des calculs de Stahel) ne permettent pas d'exclure définitivement l'hypothèse de Stahel.

Cellui-ci donne encore, comme exemples deux raies de la transformation Ra B → Ra C, de 116,0 ekV et de 61,7 ekV [10]. D'après des mesures plus récentes, la 1ère de ces raies doit avoir la valeur 114,12 ekV. Stahel attribue cette raie, qui n'est pas encore classée. à un effet $h\nu - 2E_k$ du quantum de 296,6 ekV, dont la valeur récente est de 294 ekV. On aurait ainsi d'après les mesures récentes et d'accord avec Stahel, une raie β de 294 — 181 = 113 ekV. L'accord est aussi bon que le primitif. Quant à l'autre raie, les mesures récentes d'Ellis [11] qui s'en rapprochent le plus ont les valeurs 52,64 ekV et 65,62 ekV.

Or, bien que la différence soit alors plus grande, la valeur la plus basse est la plus probable, à moins d'admettre qu'Ellis n'a pas observée la raie en question. Il faut maintenant, pour le quantum correspondant considéré par Stahel, prendre la valeur de 240,6 ekV ce qui donnerait pour la raie β une énergie de 60,0 ekV. Une telle raie n'apparaît pas dans la longue énumération donnée par Ellis, ce qui ne veut pas dire qu'elle ne puisse pas exister. D'autre part nous n'avons pas pu observer d'autres cas de ce type, dans le cas de la transformation Ra B $\rightarrow$ Ra C, d'après les résultats d'Ellis [11].

En présence de ces faits, il nous semble que la meilleure conclusion à en tirer est que les données expérimentales dont nous disposons actuellement ne permettent pas de prendre une décision quant à la consistance numérique de l'hypothèse de Stahel.

5. Cependant n'importe lequel des cas cités par Stahel, comme nous l'avons remarqué plus haut, appartient au type des transformations radio-actives dans lesquelles l'emission γ est acompagnée de l'emission β. Il y a encore deux types d'emission γ en relation, tous les deux, avec l'emission α: quanta liés aux particules α de long parcours et quanta liés a la structure fine des particules α. Dans chaque cas le mécanisme de l'emission γ est distinct des autres et nous avons par cette raison, trouvé intéressant d'analyser, du point de vue dans le quel nous nous sommes placés, chacun des cas mentionnés. Particuliérement dans le cas de la transformation Ra C $\rightarrow$ Ra C′ (particules α de long parcours) on disposait d'un système de niveaux energétiques nucléaires très complet, déduit par Rutheford, Lewis et Bowden de l'analyse des particules α de long parcours [12], système permettant une étude plus parfaite.

En suivant, dés le début, les idées de Stahel nous avons procédé de la manière suivante: aprés avoir exclu toutes les raies β que l'on pouvait interpreter au moyen d'une effet photo-électrique interne simple, nous avons essayé d'expliquer les autres raies en ayant recours à l'effet de «couplage» pour les raies γ les *plus intenses* du spectre. Cependant cette marche ne nous a conduit à aucun cas remarquable.

Par la suite nous accepterons que quelques raies des spectres β secondaires naturels peuvent être dues à une transmission directe aux électrons extra-nucléaires, de l'énergie du noyau excité, quoique d'autres raies puissent être expliquées en acceptant que la conversion interne est due à un effet photo-électrique.

Remarquons encore une fois que l'hypothèse que cet effet est double, dans certains cas, n'est pas à exclure definitivement, mais elle apparaît comme très peu probable.

6. En présence de ces faits et une fois admise la possibilité que certaines raies β ne soient pas dues à la conversion interne de la radiation γ, nous avons pensé qu'il ne serait pas absurde d'admettre que ces raies correspondaient justement aux transitions α moins probables. Nous avons alors fait les calculs pour tous les γγ déduits des travaux précités de Rutherford, Lewis et Bowden. Nous avons réuni dans le tableau II les résultats qui nous ont semblé intéressants. Nous avons indiqué dans ce tableau, à la colonne désignée par la letre I, les intensités des raies respectives. L'attribution des raies (dernière colonne) est celle d'Ellis. Dans l'avant dernière colonne à la suite du nom des raies, nous avons marqué du signe + les raies non comprises par Ellis dans son analyse de la radiation γ. Dans la première colonne sont indiquées les valeurs des γγ en ekV, les points d'interrogations indiquent les γγ dont, d'après les auteurs, les raies correspondantes n'ont pas été trouvéés.

On constate ainsi que, sur un total de 136 différences α, dont 66 sont en relation avec l'emission γ, 21 correspondent aux emissions électroniques sans conversion interne et, parmi ces dernières, 8 semblent être les responsables de deux types d'émission (avec et sans conversion). Il est clair que, si les raies β indiquées dans ce tableau, ont réellement l'origine que nous leur supposons, elles doivent être toutes atribuées à la transformation Ra C → Ra C'. Ellis lui-même, tout en attribuant au Ra B quelques unes des raies marquées d'un +, remarque qu'il considére ce choix arbitraire et provisoire.

Voici donc un premier exemple qui ne semble pas en désaccord avec l'hypothèse que nous avons posée relativement à l'énergie d'excitation liée à l'emission de particules α de long parcours.

Un autre cas d'emission γ associée à des particules α de long parcours est celui de la transformation Th C' → Th D.

En utilisant les valeurs d'Ellis (pag. 337 — Tab. IX) nous avons obtenu pour la transition $\alpha_{III} - \alpha_0$ de 840 ekV la valeur suivante: $840 - 2E_k = 840 - 176 = 664$, qui peut être la raie G_1 de 664,6 ekV non classée. Pour les transitions $\alpha_1 - \alpha_{II}$ (1090 ekV) et $\alpha_1 - \alpha_0$ (1780 ekV), il n'est pas possible de tirer des conclusions du travail d'Ellis, étant donné qu'il ne trouve pas des raies β entre 868 ekV et 2531 ekV.

7. Considerons maintenant un cas de structure fine, celui de la transformation Th C → Th C''. Nous employerons les plus récentes déterminations de Lewis et Bowden [13] et, pour la raie α_5, nous prendrons la valeur de Rosenblum et Valadares [14] corrigée par comparaison avec celles de Lewis et Bowden (5580 ekV). Les valeurs adoptées pour les

TABLEAU II

$h\nu$	$h\nu-2E_K$	$h\nu-E_K-E_L$	β observée	I	Nom	Attribuée à
251	65		65,6	6	Cg+	Ra B → C
301 ?	115		114,12	5	Da+	»
340	154		155,78	0,5	F_1 +	Ra C → C'
426	240		240,6	3	Ga_3+	Ra B → C
441 ?	255		254,27	0,5	Ga_4+	RaC → C'
475 ?	289		288,37	11	Ha_1+	Ra B → C
475 ?		365	365,60	0,5	Ia_2+	Ra C → C'
498	312		309,88	0,5	Ha_4+	»
498		388	387,54	8	Ia_4+	Ra B → C
535 ?	349		348,95	8	Ia_1	»
678	492		490,61	0,5	Nc_2+	Ra C → C'
742 ?	556		556,72	2,6	O_1+	»
776 ?	590		589,89	9,0	P	»
786 ?	600		599,45	1,6	P_1	»
1027 ?	841		840,84	4,1	Q	»
1249 ?	1063		1062,8	1,0	R_1+	»
1372	1186		1186,6	0,85	S_1+	»
1407	1221		1222,1	0,85	Sa	»
1673	1487		1486,9	0,4	Ua_3+	»
1747 ?	1561		1559,8	0,2	Ua_6+	»
1747 ?		1637	1635,5	0,7	Ub+	»
1931 ?	1745		1745,6	0,95	Vb	»
2138 ?	1952		1951,2	0,2	Vc_1+	»
2697	2511		2513,2	0,2	Wa_6+	»

différences énergétiques ont été alors les suivantes (en ekV): 19,4; 40,0; 128; 144,6; 148; 164; 287,8; 292; 327,8; 432,4; 451,8; 472,4; 491,8; 580; 620.

Nous avons, avec ces valeurs, elaboré le Tableau III, analogue au Tableau II et d'un lequel les raies β observées sont celles qu'Ellis [4]

TABLEAU III

$h\nu$	$h\nu-2E_K$	$h\nu-E_K-E_L$	$h\nu-2E_L$	β observée	I	Nom	Attribuée à
128		28		27,3 [1]	2	Ab	Th C → C''
128			97	98,3	2,3	E	Th B → C
164		64		62,89	0,7	Da	?
288	118			118,56	0,04	Eb_2	?
288		188		188,68	3,2	G	Th C'' → Pb
288			257	257,7	—	Ja_3	?
292	122			122,95	0,3	Ec	?
292		192		192,4	—	G_1	?
292			261	260,86	0,65	Jb	Th C'' → Pb
328	158			155,84	0,05	F_1	?
432	262			260,86	0,65	Jb	Th C'' → Pb
452	282			282,80	0,75	Jc	Th B → C

[1] Valeur corrigée plus tard [11] par Ellis.

fournit dans le Tableau II. Nous n'avons pas fait de distinction entre différences énergètiques et $\gamma\gamma$, comme dans le tableau II, car le spectre β de cette transformation n'est pas bien connu.

Il est à remarquer que dans l'appréciation des résultats dont ce tableau fait état, nous ne pouvons pas nous laisser guider par les considérations habituelles sur l'intensité des raies, étant donné la possibilité pour quelques unes de ces raies d'être dues à plus d'un processus de conversion.

8. On sait, en ce qui concerne l'énergie d'excitation γ, dans les transmutations accompagnées d'émission α, que les valeurs de cette énergie sont des différences de valeurs de niveaux energétiques.

Ainsi, étant donnés trois niveaux energétiques α_0, α_1, α_2, on a

TABLEAU IV

$\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3$	β_2	β_3	$\beta_2 + \beta_3 + 2E_K$	β_1	Différence	Désignation
678 - 426 + 251	240,6	65,6	492,2	490,6	+1,6	$Nc_2 - Ga_3 + Cg$
742 - 441 + 301	254,27	114,12	554,4	556,7	−2,3	$O_1 - Ga_4 + Da$
776 - 475 + 301	288,37	114,12	588,5	589,9	−0,4	$P - Ha_1 + Da$
786 - 535 + 251	348,95	65,6	600,6	599,5	+1,1	$P_1 - Ia_1 + Cg$
1027 - 776 + 251	589,89	65,6	841,5	840,8	+0,7	$Q - P + Cg$
1249 - 776 + 475	589,89	288,37	1064	1062,8	+1,2	$R_1 - P + Ha_1$
1673 - 1372 + 301	1186,6	114,12	1486,7	1486,9	−0,2	$Ua_3 - S_1 + Da$
2697 - 1673 + 1027	1486,9	840,84	2513,7	2513,2	+0,5	$Wa_6 - Ua_3 + Q$

TABLEAU V

$\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3$	β_2	β_3	Valeur calculée	β_1	Différence	Désignation
328 - 164 + 164	62,9	62,9	156,8 [1]	155,8	+1,0	$F_1 - Da + Da$
292 - 164 + 128	62,9	27,3	190,2 [2]	192,4	−2,2	$H_1 - Da + Ab$
452 - 288 + 164	118,6	62,9	281,5 [2]	282,8	−1,3	$Jc - Eb_2 + Da$

[1] $\beta_2 + \beta_3 + 2E_L$.
[2] $\beta_2 + \beta_3 + E_K + E_L$.

$\alpha_0 - \alpha_2 = \alpha_0 - \alpha_1 + \alpha_1 - \alpha_2$ et, si ces transitions sont permises, les énergies respectives d'excitation se trouveront liées de façon analogue. Par ailleurs il arrive souvent que la différence de deux niveaux soit égale à celle de deux autres niveaux et, de l'ensemble de ces deux circonstances, il en résulte que les relations de la forme $\gamma_1 = \gamma_2 + \gamma_3$ entre énergies d'excitation sont courantes. Supposons que ces trois énergies se convertissent toutes, de la façon ordinaire, sur le niveau K. Nous

aurons alors $\beta_i = \gamma_i - E_k$ $(i = 1, 2, 3)$ et, par suite, $\beta_1 = \beta_2 + \beta_3 + E_k$. Il est clair que le contrôle de ce fait est bien plus efficace sur les raies β que sur les raies α, parce qu'il est possible de mesurer avec une plus grande rigueur les énergies des premières. Il en est de même pour le cas $\beta_i = \gamma_i - 2E_k$.

Nous allons donc en faire l'étude aussi bien pour la transformation Ra C → C′ que pour la transformation Th C → C″. Nous avons résumé les résultats obtenus dans le tableau IV pour le premier cas et dans le tableau V pour le second. Nous croyons que tous les deux sont suffisamment clairs pour être compris sans difficulté.

9. Finalement nous allons envisager le cas $\frac{h\nu}{2} - E_x$, en prenant particulièrement en considération, encore une fois, la transmutation Ra C → C′. Pour les valeurs de $h\nu$ comprises dans l'intervalle $2E_L < h\nu < 2E_x$, on a pris pour E_x la valeur E_{L_I}. On n'a pas tenu compte des sous-niveaux L, étant donné la précision des valeurs expérimentales utilisées. Pour des valeurs de $h\nu > 2E_k$, nous avons systématiquement pris pour E_x la valeur E_k. Nons n'avons pas tenu compte d'autres niveaux parce que, dans le spectre γ de la transformation Ra C → C′, les valeurs $h\nu < 2E_L$ n'ont pas été observées. En outre pour toutes les valeurs de $h\nu$ qui ont donné des raies β du type $\frac{h\nu}{2} - E_k$, nous avons calculé la valeur $\frac{h\nu}{2} - E_L$. Cependant nous n'avons pas obtenu ainsi de nouvelles raies β.

Nous avons, enfin, recherché des cas correspondants à des valeurs $\frac{h\nu}{2} - E_x - E_y$ mais, comme dans le cas ci dessus, nous n'avons trouvé aucune nouvelle raie β. Ces processus sont évidement très peu probables.

Dans le tableau VI nous avons comparé les valeurs $\frac{h\nu}{2} - E_x$ avec les energies des raies β qui s'en rapprochent le plus. Le matériel expérimental utilisé est le même qui nous avait dèjà servi ([11] et [12]).

Dans ce tableau les valeurs de $\frac{h\nu}{2} - E_x$ marquèes d'un * correspondent au niveau L_I $(E_x = E_{L_I})$. Pour le reste la nomenclature est celle qui a été adoptée pour les tableaux précédents.

On doit remarquer que la raie D est obtenue à partir d'une valeur

TABLEAU VI

$h\nu$	$\frac{h\nu}{2} - E_x$	β observée	I	Nom	Atribuée à
123 ?	44,6 *	44,39	20	Aa_3+	Ra B → C
129 ?	47,6 *	46,92	8	Aa_4+	»
245	105,6 *	104,97	11	D+	»
340	77 ?	79,06	3	Cj+	»
349	82				
475 ?	144,5	144,62	0,5	Da_1+	Ra C → C'
498	156 ?	155,78	0,5	F_1+	»
559 ?	186,5	186,57	1,0	Fb_1+	»
595 ?	204,5	(203,64)	(480)	(G)	Ra B → C
742 ?	278	(277,41)	(64)	(Ha)	»
776 ?	295	293,43	2,6	Ha_2+	Ra C → C'
786 ?	300	299,19	8	Ha_3+	Ra B → C
804 ?	309	309,88	0,5	Ha_4+	Ra C → C'
853 ?	333,5 ?	333,43	1,6	I_1	»
915 ?	364,5	365,60	0,5	Ia_2+	»
936	375	376,07	8	Ia_3+	Ra B → C
957 ?	385,5 ?	387,54	8	Ia_4	»
995	404,5 ?	404,82	0,5	Nb	Ra C → C'
1078 ?	446	447,35	1,0	Nc+	»
1335	572,5	572,03	2,6	O_2+	»
1663 ?	738,5	738,42	2,1	Pa_1+	»

Les valeurs de $\frac{h\nu}{2} - E_x$ marquées d'un ? sont celles pour lesquelle $\frac{h\nu}{2}$ a la valeur d'un autre γ d'énergie $h\nu' = \frac{h\nu}{2}$.

$h\nu > 2E_k$ quoique calculée en prenant pour E_x la valeur E_L. Nous avons ainsi fait parce que la différence $\frac{h\nu}{2} - E_k$ pour la valeur respective de $h\nu$(245) est inférieure (28) à la raie de moindre energie du spectre mesuré (36). Néanmoins il s'agit très possiblement d'une simple coïncidence car aucune paire de raies $\frac{h\nu}{2} - E_k$ et $\frac{h\nu}{2} - E_L$ n'a été trouvée. D'ailleurs, il ne faut pas s'en étonner parce que si de telles raies existaient elles seraient très probablement atribuées à un quantum $h\nu' = \frac{h\nu}{2}$.

Les valeurs, indiquées entre ( ) dans le tableau VI, sont celles des raies très intenses qui peuvent cacher d'antres qui seraient en bon accord avec les valeurs respectives calculées.

La paire de valeurs donnée à Cj se justifie si l'on se souvient de l'incertitude avec laquelle les $\gamma\gamma$ sont connus.

Nous voulons exprimer toute notre reconnaissance au Dr. M. Valadares qui nons a suggéré ce travail et dont les conseils ont été pour nous une aide précieuse.

Résumé. Aprés avoir présenté quelques faits, d'ordre expérimental, qui ne semblent pas facilement expliquables, si l'on considère un effet photo-électrique interne comme la seule cause des spectres β de raies, on cite les observations de Stahel sur un effet de couplage entre le noyau et les électrons extra-nucléaires pour les transformations β-radioactives. Il a été ensuite indiqué que d'autres anomalies existent encore. On a résumé dans un tableau les cas dont l'éxistence a été contrôlée — raies β: $h\nu - E_x$, $h\nu - E_x - E_y$ (emissions β et α) et $\frac{h\nu}{2} - E_x$; $h\nu$ est l'énergie d'excitation du noyau et E_x le travail d'extraction d'un électron du niveau X.

On fait aussi une analyse detaillée du travail de Stahel où l'on montre que ses résultats numériques sont en bon accord avec les mesures les plus récentes.

Des exemples, dûment documentés, sont donnés par la suite pour chacun des autres cas dont nous avons parlé.

BIBLIOGRAPHIE

[1] J. Thibaud — *Ann. de Phys.*, 5, 113, 1926.
[2] M. Valadares — *Ann. de Phys.*, 2, 197, 1934.
[3] M. Frilley — *J. de Physique*, 34, 1940.
[4] E. Stahel — *Die Naturwiss.*, 43, 1933.
[5] C. D. Ellis — *Proc. Roy. Soc.*, 138, 318, 1932.
[6] Sze Shih — Yuan — *Ann. de Phys.*, 19, 59, 1933.
[7] R. Arnoult — *Ann. de Phys.*, 12, 241, 1939.
[8] J. Surugue — *Ann. de Phys.*, 8, 484, 1937.
[9] C. D. Ellis — *Proc. Roy. Soc.*, 136, 396, 1932.
[10] E. Rutherford, J. Chadwick, C. D. Ellis — *Radiations from Radioactive Substances*, p. 362, 1930 (Cambridge).
[11] C. D. Ellis — *Proc. Roy. Soc.*, 143, 350, 1934.
[12] E. Rutherford, W. B. Lewis, B. V. Bowden — *Proc. Roy. Soc.*, 142, 347, 1933.
[13] W. B. Lewis, B. V. Bowden — *Proc. Roy. Soc.*, 145, 235, 1934.
[14] S. Rosenblum, M. Valadares — *C. R.* 194, 967, 1931.