

Contribution du rayonnement nucléaire au spectre continu γ accompagnant la radioactivité β

J. Horowitz

► **To cite this version:**

J. Horowitz. Contribution du rayonnement nucléaire au spectre continu γ accompagnant la radioactivité β . J. Phys. Radium, 1952, 13 (7-9), pp.429-430. <10.1051/jphysrad:01952001307-9042901>. <jpa-00234614>

HAL Id: jpa-00234614

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00234614>

Submitted on 1 Jan 1952

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

propre du quartz sous l'effet d'une pression hydrostatique [1].

Nous reprenons ces expériences, en plongeant cette fois le cristal non plus dans un gaz, mais dans l'éther de pétrole. Nous avons ainsi atteint 5 000 atm, sans constater un amortissement gênant sur l'acuité de la résonance.

A titre d'exemple, la fréquence d'une lame de coupe Y, excitée en vibrations transversales parallèles à X (fréquence initiale, 3 265 kHz), subit une variation linéaire de coefficient $\frac{\Delta f}{f \Delta p}$ égale à $-3,1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{kg}$.

Cet effet ne peut être attribué entièrement à la variation des dimensions (effet de même sens, mais environ 10 fois plus petit); il s'explique par la variation du module d'élasticité correspondant. Le milieu où est plongé le cristal et dont le rôle est de transmettre la pression, agit, en outre, par sa compressibilité et, accessoirement, sa viscosité. Au point de vue de l'amortissement, le milieu liquide paraît plus avantageux, étant moins compressible que le gaz à densité comparable, dans le domaine des pressions explorées.

Manuscrit reçu le 19 mai 1952.

[1] *Physica*, 1951, 17, 563.

**CONTRIBUTION DU RAYONNEMENT NUCLÉAIRE
AU SPECTRE CONTINU γ ACCOMPAGNANT
LA RADIOACTIVITÉ β**

Par J. HOROWITZ,

Service de Physique mathématique,
Commissariat à l'Énergie atomique, Fontenay-aux-Roses.

L'émission du rayonnement γ continu accompagnant une désintégration β :

$$N_0 \rightarrow N_1 + \nu + e, \tag{1}$$

est décrite d'habitude [1] par le schéma

$$N_0 \rightarrow N_1 + \nu + e' \rightarrow N_1 + \nu + e + \gamma. \tag{2}$$

Un autre schéma possible est

$$N_0 \begin{matrix} \nearrow N_0^* + \gamma \\ \searrow N_1^* + e + \nu \end{matrix} \rightarrow N_1 + \nu + e + \gamma, \tag{3}$$

où N_0^* et N_1^* sont des états excités des noyaux N_0 et N_1 . Dans (2), c'est le β qui émet le γ en passant de e' à e . Dans (3), c'est le noyau qui rayonne avant ou après la désintégration β .

Pour les transitions β permises, la contribution due à (3) est négligeable. Il n'en est pas nécessairement de même dans le cas de désintégrations β ($N_0 \rightarrow N_1^*$) interdites si les transitions β intermédiaires ($N_0 \rightarrow N_1^*$ ou $N_0^* \rightarrow N_1$) sont moins interdites que $N_0 \rightarrow N_1$.

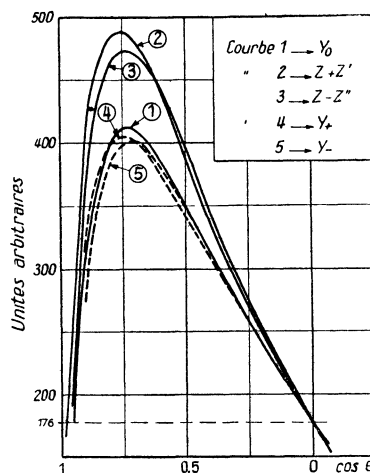
L'élément de matrice H_{10} pour le processus (3) peut s'écrire sous une forme particulièrement compacte

dans le cas d'un rayonnement dipolaire électrique. On trouve

$$H_{10} = i \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar c k}} \vec{s} \langle 1 | B \vec{R} - \vec{R} B | 0 \rangle, \tag{4}$$

k et \vec{s} sont le nombre d'onde et le vecteur de polarisation du photon, $B = \sum_i B_i$, l'hamiltonien de la radioactivité β , $\vec{R} = \sum_i e_i \vec{r}_i$, où e_i et \vec{r}_i sont les charges

et les positions des nucléons ($e_i = e$ pour un proton, $e_i = 0$ pour un neutron). Dans l'établissement de la relation (4), on a négligé l'énergie $\hbar c k$ du photon devant les énergies d'excitation $E(N_0^*) - E(N_0)$ et $E(N_1^*) - E(N_1)$, approximation presque toujours



valable vu la faible énergie des photons de freinage interne. (4) peut être mis sous la forme

$$H_{10} = i \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar c k}} \varepsilon \vec{s} \langle 1 | \sum_i B_i \vec{r}_i | 0 \rangle, \tag{5}$$

où ε est la charge $\pm e$ du β émis.

L'introduction du processus (3) modifie les caractéristiques du spectre $\beta - \gamma$ à la fois par le terme $|H_{10}|^2$ et par interférence avec le processus (2). Le cas des transitions β interdites $\Delta J = 2$, avec couplage tensoriel ou pseudovectoriel est particulièrement intéressant. Ces transitions sont caractérisées sans ambiguïté par la forme de leur spectre β et le calcul du rayonnement de freinage interne peut se faire entièrement sans faire appel à un modèle nucléaire particulier. Soit $y(\theta, W, k) dW dk d\theta$ la probabilité élémentaire d'émission d'un électron d'énergie totale W , d'un photon d'énergie $\hbar c k$ dont les impulsions font entre elles un angle θ . On trouve

$$y \pm(\theta, \omega, k) = z' \pm z'' + t' \pm t'' + u,$$

le signe + correspondant au couplage tensoriel, le signe - au couplage pseudovectoriel. z' et z'' proviennent du processus (2), u du processus (3), t' et t'' sont des termes d'interférence.

Soit

$$Y \pm(\theta, W) = \int_{k_0}^{\frac{W_0 - W_n}{\hbar c}} y \pm(\theta, W, k) dk \\ = Z' \pm Z'' + T' \pm T'' + U$$

la fonction de corrélation entre un photon d'énergie supérieure à $\hbar ck_0$ et un β d'énergie W , W_0 étant l'énergie maximum (y compris la masse) du spectre β . La figure représente, pour

$$W_0 = 4 mc^2, \quad k = \frac{1}{10} \frac{mc}{\hbar}, \quad W = 2 mc^2,$$

les courbes $Y \pm$, $Z' \pm Z''$ et Y_0 courbe de corrélation pour une transition permise. On a fait passer toutes ces courbes par le même point pour $\theta = \frac{\pi}{2}$.

On voit que :

1^o la différence entre Y_+ et Y_- est trop petite pour permettre une discrimination entre les couplages tensoriel et pseudovectoriel;

2^o les courbes Y_{\pm} et Y_0 sont très voisines;

3^o il y a une différence notable entre les courbes qui tiennent compte du rayonnement nucléaire et les courbes $Z' \pm Z''$ où ce processus est ignoré.

Il est donc possible de vérifier expérimentalement l'existence de l'effet (3).

Des calculs analogues ont été faits par L. Madansky et coll. [2]. Ces auteurs ne considèrent pas le processus (3) et omettent le terme Z'' dans le calcul du processus (2). Il en résulte notamment que leur fonction de corrélation pour les transitions interdites (qui n'est autre que Z') est :

a. rigoureusement et non plus approximativement indépendante du couplage;

b. notablement différente de la fonction de corrélation permise Y_0 .

Ajoutons que le processus (3) a aussi pour effet de rapprocher l'un de l'autre les spectres de photons $P(k)$ des transitions permises et interdites. Enfin, le rayonnement nucléaire (3) joue un rôle important dans le freinage interne accompagnant la capture K . Les résultats correspondants, ainsi que le détail de l'ensemble des calculs seront publiés ultérieurement.

Je tiens à remercier M. A. Abragam pour les nombreuses et intéressantes discussions que nous avons eues sur ce sujet.

Manuscrit reçu le 23 mai 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] KNIPP et UHLENBECK. — *Physica*, 1936, **3**, 425.
BLOCH. — *Phys. Rev.*, 1934, **50**, 272.
CHANG et FALKOFF. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 365.
[2] MADANSKY, LIPPS, BOLGRANO et BERLIN. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 596.

UNE NOUVELLE TRANSITION DES CRISTAUX DE BICHROMATE D'AMMONIUM

Par JEAN JAFFRAY,

Professeur à la Faculté des Sciences de Clermont.

En plus de la transition de -2°C , caractérisée par un maximum de la chaleur spécifique suivi d'une chute rapide et par une anomalie de dilatation [1], les cristaux de bichromate d'ammonium présentent une autre transition vers -120°C . Elle a été trouvée par analyse thermique différentielle et précisée par des mesures de chaleur spécifique. L'anomalie de chaleur spécifique consiste encore en un maximum suivi d'une chute rapide. La dilatométrie des cristaux a été faite aux basses températures et nous a indiqué une anomalie très nette dans la même région.

D'autre part, M^{me} M. Freymann [2] a signalé que ce sel présente un maximum d'absorption dans le domaine ultrahertzien vers 148°K ; ces divers phénomènes sont évidemment à rapprocher.

Les résultats complets relatifs à la chaleur spécifique du bichromate d'ammonium depuis -150°C jusqu'à la température ordinaire seront publiés prochainement.

Manuscrit reçu le 27 mai 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] JAFFRAY J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **219**, 180; *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 56 S.
[2] FREYMANN M^{me} M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1449.

LA STRUCTURE DU BORURE DE NICKEL NiB

Par P. BLUM,

Laboratoire de Recherches de l'E. N. S. d'Électrochimie et d'Électrometallurgie de Grenoble.

Le diagramme binaire NiB est encore très mal connu et seul le composé Ni_2B a pu être identifié avec certitude. Dans une étude récente, Kiessling [1], a signalé l'existence d'une nouvelle phase moins riche en bore que Ni_2B , mais dont il n'a pu déterminer ni la formule, ni la maille.

Au cours de cémentations électrolytiques de nickel par le bore [2], nous avons pu mettre en évidence l'existence de quatre phases, entre autres celle du composé NiB isomorphe de CrB et TaB déjà connus [3].

A partir d'un alliage de NiB, préparé par M. Andrieux, j'ai pu isoler quelques monocristaux de composition NiB présentant un plan cristallographique bien développé. Des diagrammes de Laue et de cristal tournant ont permis de préciser le groupe d'espace : D_{2h}^{17} — *Cmcm*. Un diagramme de poudre fournit les constantes de réseau suivantes :

$$a = 2,925 \text{ \AA}, \quad b = 7,396 \text{ \AA}, \quad c = 2,966 \text{ \AA}.$$

Le volume de la maille est $V = 64,17 \text{ \AA}^3$ et con-